

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ИЗМЕРЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ
МАЛЫХ ПРОМЕЖУТКОВ
ВРЕМЕНИ И ДЛИН**

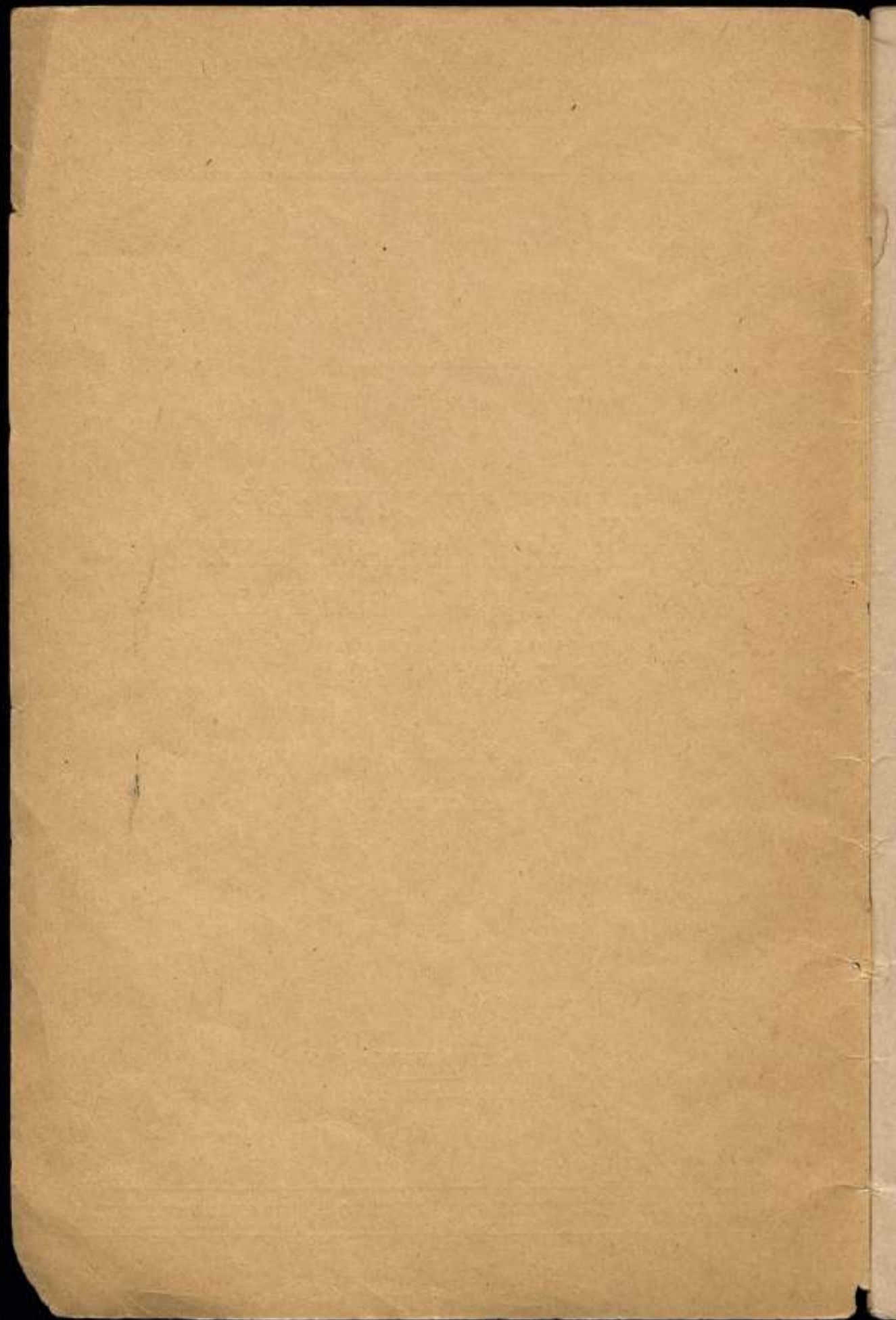
ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 40 (100)

«СТАНДАРТГИЗ»

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

1959



КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ имени Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ИЗМЕРЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ
МАЛЫХ ПРОМЕЖУТКОВ
ВРЕМЕНИ И ДЛИН

ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 40 (100)

под редакцией
канд. техн. наук М. Ф. ЮДИНА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
«СТАНДАРТГИЗ»

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

1959

121076

Ответственный редактор
директор ВНИИМ докт. техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем сборнике помещены семь статей, посвященных различным областям измерений, главным образом, молодых научных сотрудников.

В статье В. П. Шигорина «Новые переходные меры электрического сопротивления» рассматриваются теория и принципиальные особенности устройства разработанных новых переходных мер. Как известно, переходные меры электрического сопротивления, применявшиеся до последнего времени в метрологической практике для калибровки катушек электрического сопротивления, требовали очень много времени для выполнения полного цикла калибровки эталонных сопротивлений (6—7 месяцев). Новые переходные меры позволяют значительно сократить цикл калибровки (до 2 недель) и тем самым исключить систематические погрешности калибровки, обусловленные нестабильностью сопротивлений переходных мер и эталонных катушек во время длительного цикла сравнения. Это также приводит к уменьшению случайных погрешностей измерения.

Статья Ю. П. Ефремова посвящена вопросу измерения длин волн линий криптона-86 в инфракрасной области спектра. В связи с переходом на световой метр сейчас метрологические институты разрабатывают аппаратуру для абсолютных измерений длин в длинах световых волн. В статье разбираются преимущества применения инфракрасных линий криптона для абсолютных интерференционных измерений больших длин и приводятся данные по определению длин этих линий криптона.

Работа Е. М. Вишникова посвящена комбинированному способу измерения малых промежутков времени, который позволяет измерять интервалы времени от долей секунды до сотых долей микросекунды с абсолютной погрешностью до тысячных долей микросекунды.

В статье А. М. Федорова и Б. Е. Рабиновича рассматривается методика экспериментального определения частотной зависимости показаний образцового компенсационного вольтметра при измерении напряжений до 1 в в диапазоне частот до 1000 Мгц.

В работе Г. Ф. Панкратова описывается разработанный прибор, который используется в качестве нулевого указателя при измерении сопротивлений до 10^{12} ом.

Статьи Ю. П. Пелевина «Методы поверки анализаторов спектра на звуковых частотах» и Г. М. Стрижкова «Повышение точности измерения коэффициентов отражения на измерительной линии в диапазоне 200—1000 Мгц» посвящены разрешению отдельных задач радиотехнических измерений.

В статье Ю. А. Кириченко «Температурные волны в ограниченном цилиндре» приводится решение этой задачи в случае, когда цилиндр помещен в среду, температура которой меняется по периодическому закону.

Статья О. А. Тхоржевского «К вопросу о расчете частоты автоколебаний пьезокварцевых генераторов с противосвязью» посвящена вопросу усовершенствования эталонных пьезокварцевых генераторов частоты путем применения новой схемы их работы вместо классической емкостной трехточечной схемы.

Редактор

НОВЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ МЕРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Поддержание и хранение абсолютного ома в СССР осуществляется с помощью первичного группового эталона, в состав которого входят четыре хорошо изученные манганиновые катушки сопротивления.

От первичного эталона через систему рабочих групповых эталонов, состоящих из манганиновых катушек сопротивления значением от 10^{-3} до 10^6 ом, единица электрического сопротивления передается к рабочим мерам и измерительным приборам, применяемым в научной и технической практике.

Особое внимание в процессе передачи единицы измерения уделяется калибровке катушек сопротивления, входящих в состав рабочих эталонов, поэтому для обеспечения единства измерения электрического сопротивления в стране необходимо, чтобы она выполнялась с наивысшей достижимой при данном состоянии измерительной техники точностью.

Калибровка эталонных катушек осуществляется с помощью специальных переходных мер электрического сопротивления. Во ВНИИМ при выполнении этой метрологической операции применяются переходные меры сопротивления двух типов с последовательным соединением секций [1]. Четыре меры 1-го типа имеют по 10 последовательно соединенных секций номинальным значением 0,01; 0,1; 1 и 10 ом. С помощью этих мер производится калибровка эталонных катушек значением 0,01; 0,1; 10 и 100 ом. Переходная мера 2-го типа с секциями в 10 и 100 ом применяется при калибровке эталонных катушек значением 0,001, 1000, 10 000 и 100 000 ом.

Применение переходных мер 1-го типа связано с выполнением большого количества измерений и расчетов, требующих значительной затраты времени [2]. Это является основной причиной, обуславливающей тот факт, что полный цикл калибровки эталонных сопротивлений во ВНИИМ продолжается в течение 6—7 месяцев при одновременном выполнении ее на двух измерительных установках.

При такой большой продолжительности цикла на точность калибровки значительное влияние оказывает нестабильность сопротивления переходных мер и эталонных катушек во времени, а также ряд других факторов.

С целью устранения отмеченных недостатков в 1957 г. была разработана и в настоящее время находится в стадии изготовления новая измерительная аппаратура для калибровки и сравнения эталонных и образцовых катушек электрического сопротивления. Аппаратура включает мост-компаратор и переходные меры электрического сопротивления, обеспечивающие последовательное, параллельное и смешанное соединение секций.

В этой статье рассматривается теория и принципиальные особенности устройства новых переходных мер.

Принцип, положенный в основу применения разработанных переходных мер, получил в последнее время некоторую известность в иностранной литературе [3, 4]. Однако иностранные авторы ограничились лишь час-

тичным рассмотрением некоторых принципиальных вопросов применения переходных мер, не давая исчерпывающих теоретических обоснований.

В связи с предполагаемым широким использованием новых переходных мер в СССР возникает необходимость в более полном рассмотрении теории применения их для калибровки эталонных сопротивлений и анализе вносимых ими погрешностей.

Возможность применения переходных мер рассматриваемого типа для калибровки эталонных сопротивлений вытекает из равенства относительных отклонений сопротивлений параллельного и последовательного соединений секций от их номинальных значений.

Правильность исходного положения может быть доказана математически следующим путем.

Пусть переходная мера имеет n равных по номинальному значению секций сопротивления $R_1, R_2, R_3, \dots, R_n$, пусть A будет среднее арифметическое значение секций, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n$ — относительные отклонения сопротивлений секций от среднего арифметического, R_p — общее сопротивление параллельного соединения секций и R_s — общее сопротивление последовательного соединения секций.

В соответствии с формулами для общего сопротивления неразветвленной электрической цепи и общей проводимости разветвленной цепи можно написать

$$R_s = R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n, \quad (1)$$

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n}. \quad (2)$$

Выражая сопротивления секций через среднее арифметическое и относительные отклонения, получим

$$R_s = A(1 + \alpha_1 + 1 + \alpha_2 + 1 + \alpha_3 + \dots + 1 + \alpha_n), \quad (3)$$

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{A(1 + \alpha_1)} + \frac{1}{A(1 + \alpha_2)} + \frac{1}{A(1 + \alpha_3)} + \dots + \frac{1}{A(1 + \alpha_n)}. \quad (4)$$

В выражении (4) каждый член вида $\frac{1}{1 + \alpha}$ можно разложить в ряд:

$$\frac{1}{1 + \alpha} = 1 - \alpha + \alpha^2 - \alpha^3 + \text{т. д.} \quad (5)$$

Предполагая при этом, что сопротивления секций меры приблизительно равны между собой, малыми величинами 3-го и высших порядков можно пренебречь.

Тогда

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{A} (1 - \alpha_1 + \alpha_1^2 + 1 - \alpha_2 + \alpha_2^2 + \dots + 1 - \alpha_n + \alpha_n^2). \quad (6)$$

Выражения (3) и (6) можно представить в виде

$$R_s = nA; \quad (7)$$

$$\frac{1}{R_p} = \frac{n}{A} \left(1 + \frac{1}{n} \sum \alpha^2 \right), \quad (8)$$

где

$$\sum \alpha^2 = \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 + \dots + \alpha_n^2.$$

Из уравнений (7) и (8) следует, что

$$\frac{R_s}{R_p} = n^2 \left(1 + \frac{1}{n} \sum \alpha^2 \right). \quad (9)$$

При изготовлении переходных мер подгонка сопротивлений секций может быть произведена с точностью до 0,005—0,01% от номинального значения. Так как в этом случае величина $\frac{1}{n} \sum \alpha^2$ будет не более $1 \cdot 10^{-8}$, то ею можно пренебречь.

Полагая, что имеют место отклонения общих сопротивлений последовательного и параллельного соединений от их номинальных значений, можно написать

$$R_{sn} (1 + \alpha_s) = n^2 R_{pn} (1 + \alpha_p), \quad (10)$$

где R_{sn} и R_{pn} — номинальные значения;
 α_s и α_p — относительные отклонения общих сопротивлений последовательного и параллельного соединений от их номинальных значений.

В уравнении (10)

$$R_{sn} = n^2 R_{pn},$$

следовательно,

$$\alpha_s = \alpha_p. \quad (11)$$

Если переходная мера состоит из секций сопротивления значением менее 100 ом, то равенство в некоторой степени может быть искажено погрешностями, обусловленными контактными сопротивлениями.

Однако, как будет показано ниже, эти погрешности могут быть устранены путем введения в цепь потенциальных выводов специальных дополнительных сопротивлений.

Таким образом, можно полагать, что равенство (11) подтверждает достоверность исходного положения.

Рассмотрим в принципе методику калибровки эталонных катушек электрического сопротивления с помощью разработанных во ВНИИМ моста-компаратора и переходных мер с секциями сопротивления по 0,1, 10, 100 и 10 000 ом.

Принципиальная схема переходных мер без потенциальных зажимов и дополнительных сопротивлений изображена на рис. 1.

Переходная мера с секциями сопротивлений по 10 ом предназначена для передачи единицы электрического сопротивления от первичного эталона ома к рабочим эталонам значением 10 и 100 ом. Из равенств (9) и (11) следует, что наиболее просто может быть осуществлена калибровка эталонных катушек значением 100 ом. В этом случае для определения относительного отклонения α_p (α_s), а следовательно, и общего сопротивления R_s необходимо произвести предварительно лишь сравнение общего сопротивления R_p параллельного соединения 10 секций меры с 2 эталонными катушками значением в 1 ом. После этого может быть произведена непосредственно калибровка эталонных катушек значением 100 ом путем сравнения их с общим сопротивлением R_s последовательного соединения 10 секций меры. Все сравнения с незначительной затратой времени могут быть произведены с помощью моста-компаратора методом замещения.

Для выполнения калибровки эталонных катушек сопротивления значением 10 ом применяется смешанное соединение 9 секций переходной меры (рис. 2). В этом случае необходимо произвести два дополнительных уравновешивания моста-компаратора, необходимость которых обуславливается отсутствием в соединении 1-й секции меры.

Расчетная формула для определения относительного отклонения α эталонного сопротивления от номинального значения может быть выведена следующим путем. Выразим относительное отклонение α_s общего сопротивления последовательного соединения 10 секций через относительные отклонения сопротивлений секций от их номинальных значений.

Пусть α_{qn} будет относительное отклонение сопротивления q -той секции от номинального значения; R_n — номинальное значение сопротивления секций. Тогда действительное значение будет

$$R_q = R_n (1 + \alpha_{qn}). \quad (12)$$

Складывая действительные значения секций, получим значение общего сопротивления R_s :

$$\begin{aligned} R_s &= R_n (1 + \alpha_{1n} + 1 + \alpha_{2n} + \dots + 1 + \alpha_{10n}) = \\ &= 10 R_n + R_n \sum_{q=1}^{10} \alpha_{qn}. \end{aligned} \quad (13)$$

Следовательно,

$$\alpha_s = \alpha_p = \frac{R_s - 10R_n}{10R_n} = 0,1 \sum_{q=1}^{10} \alpha_{qn}. \quad (14)$$

Аналогично можно написать

$$\alpha_{sp} = \frac{1}{9} \sum_{q=2}^{10} \alpha_{qn}. \quad (15)$$

где α_{sp} — относительное отклонение общего сопротивления смешанного соединения от номинального значения.

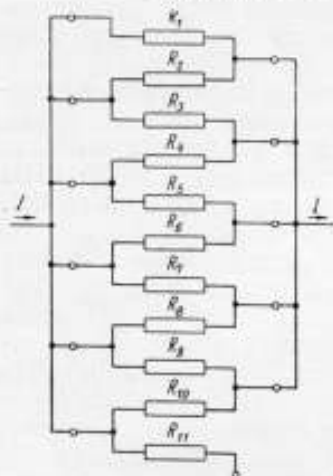


Рис. 1.

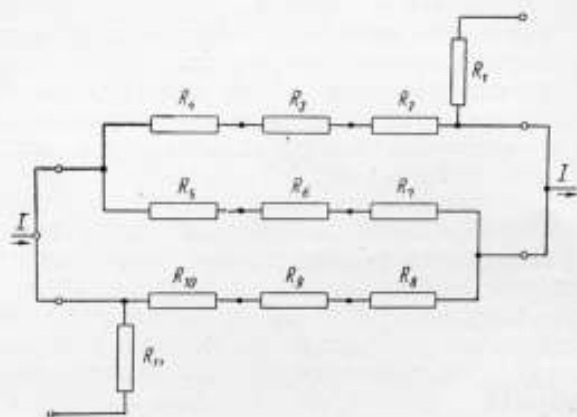


Рис. 2.

Прибавляя к левой и правой части относительное отклонение сопротивления 1-й секции α_{1n} , получим

$$9\alpha_{sp} + \alpha_{1n} = \sum_{q=2}^{10} \alpha_{qn} + \alpha_{1n} = 10\alpha_p. \quad (16)$$

Калибровка эталонных катушек сопротивления значением 10 ом может быть осуществлена лишь в том случае, если будет известна величина α_{sp} .

С целью определения этой величины необходимо произвести сравнение сопротивления 1-й секции с общим сопротивлением смешанного соединения 9 секций меры. Сравнение удобно производить методом замещения путем двух уравновешиваний моста-компаратора, обеспечивающего получение отсчета по лимбам переключателей регулируемого плеча непосредственно в относительном выражении.

Данные двух отсчетов позволяют определить относительную разность между сравниваемыми сопротивлениями ρ :

$$\rho = r_1 - r_{sp} = \alpha_{1n} - \alpha_{sp}, \quad (17)$$

где r_1 и r_{sp} — отсчеты по лимбам переключателей.

Из уравнений (16) и (17) получим

$$\alpha_{sp} = \alpha_p - \frac{\rho}{10}. \quad (18)$$

После определения величины α_{sp} может быть произведена калибровка эталонных катушек электрического сопротивления значением 10 ом.

Для этого необходимо каждую катушку отдельно включить в плечо сравнения моста-компаратора и произвести уравнивание его и отсчет по лимбам переключателей регулируемого плеча. По данным каждого отсчета можно определить относительную разность между сопротивлением калибруемой эталонной катушки и общим сопротивлением смешанного соединения 9 секций переходной меры. Эта разность будет равна

$$\beta = r_x - r_{sp} = x - \alpha_{sp}, \quad (19)$$

где β — относительная разность;

r_x и r_{sp} — отсчеты по лимбам переключателей;

x — относительное отклонение величины сопротивления эталонной катушки от номинального значения.

Из равенств (18) и (19) следует, что

$$x = \alpha_p + \beta - \frac{\rho}{10}.$$

В рассматриваемой переходной мере предусмотрена 11-я секция значением 10 ом. Это позволяет применять ее для точного установления отношения плеч моста-компаратора 10 : 1 или 1 : 10, благодаря чему обеспечивается возможность использования меры для калибровки эталонных катушек сопротивления всех десятично-кратных и десятично-дольных значений.

Для определения в этом случае относительного отклонения μ отношения сопротивления 10 секций, соединенных последовательно, к сопротивлению 11-й секции необходимо произвести дополнительно уравнивание моста и отсчет по нему при включении в плечо сравнения 11-й секции.

Исходя из данных отсчета, получим

$$\gamma = r_{11} - r_{sp} = \alpha_{11} - \alpha_{sp}, \quad (21)$$

где γ — относительная разность между сопротивлением 11-й секции и общим сопротивлением смешанного соединения;

r_{11} — отсчет по лимбам переключателей регулируемого плеча моста.

Из равенств (18) и (21) следует, что

$$\mu = \frac{\alpha_{sp} + \frac{\rho}{10}}{\gamma + \alpha_{sp}} = \alpha_{sp} + \frac{\rho}{10} - \gamma - \alpha_{sp} = \frac{\rho}{10} - \gamma. \quad (22)$$

Методика калибровки эталонных катушек сопротивления значением 1000, 10 000 и 100 000 ом с помощью переходных мер с секциями сопротивления по 100 и 10 000 ом в принципе аналогична изложенной выше методике калибровки катушек сопротивления значением 10 и 100 ом. Калибровка эталонных катушек значением 1000 ом может быть осуществлена с помощью переходной меры относительно рабочих эталонов сопротивления значением 10 или 100 ом. В данном случае более приемлемым с точки зре-

ния уменьшения влияния на точность калибровки контактных сопротивлений является 2-й вариант.

Калибровку эталонных катушек сопротивления значением 0,1 и 0,01 ом предполагается производить при использовании переходной меры с секциями по 0,1 ом путем выполнения необходимых сравнений сопротивлений методом замещения соответственно при последовательном, смешанном и параллельном соединении секций.

И, наконец, калибровку эталонных катушек сопротивления значением 0,001 ом предполагается производить с помощью переходной меры с секциями по 10 ом при отношении сопротивлений плеч моста-компаратора, равном 10 : 1.

Таким образом, с помощью новых переходных мер обеспечивается возможность выполнения калибровки всего эталонного набора катушек электрического сопротивления при небольшом количестве вспомогательных измерений.

Калибровка эталонных катушек всех значений, за исключением 0,001 ом, может быть произведена двумя способами — при отношении сопротивлений плеч моста 1 : 1 и 1 : 10.

Благодаря этому при проведении исследований имеется возможность производить взаимные сравнения результатов калибровки.

Принципиальные особенности устройства

Конструктивная разработка переходных мер электрического сопротивления выполнена в соответствии со схемами, представленными на рис. 1, 2 и 3.

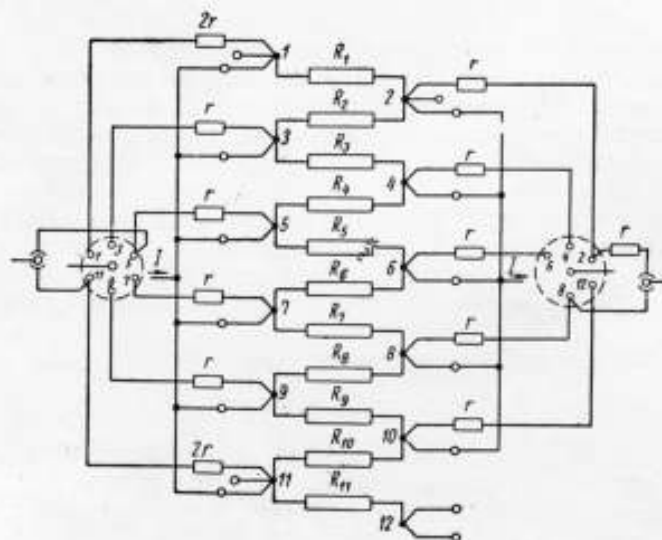


Рис. 3.

Постоянное последовательное соединение секций сопротивления с выводом от соединительных узлов отдельно токовых и потенциальных зажимов в мерах $10 \times 0,1$, 11×10 и 10×100 ом и только токовых зажимов в мере $10 \times 10\,000$ ом обеспечивает возможность перехода на параллельное и смешанное соединение без изменения величин сопротивления отдельных секций.

С целью уменьшения переходных сопротивлений все части контактных устройств переходных мер предполагается изготовить из меди с серебряным покрытием.

Изготовление переходной меры 11×10 ом предусмотрено в двух вариантах — с медными и ртутными контактами. Сравнение экспериментальных данных мер с контактами из этих металлов позволит сделать вывод о дальнейшей необходимости применения ртути для обеспечения контактных соединений при измерениях эталонных сопротивлений.

При калибровке эталонных сопротивлений значительное влияние на точность определения общих сопротивлений параллельного и смешанного соединений секций переходных мер 11×10 и $10 \times 0,1$ ом может оказать неравенство переходных сопротивлений токовых и потенциальных зажимов. В связи с непостоянством переходных сопротивлений точно определить погрешность, обусловленную этим неравенством, нельзя. Однако, исходя из приближенных значений переходных сопротивлений, можно определить предельную погрешность для наихудшего случая. Учитывая действие статистического закона, наихудшим случаем будет применение меры, состоящей из 2 секций (рис. 4, а).

Величина переходных сопротивлений массивных медных контактов с серебряным покрытием составляет $0,00001 - 0,0001$ ом. Поэтому наибольшая возможная погрешность будет при следующем соотношении переходных сопротивлений:

$$\frac{r_{t2}}{r_{t1}} = \frac{r_{n2}}{r_{n1}} = \frac{r_{t'1}}{r_{t'2}} = \frac{r_{n'1}}{r_{n'2}} = 10,$$

где $r_{t1}, r_{t2}, r_{t'1}$ и $r_{t'2}$ — переходные сопротивления токовых зажимов; $r_{n1}, r_{n2}, r_{n'1}$ и $r_{n'2}$ — переходные сопротивления потенциальных зажимов;

$$r_{t1} = r_{t'2} = r_{n1} = r_{n'2} = 0,00001 \text{ ом};$$

$$r_{t2} = r_{t'1} = r_{n2} = r_{n'1} = 0,0001 \text{ ом}.$$

Полагая, что сопротивления секций R_1 и R_2 равны между собой, можно без особых затруднений установить порядок искомой погрешности. С целью упрощения предположим, что рассматриваемая переходная мера включена в цепь сравнения компенсационной измерительной установки с полным уравниванием. Применяя метод преобразования треугольника сопротивлений в звезду, определим лучевые сопротивления r_{10}, r_{20}, r_{30} и соответственно $r_{1'0}, r_{2'0}$ и $r_{3'0}$ (рис. 4, б.):

$$r_{10} = \frac{r_{t1}(r_{n1} + r_{n2})}{r_{t1} + r_{t2} + r_{n1} + r_{n2}} = \frac{0,00001(0,00001 + 0,0001)}{0,00001 + 0,0001 + 0,00001 + 0,0001} = 0,000005 \text{ ом};$$

$$r_{20} = \frac{r_{t2}(r_{n1} + r_{n2})}{r_{t1} + r_{t2} + r_{n1} + r_{n2}} = \frac{0,0001(0,00001 + 0,0001)}{0,00001 + 0,0001 + 0,00001 + 0,0001} = 0,00005 \text{ ом};$$

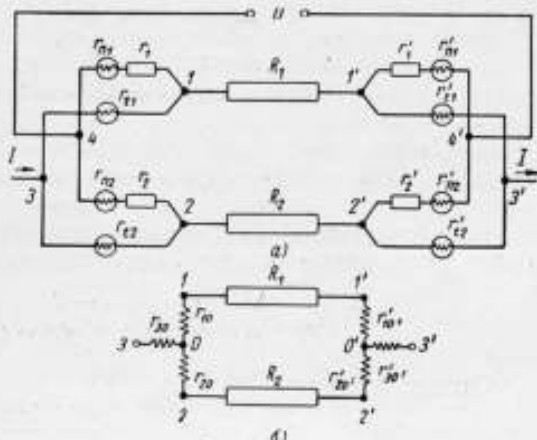


Рис. 4.

$$r_{30} = \frac{r_{11}r_{12}}{r_{11} + r_{12} + r_{n1} + r_{n2}} = \frac{0,0001 \cdot 0,00001}{0,00001 + 0,0001 + 0,00001 + 0,0001} =$$

$$= 0,0000045 \text{ ом};$$

$$r_{1'0'} = r_{20} = 0,00005 \text{ ом}; \quad r_{2'0'} = r_{10} = 0,000005 \text{ ом};$$

$$r_{3'0'} = r_{30} = 0,0000045 \text{ ом}.$$

Исходя из полученных значений лучевых сопротивлений и принимая во внимание приближительное равенство токов в параллельных ветвях, получим

$$\Delta U_{31} = 2ir_{30} + ir_{10} = 0,000014i;$$

$$\Delta U_{32} = 2ir_{30} + ir_{20} = 0,000059i;$$

$$\Delta U_{1'3'} = \Delta U_{32} = 0,000059i;$$

$$\Delta U_{3'2'} = \Delta U_{31} = 0,000014i,$$

где ΔU_{31} , ΔU_{32} , $\Delta U_{1'3'}$ и $\Delta U_{3'2'}$ — падения напряжения на участках цепи, i — сила тока в ветви, a .

Из расчета видно, что между точками 1 и 2 и соответственно 1' и 2' будет иметь место разность потенциалов в вольтах, равная

$$\Delta U_{12} = \Delta U_{1'2'} = \Delta U_{32} - \Delta U_{31} = \Delta U_{3'2'} - \Delta U_{1'3'} =$$

$$= 0,000059i - 0,000014i = 0,000045i.$$

Отсюда получим

$$\Delta U_{14} = \Delta U_{1'4'} = \frac{0,000045i}{11} = 0,0000041i;$$

$$\Delta U_{42} = \Delta U_{1'4'} = \frac{10 \cdot 0,000045i}{11} = 0,000041i.$$

По данным падений напряжения на отдельных участках цепи можно вычислить напряжение между потенциальными зажимами или точками 4 и 4', применяя формулу

$$U = -\Delta U_{14} + \Delta U_{11'} + \Delta U_{1'4'} = \Delta U_{42} + \Delta U_{22'} - \Delta U_{4'2'}.$$

где

$$\Delta U_{11'} = \Delta U_{22'} = iR_1 = iR_2.$$

Подставляя в формулу данные, получим:
для переходной меры с секциями по 10 ом

$$U = -0,0000041i + 10i + 0,000041i = 10,000037i;$$

для переходной меры с секциями по 0,1 ом

$$U = 0,1i - 0,0000041i + 0,000041i = 0,100037i;$$

для переходной меры с секциями по 100 ом

$$U = 100i - 0,0000041i + 0,000041i = 100,000037i.$$

Используя эти данные, можно вычислить относительную погрешность, вносимую в разность потенциалов между общими потенциальными зажимами, а следовательно, и в общее сопротивление R_p неравенством переходных сопротивлений контактов.

Искомая погрешность будет равна:
для меры с секциями по 10 ом

$$\delta U = \delta R_p = \frac{U - 2iR_p}{2iR_p} = \frac{10,000037i - 10i}{10i} = 0,0000037 \approx$$

$$\approx 0,000004 \text{ или } 0,0004\%;$$

для меры с секциями по 0,1 ом

$$\delta U = \delta R_p = \frac{0,100037i - 0,1i}{0,1i} \approx 0,0004 \text{ или } 0,04\%;$$

для меры с секциями по 100 ом

$$\delta U = \delta R_p = \frac{100,000037i - 100i}{100i} \approx 0,0000004 \text{ или } 0,00004\%.$$

При расчете погрешности, приведенном выше, влияние проводниковых сопротивлений токовых и потенциальных зажимов не учитывалось в связи с их относительным постоянством, незначительностью по величине и приблизительным равенством в пределах одного порядка. Относительно проводниковых сопротивлений потенциальных зажимов можно еще указать на то, что их наличие будет уменьшать искомую погрешность и что в мерах 11×10 и $10 \times 0,1$ ом они входят в состав дополнительных сопротивлений.

Результаты расчета показывают, что в переходных мерах с секциями сопротивления по 10 ом и ниже погрешности имеют значительную величину. При разработке конструкции переходных мер этот недостаток устранен путем введения в цепь потенциальных выводов специальных дополнительных сопротивлений, назначением которых является уравнивание и обеспечение постоянства сопротивлений отдельных потенциальных зажимов. Применение дополнительных сопротивлений позволяет получить между общими потенциальными зажимами переходной меры усредненную разность потенциалов, свободную от погрешности в пределах точности измерений.

Выбор величины дополнительных сопротивлений произведен в зависимости от отношения переходных сопротивлений зажимов к сопротивлениям секций и с учетом обеспечения необходимой точности уравнивания моста-компаратора при использовании переходных мер. Величины их должны удовлетворять равенствам

$$r_1 G_1 = r_2 G_2 = \dots r_n G_n \quad (23)$$

и

$$r_1' G_1 = r_2' G_2 = \dots r_n' G_n, \quad (24)$$

где $r_1, r_2, r_1', r_2', \dots$ — величины дополнительных сопротивлений, $G_1 = \frac{1}{R_1}, G_2 = \frac{1}{R_2}$ и т. д.

Согласно этим равенствам в переходных мерах с секциями по 0,1 и 10 ом соответственно выбраны дополнительные сопротивления величиной 0,8 и 0,6 ом для крайних потенциальных выводов и 0,4 и 0,3 ом для промежуточных. Подгонка их предусмотрена с точностью до 0,01%.

Расчет погрешности при наличии дополнительных сопротивлений может быть произведен в соответствии с примененным выше методом.

Предположим, что по-прежнему

$$r_n = r_{12'} = 0,00001 \text{ ом} \quad \text{и} \quad r_n = r_{11'} = 0,0001 \text{ ом}.$$

При этом падения напряжения на отдельных участках (рис. 4, а) будут равны

$$\Delta U_{31} = \Delta U_{3'2'} \approx 0,00001i;$$

$$\Delta U_{21} = \Delta U_{1'3'} \approx 0,0001i;$$

$$\Delta U_{12} = \Delta U_{1'2'} = \Delta U_{21} - \Delta U_{31} = \Delta U_{3'2'} - \Delta U_{1'3'} \approx 0,00009i.$$

Падения напряжения между соответствующими точками цепи потенциальных выводов получим равными:
для меры с секциями по 10 ом

$$\Delta U_{14} = \Delta U_{4'2'} = \frac{0,00009i \cdot 0,6000}{1,2} = 0,000042i;$$

$$\Delta U_{42} = \Delta U_{1'4'} = \frac{0,00009i \cdot 0,6001}{1,2} = 0,000042007i;$$

для меры с секциями по 0,1 ом

$$\Delta U_{14} = \Delta U_{4'2'} = \frac{0,00009i \cdot 0,8000}{1,6} = 0,000048i;$$

$$\Delta U_{42} = \Delta U_{1'4'} = \frac{0,00009i \cdot 0,8001}{1,6} = 0,000048006i.$$

Подставляя эти данные в формулу относительной погрешности, получим:

для меры с секциями по 10 ом

$$\delta U = \delta R_p = \frac{10,000000007i - 10i}{10i} \ll 10^{-5} \%;$$

для меры с секциями по 0,1 ом

$$\delta U = \delta R_p = \frac{0,1000000006i - 0,1i}{0,1i} < 10^{-5} \%.$$

Таким образом, можно полагать, что применение дополнительных сопротивлений в цепи потенциальных выводов переходных мер с секциями сопротивления по 0,1 и 10 ом позволяет практически исключить погрешность, обусловленную неравенством переходных сопротивлений токовых и потенциальных зажимов.

Выше произведен расчет погрешности переходных мер при условии включения их в цепь компенсационной измерительной установки с полным уравниванием. В отличие от этого включение переходных мер в плечо сравнения двойного моста будет сопровождаться ответвлением тока через потенциальные зажимы мер в плечи отношения. Нетрудно убедиться, что в этом случае не будет заметного изменения установленной погрешности, так как ответвляющиеся токи не будут превышать $0,01 \div 1\%$ величины тока, проходящего через меру.

Рассматривая принципиальные особенности новых переходных мер, можно также отметить, что применение их позволит уменьшить погрешность, вызываемую нагреванием секций сопротивления под действием электрического тока. Это утверждение обосновывается тем, что при всех измерениях, связанных с применением мер, рассеиваемая мощность распределяется между 9 или 10 секциями. Исключением является лишь одно измерение, производимое с включением в измерительную цепь одной секции меры при определении общего сопротивления смешанного соединения. Однако и в этом случае рассеиваемая мощность оказывает незначительное влияние, так как при вычислении используется только 0,1 часть от результата измерения [см. формулу (18)].

Отмеченное преимущество имеет особенно большое значение для осуществления передачи единицы электрического сопротивления от первичного эталона ома к рабочим эталонам с десятично-дольными значениями, в процессе которой через сравниваемые сопротивления, с целью обеспечения нормальной чувствительности измерительной установки, приходится пропускать значительные токи. В связи с этим, очевидно, можно сделать вывод о возможности применения переходных мер для проверки образцо-

вых катушек электрического сопротивления значением 0,001 и 0,0001 ом, рассчитанных на большой ток. Например, переходная мера с секциями по 0,001 ом, по нашему мнению, может быть использована для поверки образцовых катушек значением 0,0001 ом, рассчитанных на ток до 300 а с точностью до 0,001%.

Изложенный выше материал позволяет установить преимущества новых переходных мер сопротивления по сравнению с переходными мерами, применяемыми в настоящее время во ВНИИМ. Однако, чтобы реализовать эти преимущества, необходимо при изготовлении переходных мер выполнить все требования конструктивного и технологического характера, предусмотренные при разработке технических условий и рабочих чертежей. В данном случае нет необходимости в перечислении этих требований и подробном описании конструкций мер, так как они не содержат принципиально новых положений, хотя и соответствуют последним достижениям в области изготовления точных приборов электрического сопротивления.

Заключение

Применение новых переходных мер электрического сопротивления для калибровки эталонных сопротивлений позволит значительно уменьшить количество измерений, а следовательно, и время, необходимое для их выполнения. С помощью новых переходных мер и моста-компаратора имеется реальная возможность уменьшить продолжительность калибровки с 6 месяцев до 2 недель. Можно полагать, что благодаря этому результаты калибровки будут свободны от систематических погрешностей, обусловленных нестабильностью сопротивлений переходных мер и эталонных катушек, а также в меньшей степени будут искажены случайными погрешностями, вызванными колебаниями температуры, различными изменениями частей измерительной аппаратуры, утомляемостью наблюдателей и другими причинами. Относительная погрешность калибровки, вносимая переходными мерами, очевидно, не будет превышать $1 \cdot 10^{-7}$, что подтверждается теоретическим анализом.

Уменьшение продолжительности процесса калибровки позволит сократить время между очередными калибровками и тем самым повысить точность поддержания рабочих эталонов электрического сопротивления благодаря уменьшению влияния нестабильности их во времени.

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИН ВОЛН ЛИНИЙ КРИПТОНА-86 В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Абсолютные интерференционные измерения длин производятся в настоящее время при помощи линий видимой области спектра. При разностях хода, превышающих 300 мм, такие измерения становятся затруднительными, так как для большинства спектральных линий обычных источников света такая разность хода близка к предельной и интерференционная картина становится почти невидимой.

Созданные в последние годы специальные одноизотопные источники света позволяют наблюдать интерференционную картину при больших разностях хода. Так, для линии λ 5461 Å, излучаемой лампой с изотопом ртути Hg¹⁰⁰, предельная разность хода равна 500 мм, а для линий λ 5649 Å и λ 6056 Å изотопа криптона Kr⁸⁶—превышает 800 мм при охлаждении источника до температуры тройной точки азота (63° К) [1]. Однако недостаточная интенсивность двух последних линий затрудняет применение их для абсолютных интерференционных измерений больших длин.

С этой точки зрения более выгодным кажется использование инфракрасных линий криптона, многие из которых являются очень интенсивными и также дают интерференционную картину при разностях хода 700—800 мм (Kr⁸⁶ λ 8776 Å, λ 8928 Å и λ 9751 Å) и даже при разности хода в 1000 мм (λ 9856 Å и λ 10874 Å) [2].

На преимущества инфракрасных линий для интерференционных измерений длины указывалось ранее; в частности, линию криптона λ 9751 Å, излучаемую обычным источником света, Л. Б. Познатовский предлагал в качестве первичной нормы вместо красной линии кадмия λ 6438 Å еще в 1943 г. [3].

Удобнее работать с источником, содержащим криптон, не при температуре 63° К, а при температуре 77° К (точка кипения азота). Это должно приводить к уширению спектральных линий вследствие эффекта Допплера в $\sqrt{\frac{77}{63}}$ раза, т. е. в 1,1 раза по сравнению с температурой 63° К. Во столько же раз, очевидно, должна уменьшиться и предельная разность хода для каждой линии.

Можно предполагать, что использование инфракрасных линий Kr⁸⁶, излучаемых источником при температуре жидкого азота, даст возможность надежно и просто производить абсолютные интерференционные измерения длин вплоть до разностей хода, по крайней мере, 500—600 мм.

Применение при интерференционных измерениях длин волн или длин эталонов Фабри и Перо фотоэлектрической регистрации вместо фотографической значительно облегчает решение этой задачи [4, 5].

В данной работе изложены результаты измерения длин волн некоторых линий Kr⁸⁶ в инфракрасной области спектра, а именно: λ 7601 Å, λ 7854 Å, λ 8508 Å, λ 8776 Å, λ 8928 Å и λ 9751 Å. Источником света служила

охлаждаемая жидким азотом лампа типа Кестерса-Энгельгарда с накаливаемыми электродами. Наблюдение производилось поперек капилляра лампы при силе тока 10 ма. Точное знание длин волн является, очевидно, необходимым условием для применения спектральных линий при интерференционных измерениях длин.

Определение дробной части порядка интерференции

Схема установки, на которой были произведены измерения длин волн, представлена на рис. 1.

Известно, что для интерференционных измерений длины волны λ относительно длины волны λ_0 спектральной линии, выбранной в качестве основ-

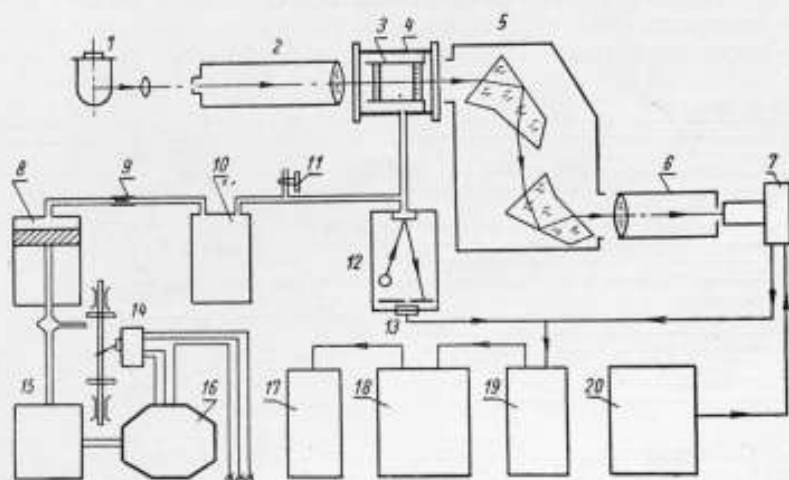


Рис. 1. Схема установки.

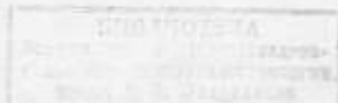
1 — источник света; 2, 5, 6 — спектрограф типа ЗПС; 3 — эталон Фабри и Перо; 4 — герметически закрывающаяся камера; 7 — фотоумножитель; 8 — насос; 9 — капилляр; 10 — дополнительный баллон; 11 — кран для соединения камеры 4 с атмосферным воздухом; 12 — микроманометр со световым указателем; 13 — датчик давлений; 14, 15, 16 — переключатель, редуктор и электромотор для приведения в действие насоса 8; 17, 18, 19 — фотокомпенсационный усилитель типа Ф-16 с самописцем типа И-10; 20 — выпрямитель типа ВС-9.

ной, нужно знать целые (N и N_0) и дробные (v и v_0) части порядков интерференции для каждой линии при одной и той же разности хода.

Целые части порядка интерференции определялись по совпадению их дробных частей. Дробные части порядка интерференции определялись фотоэлектрическим методом и сводились к несложным линейным измерениям на регистрограмме [5]. Суть этого метода заключается в следующем.

На фотоумножитель 7 (рис. 1) свет попадает от некоторой части Δ центрального интерференционного пятна. Сигнал фотоэлектронного умножителя ФЭУ через усилители 19, 18 подается на самописец 17. При изменении давления воздуха в камере 4, а значит и между зеркалами эталона Фабри и Перо 3, меняется порядок интерференции в центре колец равного наклона и перо самописца записывает на равномерно движущейся ленте ряд максимумов и минимумов. В момент, когда давление в камере становится равным атмосферному p , световой указатель микроманометра 12 проходит через щель в экране, закрывающем датчик давлений 13, фотоэлемент типа ФЭСС-У10, и на регистрограмме появляется отметка.

Зная давления p_1 и p_2 , которым соответствуют два последовательных максимума, соответствующие двум целым порядкам интерференции N_1



и $N_2 = N_1 + 1$, дробную часть порядка интерференции ϵ при давлении p ($p_1 < p < p_2$) можно определить следующим образом:

$$\epsilon = \frac{p - p_1}{p_2 - p_1} \quad (1)$$

При равномерном изменении давления расстояния между максимумами на регистрограмме будут одинаковыми, и тогда величину ϵ можно определить, не зная значений давлений p_1 и p_2 :

$$\epsilon = \frac{l}{L}, \quad (2)$$

где l — расстояние от максимума, соответствующего целому порядку интерференции N_1 , до отметки;

L — расстояние между максимумами N_1 и N_2 .

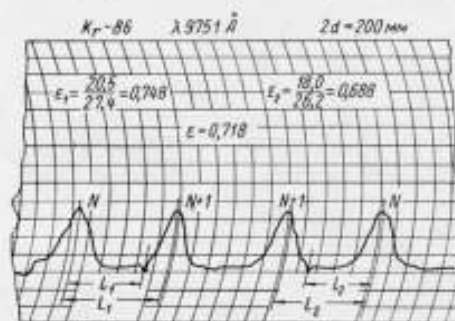


Рис. 2. Определение дробной части порядка интерференции по положению отметки давления p на регистрограмме.

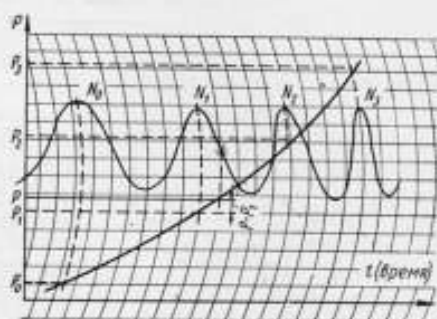


Рис. 3. Построение кривой изменения давления на регистрограмме по положениям максимумов.

Для исключения систематической ошибки, обусловленной инерционностью электромеханической части схемы, определение величины ϵ производят при двух направлениях изменения давления, затем берут среднее из них (рис. 2).

При неравномерном изменении давления расстояния между максимумами на регистрограмме неодинаковы. Тогда, записав 3—4 максимума при одном направлении изменения давления, легко построить кривую изменения давления (рис. 3). Исходными точками для построения такой кривой служат положения максимумов или любых других соответственных точек контура интерференционных полос, расстояния по оси давлений между которыми должны быть одинаковыми, т. е. $p_3 - p_2 = p_2 - p_1 = \dots$ По положению отметки давления p легко вычислить разность $p - p_1$ и величину дробной части порядка интерференции по формуле (1).

Строго говоря, кривая на рис. 3 изображает функцию изменения не давления p , а коэффициента преломления воздуха n , зависящего как от давления p , так и от температуры t° и влажности ϵ . Однако изменения влажности и температуры за время регистрации интерференционной картины при изменении давления p в небольших пределах от атмосферного ($\pm 20 \div \pm 30$ мм рт. ст.) и с небольшой скоростью ($5 \div 6$ мм рт. ст. в минуту) незначительны.

При интерференционных измерениях длины в значение ϵ , вычисленное по формуле (2) или (1), нужно вводить поправку $\delta\epsilon$, равную для линий испускания с симметричным контуром половине регистрируемой части Δ порядка интерференции:

$$\delta\epsilon = + \frac{1}{2} \Delta. \quad (3)$$

В случае сравнения длин волн спектральных линий λ и λ_0 поправки $\delta\varepsilon$ и $\delta\varepsilon_0$ можно не вводить, если размеры диафрагмы, определяющей величину Δ , неизменны при регистрации обеих линий. В этом случае величина Δ обратно пропорциональна длине волны λ ; следовательно,

$$\delta\varepsilon \cdot \lambda = \delta\varepsilon_0 \cdot \lambda_0$$

и

$$\lambda = \frac{N_0 + \varepsilon_0 + \delta\varepsilon_0}{N + \varepsilon + \delta\varepsilon} \cdot \lambda_0 = \frac{N_0 + \varepsilon_0}{N + \varepsilon} \lambda_0. \quad (4)$$

Измерение длин волн Kr^{86}

Для измерений были выбраны линии Kr^{86} λ 7601Å, λ 7854Å, λ 8508Å, λ 8776Å, λ 8928Å и λ 9751Å по следующим соображениям: во-первых, они достаточно интенсивны; во-вторых, расположены они изолированно, что обеспечивает полное разрешение каждой линии использованным в установке спектрографом типа 2ПС при ширине щели коллиматора до 1 мм.

В качестве прибора высокой разрешающей силы был использован разборный эталон Фабри и Перо с кварцевыми сменными кольцами длиной 47 и 100 мм. Измерения, таким образом, были произведены при двух разностях хода — 94 и 200 мм. Зеркала эталона представляли собой стеклянные пластины диаметром 58 мм с нанесенными на них методом катодного распыления полупрозрачными слоями серебра. Для измерений при обеих разностях хода использовалась пара зеркал, с коэффициентами отражения $R = 58\%$ и пропускания $T = 20\%$ в красной области спектра.

Отклонение от плоскости рабочих поверхностей зеркал при использовании некоторой части их диаметром 35 ÷ 40 мм не превышало $\frac{1}{20}$ полосы в зеленом свете ртутной лампы; примерно такой же была точность установки их на параллельность друг другу.

В качестве основной линии, относительно длины волны которой были измерены длины волн указанных выше шести инфракрасных линий Kr^{86} , была использована желто-зеленая линия Kr^{86} λ 5649Å, излучаемая тем же источником при тех же условиях. Интенсивность этой линии была недостаточной для регистрации ее фотоумножителем ФЭУ-22, поэтому для регистрации интерференционных колец в свете этой линии был использован фотоумножитель типа ФЭУ-19 с сурьмяно-цезиевым катодом.

Предварительно было проведено сравнение длины волны этой линии с длиной волны красной линии кадмия λ 6438Å. Значение длины волны желто-зеленой линии в стандартном воздухе ($t^{\circ} = 15^{\circ}C$, $p = 760$ мм рт. ст., 0,03% CO_2) оказалось равным

$$\lambda_0 = 0,56495608 \pm 1 \cdot 10^{-8} \text{ мк.}$$

Это значение в пределах точности измерений совпадает со значением длины волны, полученным при $T = 63^{\circ}K$ [6].

Измерения длин волн состояли в следующем. Сначала, используя ФЭУ-19, получали регистрограммы, подобные изображенной на рис. 2, для линий λ 5649Å и λ 5870Å. Затем при помощи ФЭУ-22 — для линий λ 5870Å, λ 7601Å, λ 7854Å, λ 5870Å, λ 8508Å, λ 8776Å, λ 5870Å, λ 8928Å, λ 9751Å, λ 5870Å.

Перед началом измерений и после каждой регистрации λ 5870Å определяли значения атмосферного давления p и температуры t° . Влажность воздуха e определяли только в начале и в конце каждого цикла измерений; она обычно за время измерений, равное примерно 1,5 часа, не менялась. Значения p , t° и e , характеризующие условия измерения каждой линии, при помощи интерполирования могли быть измерены с точностью: $\delta t = \pm 0,003 \div \pm 0,005^{\circ}C$, $\delta p = \pm 0,05$ мм рт. ст., $\delta e = \pm 0,1$ мм рт. ст.

Далее по формуле (2) определяли значения дробных частей порядка интерференции ϵ , вносили поправки на отличие условий измерения от стандартных и по совпадению дробных частей определяли целые части порядка интерференции. По формуле (4) затем находили значения длин волн желтой линии λ 5870 Å и шести инфракрасных линий.

Изменение оптической длины эталона во время измерений в инфракрасной области спектра контролировалось по желтой линии и при наличии такового учитывалось. При этом для длины волны этой линии принималось значение, полученное при данном сравнении ее с длиной волны желто-зеленой линии.

Коэффициент преломления воздуха вычислялся по формуле Эдлена [7].

Результаты измерений

Было произведено по 9 измерений длин волн при каждой разности хода. Поправки на дисперсию скачка фаз были рассчитаны по известным формулам [8]:

$$\begin{aligned}\delta\lambda' &= \frac{d_2}{d_2 - d_1} (\lambda_2 - \lambda_1); \\ \delta\lambda'' &= \frac{d_1}{d_2 - d_1} (\lambda_2 - \lambda_1),\end{aligned}\quad (5)$$

где $\delta\lambda'$ — поправка, которую нужно вводить в значение длины волны λ_1 , полученное при разности хода $2d_1$,

а $\delta\lambda''$ — поправка для длины волны той же линии λ_2 , полученной при разности хода $2d_2$.

Искомое значение $\lambda = \lambda_1 + \delta\lambda' = \lambda_2 + \delta\lambda''$.

Были получены следующие значения длин волн в стандартном воздухе (см. таблицу).

λ , мк	$\sigma \cdot 10^6$, мк
0,76015410	1
0,78548200	1,2
0,85088696	1
0,87767475	1,7
0,89286912	2
0,97517576	2,5

Средняя квадратичная погрешность результата подсчитывалась из ряда в 9 измерений для каждой

длины волны по формуле $\sigma = \sqrt{\frac{\sum(\lambda_{exp} - \lambda)^2}{9 \cdot 8}}$

Отметим, что в таблице приведены значения σ для измерений при разности хода $2d = 200$ мм; значения σ для измерений при $2d = 94$ мм оказались в 2,5—2 раза большими.

Полученное попутно значение длины волны желтой линии Kr^{86} , равное в стандартном воздухе $\lambda = 0,58709145 \pm 1 \cdot 10^{-8}$ мк, как и длина волны желто-зеленой линии λ 5649 Å, в пределах точности измерений совпадает с длиной волны этой линии при $T = 63^\circ K$ [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Батарчукова Н. Р., УФН, т. XII, вып. 2, 1955.
2. Terrien J. et Hatan J., *Comp. Rend.*, 1954, p. 586.
3. Понизовский Л. Б., ДАН, т. XLI, 1943, стр. 166.
4. Rank D. H. and Bennet J. M., *JOSA*, v. 46, 1956, p. 477.
5. Ефремов Ю. П., «Измерительная техника», № 6, 1958.
6. Engelhard E., *Tirage à part des Procès-Verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures, deuxième série*, t. 26-B, 1958, p. 62.
7. Edlen B., *JOSA*, v. 43, 1953, p. 339.
8. Meissner K. W., *JOSA*, v. 41, 1951, p. 405.

КОМБИНИРОВАННЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ПРОМЕЖУТКОВ ВРЕМЕНИ

Существующие в настоящее время способы измерения малых промежутков времени не позволяют измерять интервалы времени в несколько сотен микросекунд с абсолютной погрешностью в сотые доли микросекунды.

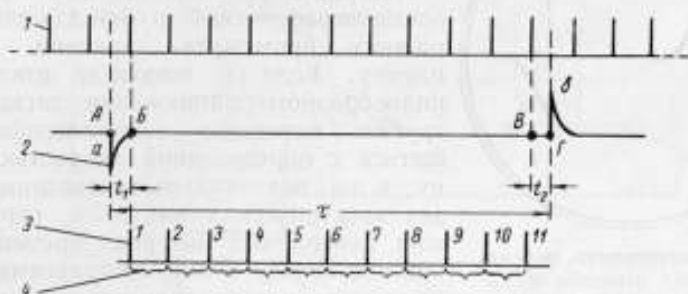


Рис. 1. Схема счетных импульсов на входе электронного счетчика.

1 — счетные импульсы от формирующего устройства; 2 — начальный а и конечный б временные импульсы; 3 — число $(n + 1)$ счетных импульсов, поступивших в течение времени τ на электронный счетчик; 4 — число и интервалы, которые ограничены счетными импульсами.

Ниже описывается комбинированный способ, который, сочетая преимущества двух существующих способов, позволяет измерять интервалы времени, вплоть до долей секунды с абсолютной погрешностью в сотые и тысячные доли микросекунды.

Для того чтобы избавиться от фотографической записи осциллограммы, форма последней была сильно упрощена и были применены генераторы повторения временных импульсов, что позволило перейти к визуальному снятию результата.

В настоящее время в промышленности в основном используются следующие способы измерения малых промежутков времени: способ, основанный на применении электронных счетчиков, и способ осциллографической записи малых промежутков времени.

Первый способ заключается в том, что в начале измеряемого промежутка времени замыкается цепь, подводящая к электронному счетчику электрические импульсы строго определенной частоты следования, а в конце измеряемого промежутка эта цепь разрывается. Таким образом, указанные импульсы (назовем их счетными импульсами) поступают на электронный счетчик лишь в течение измеряемого промежутка времени τ . Количество зарегистрированных счетчиком импульсов, умноженное на период их следования ($T_{сч}$), даст продолжительность измеряемого интервала (рис. 1). При этом погрешность измерения, как известно, равна ± 1 периоду следования счетных импульсов.

Этот способ позволяет измерять интервалы времени без ограничения в большую сторону и, естественно, не позволяет измерять промежутки времени менее одного периода счетных импульсов.

Период следования счетных импульсов ограничивается разрешающей способностью электронного счетчика, которая в настоящее время достигает 0,1 мксек.

Иными словами, указанным способом можно измерять промежутки времени от нескольких десятых долей микросекунды без ограничения в сторону увеличения с абсолютной погрешностью $\pm 0,1$ мксек.

К достоинствам этого способа можно отнести возможность быстро измерить малый промежуток времени и произвести визуальное снятие показаний.

Недостатком способа является ограничение наименьшего интервала, который может быть измерен, разрешающей способностью электронного счетчика.

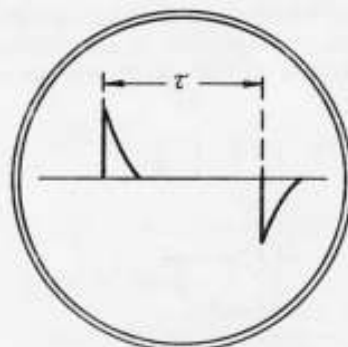


Рис. 2. Осциллограмма, поясняющая принцип действия осциллокопического измерителя времени.

Последняя при существующем уровне техники ограничивается десятими долями микросекунды.

Второй способ основан на использовании осциллографической трубки для записи измеряемого промежутка времени на фотопленку. Если с помощью отклоняющего пилообразного напряжения заставить луч трубки катодного осциллографа перемещаться с определенной скоростью по экрану, а на вертикальные пластины подвести два электрических импульса, ограничивающих измеряемый интервал времени, то расстояние между этими импульсами на экране, поделенное на скорость движения луча, даст продолжительность измеряемого промежутка времени (рис. 2).

Для увеличения продолжительности промежутка времени, который может быть измерен, переходят к круговой или, как это имеет место в измерителях типов ИВ-13 и ИВ-22, к спиральной развертке. Эти измерители имеют ограниченный предел в сторону увеличения измеряемых промежутков (например, ИВ-22 измеряет максимум 250 мксек), хотя и дают возможность измерять с высокой точностью интервалы в десятые доли микросекунды.

Разрешающая способность таких измерителей времени достигает 0,02 мксек и уже в настоящее время может быть повышена посредством увеличения скорости развертки луча.

Однако, повышая скорость развертки и увеличивая разрешающую способность, мы тем самым во столько же раз уменьшаем общую продолжительность записи или максимальную продолжительность времени, которая может быть измерена.

Очевидно, с помощью второго способа невозможно измерять относительно большие промежутки времени, порядка миллисекунд и более.

Большим неудобством этого способа является необходимость фотографирования осциллограмм, сильно удлиняющая и затрудняющая процесс измерения. Между тем, применяв комбинированный способ измерения малых промежутков времени, сочетающий преимущества первого и точность второго существующих способов, можно создать установку, которая позволит измерять интервалы времени от долей секунды до сотых долей микросекунды с абсолютной погрешностью в сотые и тысячные доли микросекунды.

Сущность комбинированного способа

Рассматривая рис. 1, можно убедиться, что при первом существующем способе из всего интервала времени τ измеряется лишь промежуток времени между точками *Б* и *В*. Отрезки времени *АБ* и *ВГ* остаются неизмеренными, и это существенно снижает точность измерения всего интервала времени τ .

Точность измерения значительно повысится, если при этом отрезки *АБ* и *ВГ* измерить, например, вторым существующим способом.

Практически это осуществляется с помощью устройства, блок-схема которого показана на рис. 3.

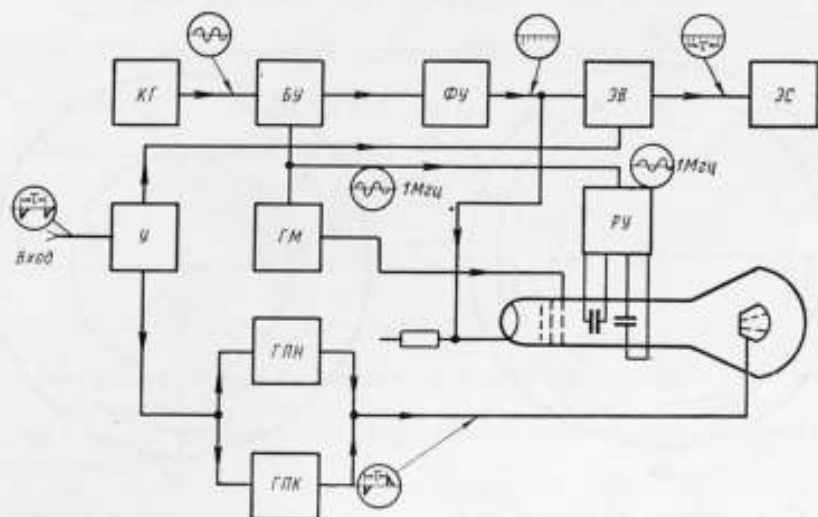


Рис. 3. Блок-схема устройства для измерения малых промежутков времени комбинированным способом.

КГ — кварцевый генератор; *БУ* — буферный усилитель; *ФУ* — формирующее устройство; *ЭВ* — электронный выключатель; *ЭС* — электронный счетчик; *У* — усилитель; *ГМ* — генератор меток времени; *РУ* — разветвляющее устройство; *ГПН* — генератор повторения начального импульса; *ГПК* — генератор повторения конечного импульса.

Это устройство состоит из электронного счетчика, измеряющего отрезок времени *БВ* (рис. 1), который соединен с осциллопическим измерителем отрезков времени *АБ* и *ВГ*.

Измеритель работает следующим образом. Синусоидальные колебания от кварцевого генератора поступают на вход устройства, формирующего счетные импульсы. Выход формирующего устройства соединен с катодом электрононо-лучевой трубки и через электронный выключатель с электронным счетчиком. Электронный выключатель до прихода начального импульса, ограничивающего измеряемый интервал, закрыт, и счетные импульсы на электронный счетчик не проходят.

На катод трубки счетные импульсы проходят беспрепятственно, вызывая увеличение яркости на круге развертки в точке *к*.

Измеряемый интервал времени, как уже говорилось, определяется передними фронтами начального и конечного временных импульсов. Электронный выключатель открывается передним фронтом начального временного импульса, и счетные импульсы поступают на вход электронного счетчика до тех пор, пока от переднего фронта конечного временного импульса электронный выключатель не будет закрыт. Таким образом, электронный счетчик измерит часть *БВ* промежутка времени τ (рис. 1).

Для измерения отрезков времени *АБ* и *ВГ* служит остальная часть схемы.

Из блок-схемы видно, что синусоидальные колебания от кварцевого генератора, кроме блока формирования счетных импульсов, поступают также на фазосдвигающее устройство и генератор меток времени.

Фазосдвигающее устройство создает на отклоняющих пластинках электронно-лучевой трубки два синусоидальных напряжения, сдвинутых по фазе друг относительно друга на угол 90° .

Под действием этих синусоидальных напряжений электронный луч трубки перемещается по кругу со скоростью один оборот за время, равное периоду синусоидального напряжения.

Генератор меток времени включает в себя десятикратный умножитель частоты и формирователь импульсов с крутыми фронтами.

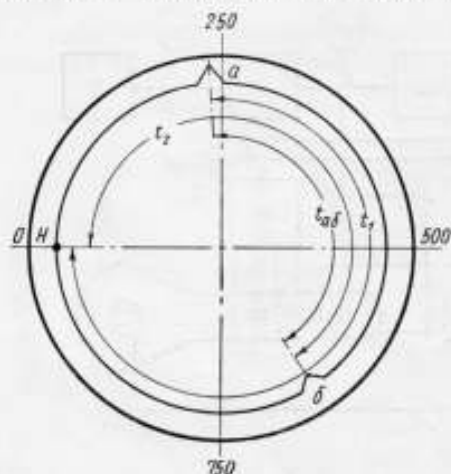


Рис. 4. Оциллограмма, по которой определяются отрезки времени $t_{ад}$.

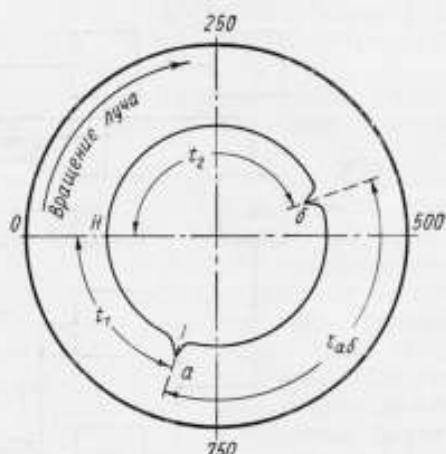


Рис. 5. Оциллограмма, по которой определяются отрезки времени t_a .

Эти импульсы подаются на третий анод трубки, который соединен с коническим электродом, и создают на круге развертки десять меток времени в виде небольших выбросов луча.

На конический электрод трубки поступают начальный и конечный временные импульсы, давая в двух местах развертки выбросы луча большего размаха, нежели метки времени.

Начальный временной импульс дает выброс луча от центра круга, а конечный временной импульс — к центру круга. Это происходит вследствие разной полярности импульсов.

Точка *н*, о которой говорилось выше, является началом для отсчета промежутков времени t_1 и t_2 (рис. 4 и 5).

При этом интервал t_1 соответствует отрезку времени *АВ*, а t_2 — отрезку времени *ВГ*.

Измеряемый интервал времени определится по следующей формуле:

$$\tau = (n - 1) T_{ca} + t_1 + t_2, \quad (1)$$

где n — число зарегистрированных электронным счетчиком счетных импульсов. В формуле подставлено $n - 1$, так как количество импульсов (рис. 1) всегда на единицу больше, чем число ограниченных ими интервалов;

T_{ca} — период следования счетных импульсов;

$t_1 = АВ$ и $t_2 = ВГ$ определяются по оциллограмме (рис. 4).

На основании оциллограммы упростим формулу (1). При измерении могут получиться два вида оциллограмм:

1) осциллограмма, в которой, если двигаться от точки n в направлении движения луча по кругу развертки, первым встречается выброс луча a , затем выброс луча b (рис. 4);

2) осциллограмма, в которой при том же направлении движения от точки n первым встречается выброс луча b , а за ним выброс луча a (рис. 5).

Для первого случая (рис. 4) формула (1) может быть преобразована следующим образом:

$$\tau = T_{ca} \cdot n - T_{ca} + t_1 + t_2;$$

так как

$$t_2 = t_{na} + t_{ab},$$

а период T_{ca} равен времени одного оборота луча, то

$$\tau = T_{ca} \cdot n - T_{ca} + t_{na} + t_{ab} + t_1.$$

Согласно осциллограмме (рис. 4)

$$t_{na} + t_1 = T_{ca},$$

и тогда

$$\tau = T_{ca} \cdot n - T_{ca} + T_{ca} + t_{ab}$$

или

$$\tau = T_{ca} \cdot n + t_{ab}, \quad (2)$$

где t_{ab} — время, между выбросами луча a и b , отсчитанное в направлении вращения луча.

Для второго случая (рис. 5) формулу (1) можно преобразовать следующим образом:

$$\tau = T_{ca} \cdot n - T_{ca} + t_1 + t_2;$$

так как

$$t_1 + t_2 = T_{ca} - t_{ba},$$

то

$$\tau = T_{ca} \cdot n - T_{ca} + T_{ca} - t_{ba}$$

или

$$\tau = T_{ca} \cdot n - t_{ba}, \quad (3)$$

где t_{ba} — время между выбросами луча b и a , отсчитанное в направлении вращения луча.

При измерении интервала времени продолжительностью менее одного периода следования счетных импульсов вычисление результата производится по этим же формулам обычным порядком.

В описываемом устройстве для измерения малых промежутков времени может быть применена электронно-лучевая трубка типа 23 ЛО 51, имеющая следующие параметры: диаметр наибольшего круга развертки 180 мм; максимальная скорость записи 1300 км/сек.

Частоту развертки в установке целесообразно принять равной 1 Мгц. Тогда точность измерения определяется точностью отсчета промежутков времени t_{ab} или t_{ba} .

Если принять погрешность отсчета равной ± 1 мм по длине круга развертки, то интервал t_{ab} можно отсчитать с погрешностью $\frac{1}{560} \cdot 10^{-6} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ сек.

Максимальный интервал, который может быть измерен, определится количеством декад электронного счетчика.

Во всех известных измерителях коротких промежутков времени с осциллоскопической записью для увеличения продолжительности записи шли

по пути усложнения осциллограммы, переходя от линейной к круговой и спиральной разверткам. Это делало невозможным визуальный отсчет показаний и требовало фотографирования осциллограммы на фотопленку. Процесс измерения занимал много времени, большая часть которого тратилась на обработку фотопленки.

Используя комбинированный способ, можно не усложнять осциллограмму, так как общая продолжительность записи не зависит от продолжительности записи на экране трубки.

Для ускорения процесса измерения было решено пойти по пути упрощения осциллограммы, с тем чтобы избавиться от необходимости фотографической записи результата и применить визуальное снятие показаний.

Из рис. 4 и 5 видно, что для отсчета интервала времени достаточно зафиксировать при определенном положении точки n положения выбросов a и b на круге развертки.

Точка n постоянно видна на круге развертки, ибо она появляется под действием счетных импульсов.

Выбросы a и b , происходящие под действием временных импульсов, появляются один раз на очень короткий промежуток времени, и поэтому визуальное их фиксирование затруднено. Для устранения этого затруднения в установке применены два специальных блока, один из которых повторяет начальный временной импульс, а другой — конечный.

Оба блока совершенно одинаковы и состоят из генератора «длинного импульса» с крутым фронтом, генератора ударного возбуждения и формирователя импульсов.

Генератор ударного возбуждения запускается посредством «длинного импульса» от соответствующего временного импульса (начального или конечного) и вырабатывает синусоидальное напряжение с частотой, равной частоте круговой развертки луча трубки. Начальная фаза этого синусоидального напряжения определяется фазой соответствующего временного импульса.

Из полученных синусоидальных напряжений формируются последовательности импульсов, которые благодаря применению нулевого амплитудного компаратора совпадают по фазе с моментами прохождения синусоиды через нулевые значения. Фаза полученных импульсов жестко связана в одном генераторе с начальным, а в другом с конечным временными импульсами. Эти последовательности импульсов подаются на конический электрод трубки в тех же полярностях, что и соответствующие временные импульсы. С помощью этих блоков временные импульсы становятся постоянно видны, так как они повторяются с частотой круговой развертки и по их положениям могут быть легко отсчитаны интервалы t_{ab} или t_{ba} , после чего с помощью кнопок блоки приводятся в исходные состояния.

В случае необходимости измерение может быть быстро повторено необходимое число раз.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАНИЙ ОБРАЗЦОВОГО КОМПЕНСАЦИОННОГО ВОЛЬТМЕТРА ПРИ ЧАСТОТАХ ДО 1000 Мгц И МАЛЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

Показания образцового компенсационного вольтметра типа ОКВ-2 [1] при высоких частотах будут отличаться от действительного напряжения на входе вольтметра вследствие резонансной и пролетной погрешностей.

Первая погрешность имеет положительный знак и зависит только от частоты измеряемого напряжения. Вторая погрешность имеет отрицательный знак и зависит от частоты, межэлектродного расстояния анод-катод диода и значения измеряемого напряжения. В результате противоположности знаков резонансной и пролетной погрешностей будет иметь место частичная или даже полная (при определенных частоте и напряжении) их компенсация, и результирующая частотная погрешность будет всегда меньше наибольшей из указанных погрешностей.

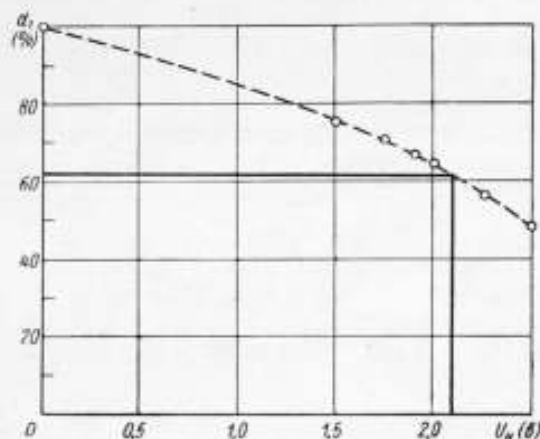


Рис. 1. Кривая зависимости межэлектродного расстояния от напряжения накала диода.

Межэлектродное расстояние примененного в вольтметре ОКВ-2 диода типа 2Д1С определялось с помощью измерительного микроскопа УИМ. При среднем его значении 95 мк (среднее для партии из 25 диодов) оно может колебаться, как показал опыт, при холодном состоянии нити накала от 40 до 150 мк. При подаче на диод напряжения накала межэлектродное расстояние сокращается (см. кривую, приведенную на рис. 1, которая является усредненной для 14 экземпляров диодов). Напряжение накала диода в вольтметре типа ОКВ-2 в среднем составляет 2,1 в. Следовательно, среднее значение межэлектродного расстояния для указанного типа диода при использовании его в вольтметре типа ОКВ-2 составляет $95 \times 0,62 = 60$ мк. Поверхности электродов содержат многочисленные шероховатости, достигающие на поверхности катода, например, величины в 5 мк. В силу этого неточность определения межэлектродного расстояния достигает 2—3 мк.

Для экспериментального определения частотной зависимости показаний нами были выбраны диоды с относительно малым, средним и большим межэлектродными расстояниями, чтобы иметь более полное представление о возможных разбросах показаний вольтметра при высоких частотах.

Для определения частотной погрешности диодных вольтметров известны методы сличения показаний исследуемого вольтметра с показаниями термисторного вольтметра. Подобный вольтметр, осуществленный в Национальном бюро стандартов [2], имеет сложную головку с двумя специально подобранными термисторами. По литературным данным диапазон частот его не превышает 700 МГц и воспроизводимость показаний составляет примерно $\pm 1\%$.

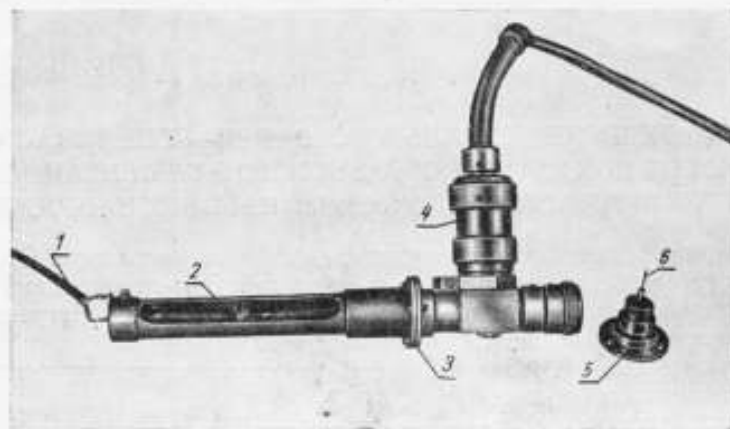


Рис. 2. Диодно-термисторная головка.

1 — выводы в термисторный мост; 2 — высокочастотный дроссель в цепи включения термистора в мост; 3 — держатель термистора; 4 — измерительная головка вольтметра ОКВ-2; 5 — держатель термистора, извлеченный из диодно-термисторной головки; 6 — термистор.

Выпущенный в СССР калибратор вольтметров типа КВ-1 [3] имеет один безбаллонный термистор. В качестве калибратора вольтметров он применяется в диапазоне частот до 700 МГц и имеет допустимую погрешность $\pm(1\% + 5 мв)$. Опыт эксплуатации термисторной головки этого прибора

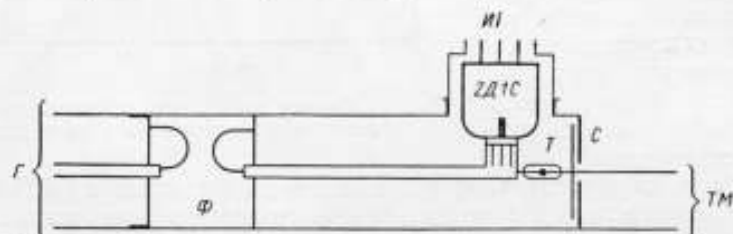


Рис. 3. Схема определения частотных погрешностей вольтметра ОКВ-2.

Г — генератор; Ф — фильтр; ТМ — термисторный мост; ИГ — измерительная головка вольтметра типа ОКВ-2; Т — термистор; С — конструктивная емкость.

показал, что использование его при более высоких частотах невозможно. Кроме того, безбаллонный термистор дает плохую воспроизводимость показаний, что не позволяет точно измерять частотную погрешность вольтметров, особенно при малых напряжениях.

Для определения частотной зависимости показаний вольтметра ОКВ-2 до 1000 МГц была сконструирована специальная диодно-термисторная головка с термистором в баллоне (рис. 2).

Высокочастотные погрешности вольтметра при малых напряжениях (до 1 в) определялись методом сличения его показаний с показаниями термисторного измерителя напряжения по схеме, приведенной на рис. 3. Термистор включался в схему термисторного моста ВНИИМ. В этом мосте

значение переменного напряжения U_x определяется по двум значениям постоянного напряжения на термисторе, U_1 и U_2 , соответствующим равновесию моста до и после подачи на термистор измеряемого переменного напряжения, по следующей формуле

$$U_x = \sqrt{U_1^2 - U_2^2}. \quad (1)$$

Погрешность измерения напряжения с помощью термисторного моста с учетом всех дестабилизирующих факторов в процессе измерения характеризуется следующими средними квадратичными погрешностями ряда (см. таблицу).

Схема включения термистора в мост не требовала применения специальных высокочастотных дросселей, так как выводы термисторного плеча моста подключались непосредственно к обкладкам конструктивной емкости C , представляющей ничтожное сопротивление для токов высокой частоты, а цепь постоянного тока термистора замыкалась через петлю связи фильтра.

Поскольку термистор, кроме активного сопротивления, обладает еще и реактивным, то в общем виде напряжение на бусинке термистора не будет равно напряжению на системе термистор—блокировочная емкость, равному напряжению на входе вольтметра. Это следует из эквивалентной схемы диодно-термисторной головки (рис. 4). Поправка за счет реактивного сопротивления термистора и блокировочной емкости определяется по формуле

$U_x, \text{в}$	$\sigma, \%$
1	$\pm 0,15$
0,5	$\pm 0,2$
0,1	$\pm 0,6$

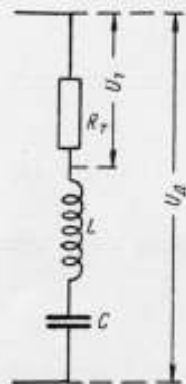


Рис. 4. Эквивалентная схема диодно-термисторной головки.

$$\Delta_{\text{от}} = \frac{U_A - U_T}{U_T} = \frac{\sqrt{R_T^2 + X^2}}{R_T} - 1, \quad (2)$$

где U_A — напряжение на входе вольтметра (на системе термистор — блокировочная емкость);

U_T — напряжение на бусинке термистора;

R_T — активное сопротивление термистора;

$X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ — реактивное сопротивление системы термистор — блокировочная емкость (в дальнейшем сокращенно будем называть реактивным сопротивлением термистора).

Значения реактивного сопротивления определялись методом вариации активного сопротивления термистора. Напряжение на входе вольтметра связано с напряжением на бусинке термистора соотношением

$$U_A = U_T \frac{\sqrt{R_T^2 + X^2}}{R_T}. \quad (3)$$

Если при одном и том же напряжении вольтметра и постоянной частоте изменить сопротивление термистора R_T , то при наличии реактивности термистора должно измениться и напряжение на его бусинке. При этом должно соблюдаться равенство

$$U_{T1} \frac{\sqrt{R_{T1}^2 + X^2}}{R_{T1}} = U_{T2} \frac{\sqrt{R_{T2}^2 + X^2}}{R_{T2}}. \quad (4)$$

Отсюда

$$X = \sqrt{\frac{R_{T1}^2 R_{T2}^2 (U_{T1}^2 - U_{T2}^2)}{R_{T1}^2 U_{T2}^2 - R_{T2}^2 U_{T1}^2}} \quad (5)$$

Таким образом были получены значения реактивного сопротивления термистора для 9 частот, кратных 100 МГц, в диапазоне от 200 до 1000 МГц. С помощью этих значений реактивного сопротивления составлялись условные уравнения вида

$$\omega x - \frac{y}{\omega} = X, \quad (6)$$

где $x = L$ и $y = \frac{1}{C}$

Была получена следующая система условных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} 1,256 \times 10^9 x - 7,96 \times 10^{-10} y &= 14,06 \\ 1,884 \times 10^9 x - 5,31 \times 10^{-10} y &= 16,9 \\ 2,512 \times 10^9 x - 3,98 \times 10^{-10} y &= 21,10 \\ 3,140 \times 10^9 x - 3,18 \times 10^{-10} y &= 30,0 \\ 3,768 \times 10^9 x - 2,65 \times 10^{-10} y &= 37,6 \\ 4,396 \times 10^9 x - 2,27 \times 10^{-10} y &= 45,5 \\ 5,024 \times 10^9 x - 1,99 \times 10^{-10} y &= 51,1 \\ 5,652 \times 10^9 x - 1,77 \times 10^{-10} y &= 54,8 \\ 6,28 \times 10^9 x - 1,59 \times 10^{-10} y &= 65,1 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Решение этой системы способом наименьших квадратов [4] дает систему нормальных уравнений

$$\left. \begin{aligned} 1,514 \times 10^{20} x - 8,99 y &= 1,514 \times 10^{12} \\ -8,994 x - 1,393 y &= -8,861 \times 10^{-8} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

В результате решения этой системы уравнений получаем наиболее вероятные значения x и y :

$$x = 1,01 \times 10^{-8}; \quad y = 1,5 \times 10^9.$$

Точность определения значений x и y характеризуется их средними квадратичными погрешностями

$$S_x = 0,02 \times 10^{-8}; \quad S_y = 2,4 \times 10^9.$$

Следовательно, окончательно имеем

$$x = L = 1,01 \times 10^{-8} \pm 0,02 \times 10^{-8} \text{ гн};$$

$$y = \frac{1}{C} = 1,5 \times 10^9 \pm 2,4 \times 10^9 \frac{1}{\text{ф}}.$$

Из полученных значений видно, что погрешность определения значения L составляет $\pm 2\%$. Значение L , рассчитанное по конструктивным данным, составило $0,84 \times 10^{-8}$ гн, что следует считать очень хорошим совпадением, учитывая неточность определения длины и диаметров токоподводящих проволок термистора.

Погрешность определения значения $y = \frac{1}{C}$ превышает само значение. Это говорит о том, что влияние емкостного сопротивления ничтожно по сравнению с индуктивным, что следует и из рассмотрения нормальных уравнений.

Для полученных таким образом реактивностей термистора при соответствующих частотах определялись значения реактивного сопротивления и поправки по формуле (2) (см. таблицу).

$f, \text{ МГц}$	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$\Delta_{\text{от}}, \%$	0,2	0,4	0,8	1,2	1,8	2,4	3,1	4,0	4,9

Погрешность определения $\Delta_{\text{от}}$ за счет неточности определения реактивности термистора составляет $\delta\Delta_{\text{от}} = \pm 0,02 \times \Delta_{\text{от}}$. В худшем случае при частоте 1000 МГц это составит $\pm 0,1\%$.

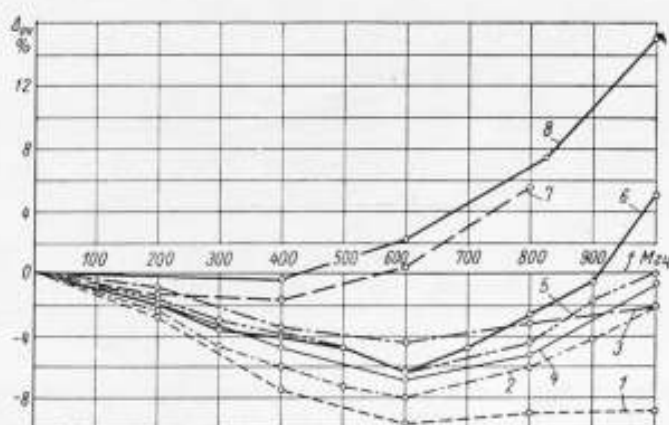


Рис. 5. Зависимость $\Delta_{\text{от}} = F(f)$ при $U_{\text{в}} = 0,1 \text{ в}$:

1 — диод № 6068 $d_T = 125 \text{ мк}$; 2 — диод № 866 $d_T = 91 \text{ мк}$; 3 — диод № 866 $d_T = 85 \text{ мк}$; 4 — диод № 7002 $d_T = 73 \text{ мк}$; 5 — диод № 3886 $d_T = 66 \text{ мк}$; 6 — диод № 2790 $d_T = 58 \text{ мк}$; 7 — диод № 3163 $d_T = 27 \text{ мк}$; 8 — диод № 2804 $d_T = 18 \text{ мк}$.

Методика определения высокочастотных погрешностей была следующей. На вход диодно-термисторной головки подавалось предварительно отфильтрованное напряжение высокой частоты от генератора ГСС-12, соответствующее определенному показанию вольтметра $-U_{\text{в}}$. Одновременно с этим измерялось напряжение на термисторе U_T с помощью термисторного моста (это напряжение определяется расчетом). После этого рассчитывалось действительное значение напряжения на входе вольтметра $U_{\text{д}}$ по формуле

$$U_{\text{д}} = U_T (1 + \Delta_{\text{от}}). \quad (9)$$

Затем определялась частотная погрешность вольтметра типа ОКВ-2:

$$\Delta_{\text{от}} = \frac{U_{\text{в}} - U_{\text{д}}}{U_{\text{д}}} 100\%/\text{в}. \quad (10)$$

На рис. 5—7 приведены полученные экспериментально кривые $\Delta_{\text{от}} = F(f)$ при $U_{\text{в}} = \text{const.}$, соответствующие измеряемым напряжениям 0,1, 0,5 и 1 в в диапазоне частот до 1000 МГц для семи экземпляров диода типа 2Д1С с различными межэлектродными расстояниями. На основании рассмотрения полученных экспериментально значений частотной погрешности вольтметра можно сделать следующие заключения.

1. Характер зависимости значения погрешностей от частоты подтверждает наличие двух составляющих, неодинаково изменяющихся с увели-

чением частоты. Действительно, резонансная погрешность теоретически пропорциональна примерно квадрату частоты, а пролетная — частоте в первой степени. При низких частотах преобладает пролетная погрешность отрицательного знака, при высоких — резонансная.

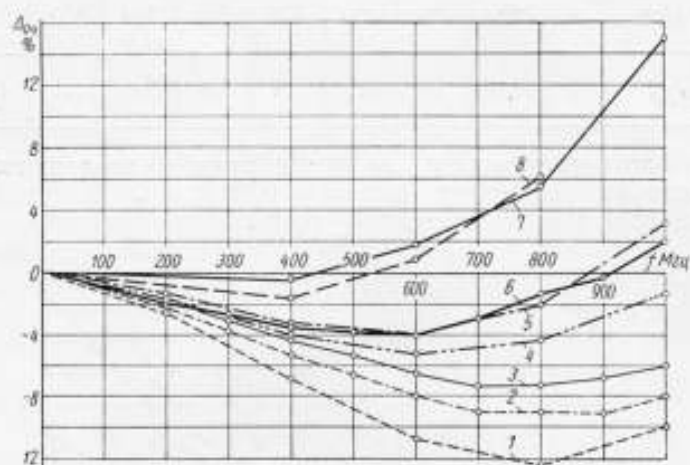


Рис. 6. Зависимость $\Delta_{0\gamma} = F(f)$ при $U_0 = 0,5$ в:

1 — диод № 6068 $d_r = 125$ мк; 2 — диод № 866 $d_r = 91$ мк; 3 — диод № 866 $d_r = 85$ мк; 4 — диод № 7002 $d_r = 73$ мк; 5 — диод № 3886 $d_r = 66$ мк; 6 — диод № 2790 $d_r = 58$ мк; 7 — диод № 3163 $d_r = 27$ мк; 8 — диод № 2804 $d_r = 18$ мк.

2. При увеличении межэлектродного расстояния и при постоянной частоте погрешность увеличивается в отрицательную сторону, что соответствует увеличению пролетной погрешности.

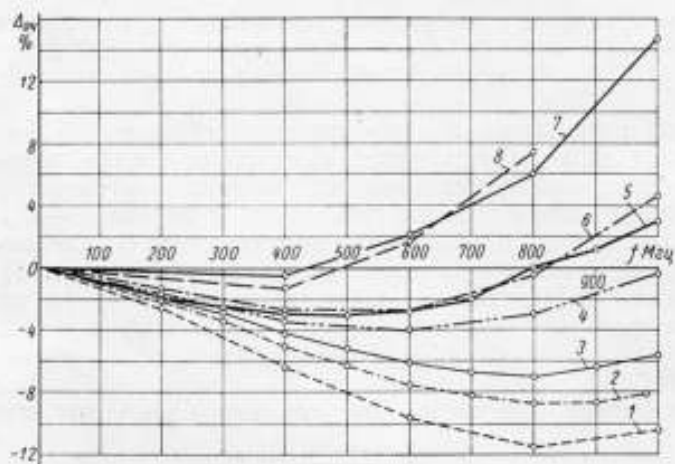


Рис. 7. Зависимость $\Delta_{0\gamma} = F(f)$ при $U_0 = 1$ в:

1 — диод № 6068 $d_r = 125$ мк; 2 — диод № 866 $d_r = 91$ мк; 3 — диод № 866 $d_r = 85$ мк; 4 — диод № 7002 $d_r = 73$ мк; 5 — диод № 3886 $d_r = 66$ мк; 6 — диод № 2790 $d_r = 58$ мк; 7 — диод № 3163 $d_r = 27$ мк; 8 — диод № 2804 $d_r = 18$ мк.

3. При уменьшении напряжения от 1 до 0,1 в частотная погрешность незначительно увеличивается в направлении отрицательного знака, что указывает на полную неприменимость в данном случае теории пролетной погрешности [5], не учитывающей начальных скоростей электронов.

4. Результаты измерений показывают, что для напряжений от 0,1 до 1 в при межэлектродном расстоянии горячего диода $d_c \approx 30$ мк и частоте $f < 600$ Мгц погрешность составляет не более $\pm 2\%$; при $d_c \approx 60$ мк и $f < 1000$ Мгц — не более $\pm 5\%$.

5. Описанный метод позволяет определить частотные погрешности (поправки) ламповых вольтметров в диапазоне частот до 1000 Мгц при напряжениях от 0,1 до 1 в.

6. Накопление достаточного экспериментального материала по частотным погрешностям существующих типов диодов позволит при конструировании вольтметров в зависимости от частотного диапазона рационально выбрать резонансную частоту с целью частичной компенсации пролетной и резонансной погрешностей.

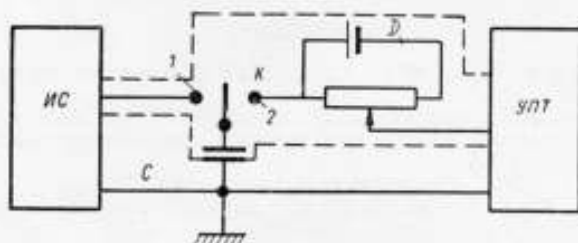
В настоящей работе не учитывалась емкость, шунтирующая бусинку термистора. Влияние этой емкости на частотную погрешность термисторного измерителя напряжения будет рассмотрено в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабинович Б. Е., Федоров А. М., «Измерительная техника», № 2, 1958, стр. 74—78.
2. Selby M. C., Behrent L. F., Journal of Research, NBS, v. 44, № 1, 1950.
3. Техническое описание и инструкция по эксплуатации установки типа KB-1, Таллин, Завод «Пуване РЭТ», 1957.
4. Маликов М. Ф., Основы метрологии, Москва, 1949.
5. Megaw E. C. S. The Wireless Engineer, v. XIII, № 149—151, 1936.

НУЛЕВОЙ УКАЗАТЕЛЬ ДЛЯ ВЫСОКООМНЫХ ЦЕПЕЙ

При измерении больших сопротивлений (превышающих 10^6 ом) на постоянном токе нулевыми методами необходимы нулевые указатели, обладающие большой чувствительностью, большим входным сопротивлением, малой входной емкостью, малой инерционностью, большой стабиль-



ностью положения нулевого отсчета и т. д. [1, 2, 3]. Обычно в качестве нулевых указателей применяются либо «электромеханические» электрометры (квадрантные, струнные и др.), либо ламповые электрометры, основанные на применении разного рода усилителей [4].

Косой группе ламповых нулевых указателей можно отнести приборы, использующие преобразование сигналов постоянного тока в сигналы переменного тока при помощи динамических конденсаторов [5]. Чувствительность этих приборов может быть получена очень большой, порядка $10^4 \div 10^6 \text{ мм/в}$. Входное сопротивление их велико, инерционность достаточно мала. Однако технология изготовления динамических конденсаторов крайне сложна. Отечественной промышленностью приборы этого типа не выпускаются.

В лаборатории электрических измерений разработан прибор, который по принципу действия можно отнести к группе приборов, использующих преобразование постоянного тока в сигналы переменного тока, и который по всем характеристикам удовлетворяет требованиям к нулевым указателям для высокоомных цепей.

Блок-схема нулевого указателя приведена на рисунке.

Воздушный конденсатор C малой емкости, имеющий хорошую изоляцию ($10^{10} \div 10^{14} \text{ ом}$), при помощи переключателя K поочередно включается то в измерительную цепь, то на вход первого каскада усилителя переменного тока (УПТ), например, с электроно-лучевой трубкой на выходе. Если измерительная схема (ИС) не уравновешена, то при каждом включении переключателя в положение 1 на конденсатор подается нескомпенсированное напряжение. При переключении конденсатора на вход усилителя (положение 2) на экране электроно-лучевой трубки появляется импульс, обусловленный разрядом конденсатора C . Амплитуда и полярность импульса зависят от величины и полярности нескомпенсированного напряжения измерительной цепи. Чувствительность нулевого указателя к напряжению практически ограничивается только нестабильностью контактной разности потенциалов и уровнем шумов усилителя перемен-

ного тока. Инерционность нулевого указателя определяется постоянной времени цепей «конденсатор—выход измерительной схемы» и «конденсатор—вход усилителя». Обычно выходное сопротивление измерительных схем не превышает 10^7 ом. Входное сопротивление усилителя также может быть получено не больше 10^7 ом. При емкости конденсатора C , равной нескольким пикофарадам, постоянная времени заряда и разряда конденсатора будет не больше $10^{-5} \div 10^{-4}$ сек. Если переключение ключа K производится с обычной частотой 50 гц, то при указанных параметрах цепей конденсатор успевает практически полностью заряжаться и разряжаться. Среднее значение тока, потребляемого от измерительной цепи, в таком случае может быть определено из выражения

$$i_{cp} = Q \cdot f = C \cdot u \cdot f,$$

где Q — заряд, получаемый конденсатором C при замыкании переключателя K на измерительную схему;

f — частота переключений.

Остаточное напряжение на выходе измерительной схемы u при ее равновесии определяется чувствительностью нулевого указателя, т. е. величиной наименьшего напряжения на конденсаторе C , которое вызывает заметный импульс на выходе усилителя.

Если принять $C = 5 \div 10$ пф, $u = 10^{-3} \div 10^{-4}$ в, $f = 5 \div 50$ гц, то $i_{cp} = 2,5 \cdot 10^{-12} \div 5 \cdot 10^{-12}$ а.

В лаборатории электрических измерений был разработан и опробован макет нулевого указателя. В качестве переключателя было применено поляризованное реле, питающееся от сети. При разработке макета был использован усилитель переменного тока с электронно-лучевой трубкой на выходе (типа ЭЛУР-3, изготовленный на заводе «Эталон»). При работе переключателя на экране трубки могут появляться импульсы и при отсутствии напряжения в измерительной цепи. Эти импульсы обусловлены наличием источников паразитных электродвижущих сил (контактной разности потенциалов или термоэлектродвижущих сил), величина которых зависит от сорта материала контактов переключателя, чистоты их поверхностей соприкосновения, однородности материала контактов. На рисунке изображен «компенсатор» D с питающей его батареей, при помощи которого влияние паразитных электродвижущих сил может быть уменьшено. Для работы нулевого указателя не столь важно наличие паразитных электродвижущих сил и их величина, сколь важна их стабильность во времени. Чувствительность первого макета, например, ограничивалась наличием паразитных электродвижущих сил в цепи первого каскада усиления, в связи с чем встал вопрос о разработке усилителя, обладающего меньшим уровнем шумов при большом коэффициенте усиления. Эта задача была выполнена в ЦЗЛ при ВНИИМ. Разработанный опытный образец обладает такой чувствительностью, что напряжение в 1 мв, подаваемое на вход, вызывает заметные на глаз импульсы на экране трубки. Компенсацию паразитных электродвижущих сил достаточно производить не чаще, чем через 30—60 мин. Емкость конденсатора не превышает 20 пф. Прибор был опробован и оказался пригодным для измерения сопротивлений до 10^{12} ом. Однако, если повысить чувствительность хотя бы на один порядок, снизить частоту переключений до 5 гц, что нетрудно практически осуществить, то при дальнейшей разработке можно получить прибор, пригодный для измерения сопротивлений до 10^{14} ом. Вместе с тем, испытания опытного образца показали ряд его преимуществ, основными из которых являются: большая простота обслуживания, надежность в работе, хорошая стабильность нулевого положения, малая инерционность; следовательно, прибор отвечает всем наиболее существенным требованиям, указанным в начале статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карандеев К. Б., Мостовые методы измерения, Госиздат техн. лит., УССР, 1953.
 2. Scott A. U., *Journal of Research of the NBS*, v. 50, № 3, 1953.
 3. Вальчихин Д. Д. и Рождественская Т. Б., Труды ВНИИМ, вып. 14(74), 1953.
 4. Байда Л. И. и Семенович А. А., Усилители постоянного тока, 1954.
 5. Palevsky H., Swank R. K. and Grenchik A., *The Review of Scientific Instruments*, v. 18, № 5, 1947.
-

Ю. П. Пелевин

МЕТОДЫ ПОВЕРКИ АНАЛИЗАТОРОВ СПЕКТРА НА ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТАХ

Несмотря на широкую область применения в науке и промышленности, особенно в машиностроении, приборов для анализа гармонического состава сложных сигналов, в литературе нет сведений о методах поверки анализаторов спектра, позволяющих оценить эти приборы с метрологической точки зрения.

Возможно, это объясняется сложностью и недостаточно высокой точностью анализаторов спектра, но тем не менее это — измерительные приборы [1], и они должны быть оценены с точки зрения точности, тем более что анализаторы спектра подлежат обязательной государственной поверке.

Повышение точности новых разработок часто сдерживается отсутствием точных методов градуировки и поверки приборов.

Приборы для анализа спектра строятся в основном по двум принципам: одновременного анализа — с помощью набора резонаторов или полосовых фильтров — и последовательного анализа, когда путем преобразования частоты выделение составляющих спектра производится поочередно с помощью одного узкополосного фильтра промежуточной частоты.

Приборы первого вида предназначаются для исследования нестационарных, кратковременных явлений, характеризующихся сплошным спектром; приборы второго вида предназначаются для исследования стационарных, периодических колебаний.

Приборы, в зависимости от использования линейного или квадратичного детектора в выходной ступени, а также индикатора, дают либо амплитудное, либо среднеквадратичное значение выходного напряжения.

Анализаторы спектра — спектроскопы, использующие в качестве индикатора электронно-лучевую трубку, дают амплитудные значения дискретного спектра.

Имеется возможность исследовать непериодические сигналы на анализаторе спектра последовательного анализа путем предварительной записи сигнала на магнитофоне и периодического воспроизведения его; в таком случае огибающая дискретного спектра, измеренного на анализаторе спектра, будет соответствовать огибающей сплошного спектра исследуемого сигнала.

В зависимости от назначения анализатора спектра, типа его выходного индикатора, избирательности фильтра методы поверки бывают различные.

Методы поверки приборов одновременного анализа

Приборы одновременного анализа нашли широкое распространение в Германии и США; в СССР приборы этого вида используются, главным образом, для анализа акустических шумов и в проводной связи.

Блок-схема прибора одновременного анализа дана на рис. 1.

Сигнал подается на 27 каналов одновременно; в каждом канале имеется полосный фильтр с шириной полосы пропускания в $1/3$ октавы. На выходе каждого фильтра имеется детекторная ступень, с выхода которой выпрямленное напряжение подводится к вертикальным пластинам электронно-лучевой трубки.

Коммутатор K_1 переключает каналы; коммутатор K_2 синхронно разворачивает напряжение с выходов 27 каналов по горизонтальной оси электронно-лучевой трубки [2].

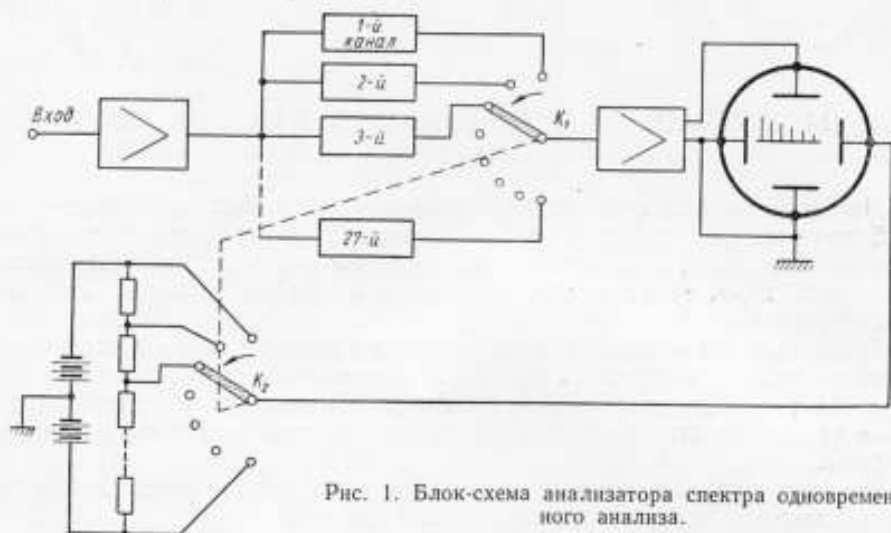


Рис. 1. Блок-схема анализатора спектра одновременного анализа.

Проверка анализаторов спектра этого типа заключается в снятии частотных характеристик фильтров; в определении граничных частот полосового фильтра, соответствующих граничным частотам идеального полосового фильтра, и степени затухания сигнала вне полосы пропускания фильтра, что определяет точность отсчета уровня в пределах полосы пропускания.

Частотная характеристика фильтра снимается либо при подаче на вход переменного по частоте синусоидального напряжения, либо с помощью источника шума, с равномерным сплошным спектром, например от фотумножителя. Для этой же цели могут быть использованы импульсы с большой скважностью; в этом случае спектр получается дискретный, но с равномерным распределением амплитуд в области звуковых частот.

Выбор параметров импульса можно осуществить по методике, предложенной Римским-Корсаковым [3]:

$$\tau = \frac{T}{\pi \cdot n} \sqrt{6K} \approx 0,078 \frac{\sqrt{K'}}{f_n},$$

где τ — длительность импульса;

T — период следования импульсов;

n — номер гармоники;

K — коэффициент, характеризующий падение амплитуды гармоник с повышением их номера (K' — в процентах);

f_n — предельная частота в гц.

Выходное напряжение контролируется вольтметром или записывается с помощью самописца.

Метод точной калибровки анализаторов спектра для измерения акустических шумов описан ранее [4].

В связи с тем, что приборы последовательного анализа нашли более широкое распространение по сравнению с приборами одновременного анализа (как в СССР, так и за границей), методы поверки приборов этого вида будут рассмотрены более подробно.

Методы поверки приборов последовательного анализа

Поверка приборов последовательного анализа должна охватывать поверку ряда основных параметров, характеризующих точность анализа: разрешающую способность прибора, точность измерения составляющих сигнала, точность градуировки частотной шкалы, наличие нелинейных искажений в приборе, величину погрешности из-за взаимного влияния соседних составляющих измеряемого спектра.

Основной метрологической характеристикой приборов избирательного действия является разрешающая способность по частоте.

В литературе имеется два определения разрешающей способности:

1) под разрешающей способностью прибора подразумевается минимальный интервал по частоте между двумя составляющими сигнала равной интенсивности, когда они еще разделяются на уровне 0,5 от амплитуды [1, 5, 6];

2) под разрешающей способностью спектрографа подразумевается минимальная разность частот двух одновременно наблюдаемых составляющих, отличающихся по амплитуде на величину динамического диапазона.

Динамическим диапазоном спектрографа называют максимальное отношение двух одновременно наблюдаемых составляющих при условии, что погрешность при измерении этого отношения спектрографом не превышает 10% [7].

Первое определение является более простым и удобным в практической оценке разрешающей способности прибора, хотя и менее полным, так как не определяет точность воспроизведения относительных амплитуд составляющих, отличающихся по частоте на величину, равную разрешающей способности прибора.

Неудобство измерения разрешающей способности по второму определению заключается в том, что автоматические анализаторы спектра — спектрографы имеют одну, чаще линейную, шкалу амплитуд; в таком случае точность отсчета амплитуд уменьшается с уменьшением относительной величины составляющей в $\frac{u_{ном}}{u_{изм}}$ раз:

$$m = \left(\frac{\Delta u}{u_{ном}} \right) \cdot \frac{u_{ном}}{u_{изм}}$$

где m — величина относительной погрешности измерения напряжения гармоники;

$u_{ном}$ — номинальное напряжение гармонической составляющей;

$u_{изм}$ — напряжение измеряемой составляющей;

Δu — абсолютная погрешность измеряемой составляющей.

Следовательно, если отсутствует возможность растянуть начальный участок шкалы, например применением логарифмической шкалы, то достоверность измерения за счет понижения точности отсчета уменьшается.

Например, при шкале амплитуд в 100 мВ и погрешности отсчета 1 мВ минимальное значение составляющей, при которой относительная погрешность отсчета отношения двух составляющих 10%, будет 10 мВ:

$$y = \frac{u_{1 изм}}{u_{2 изм}}; \Delta y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial u_{1 изм}} \right)^2 \Delta u_{1 изм}^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u_{2 изм}} \right)^2 \Delta u_{2 изм}^2};$$

$$\Delta u_{1 изм} = \Delta u_{2 изм} = \Delta u;$$

$$\frac{\Delta y}{y} \cdot 100 = \frac{\Delta u}{u_{1 изм}} \sqrt{1 + \left(\frac{u_{1 изм}}{u_{2 изм}} \right)^2} \cdot 100 = \frac{1}{10} \sqrt{1 + 0,01 \cdot 100} \cdot 100 = 10^0/0.$$

где y — отношение двух измеряемых составляющих;
 Δy — абсолютная погрешность измерения отношения двух составляющих;

$U_{1\text{изм}}, U_{2\text{изм}}$ — значения напряжения составляющих.

Следует также отметить, что в определении разрешающей способности применительно к автоматическому анализатору спектра — спектро스코пу необходимо учитывать несимметричность динамической частной характеристики (рис. 2).

При конечной скорости анализа минимальный частотный интервал, при котором составляющие сигнала воспроизводятся с погрешностью 10%, будет неодинаков с различных сторон частотной характеристики фильтра, так как взаимное влияние будет различным (рис. 3).

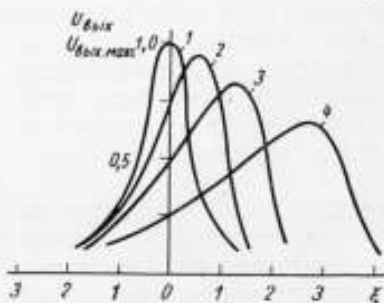


Рис. 2. Динамические частотные характеристики.

k — параметр, характеризующий поведение системы при воздействии на нее переменной по частоте э. д. с.; $k = \infty$ — статическая резонансная кривая; динамические резонансные кривые: 2 — $k = 2$; 3 — $k = 1$; 4 — $k = 0,5$; ξ — обобщенная расстройка резонансной системы.

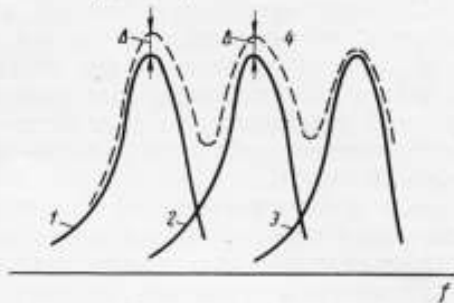


Рис. 3. Искажение показаний прибора из-за взаимного влияния трех соседних составляющих спектра.

1, 2, 3 — гармонические составляющие спектра; 4 — суммарное показание прибора; f — частота; Δ — погрешность измерения амплитуды составляющей.

На рис. 3 пунктирной линией изображено суммарное действие составляющих одинаковой интенсивности при несимметричной характеристике фильтра спектроскопа.

Следует отметить, что полная разрешающая способность прибора складывается из разрешающей способности индикатора и разрешающей способности фильтра; поэтому соотношение диаметра пятна луча на экране электронно-лучевой трубки и диаметра полезной площади экрана будет примерно составлять половину полной разрешающей способности прибора [8].

В связи с тем, что в технической документации на приборы более широко распространено определение разрешающей способности анализаторов спектра в первой формулировке, а также ввиду удобства применения его к спектроскопам, ее следует рекомендовать, дополнив указанием величины погрешности воспроизведения амплитуд от взаимного влияния друг на друга при нахождении составляющих слева и справа.

1. Проверка анализаторов спектра с помощью двух звуковых генераторов и лампового вольтметра. Одного звукового генератора для проверки анализаторов спектра недостаточно, что видно из определения разрешающей способности прибора; при одном звуковом генераторе, кроме того, невозможно оценить полностью качество преобразовательных каскадов и степень перегрузки входных каскадов и детектора при анализе сложного сигнала, а также определить погрешность за счет взаимного влияния соседних составляющих сигнала.

Применение двух звуковых генераторов позволяет установить основные параметры анализатора спектра, но трудоемкость снятия амплитудно-частотной характеристики остается большой. Использование лам-

нового вольтметра с основной погрешностью 2,5—3% при определении относительной погрешности воспроизведения составляющих дает невысокую точность, которая недостаточна для поверки приборов с погрешностью 10%:

$$\frac{\Delta y}{y} \cdot 100 = \frac{\Delta u}{u_{1 \text{ изм}}} \sqrt{1 + \left(\frac{u_{2 \text{ изм}}}{u_{1 \text{ изм}}}\right)^2} \cdot 100 = \frac{3}{100} \sqrt{2} \cdot 100 \cong 4,2\%$$

при $u_{1 \text{ изм}} = u_{2 \text{ изм}}$.

Блок-схема поверки с помощью двух генераторов приведена на рис. 4. Этим методом невозможно оценить погрешность взаимного влияния трех соседних составляющих сигнала.

2. Поверка анализаторов спектра с помощью синтезатора гармоник. Значительно более точным и удобным прибором для целей поверки анализаторов спектра является прибор, дающий на выходе ряд гармонических напряжений, кратных по частоте и регулируемых по амплитуде, частоте и фазе — синтезатор гармоник.

Блок-схема такого прибора представлена на рис. 5.

Преимуществом метода поверки с помощью синтезатора гармоник является облегчение снятия амплитудно-частотной характеристики анализатора с использованием 5—10 гармоник одновременно, относительные величины которых задаются достаточно точно.

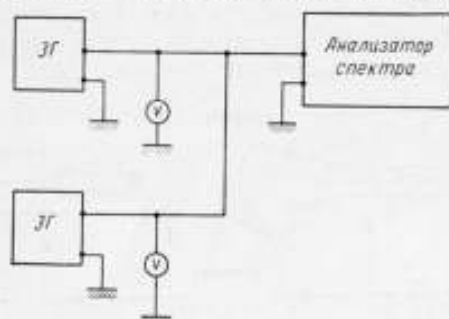


Рис. 4. Блок-схема поверки анализатора спектра с помощью двух генераторов и ламповых вольтметров. ЗГ — генератор звуковой частоты.



Рис. 5. Блок-схема синтезатора гармоник.

Кроме того, возможность изменения фаз гармонических составляющих позволит более точно оценить погрешность взаимного влияния соседних составляющих сигнала.

К недостаткам этого метода можно отнести сложность изготовления прибора на большое количество гармоник из-за значительного числа фильтров, органов регулировки и т. д.

Неудобство встречается также и при измерении разрешающей способности анализатора спектра во всем диапазоне частот, что необходимо в случае применения в анализаторе спектра нелинейной частотной шкалы, например логарифмической.

3. Метод поверки анализаторов спектра путем создания периодического сигнала известного спектра с помощью фотоэлектрического генератора. Для создания периодического сигнала с известным спектром, который служил бы в качестве образцового спектра, «стандарта» при поверке приборов, была сделана попытка сформировать сигнал по известной маске с помощью электронно-лучевой трубки и фотоумножителя типа ФЭУ-19 М по блок-схеме, указанной на рис. 6.

В качестве электронно-лучевых трубок были использованы электронно-лучевые трубки с коротким послесвечением типа 8ЛО30 М и 18ЛО47. Послесвечение экранов электронно-лучевых трубок — порядка 10^{-4} — 10^{-3} сек.

Принцип работы фотоэлектрического генератора заключается в следующем. Фотоэлектронный умножитель получает свет от пятна на экране электронно-лучевой трубки, выход ФЭУ соединяется через усилитель

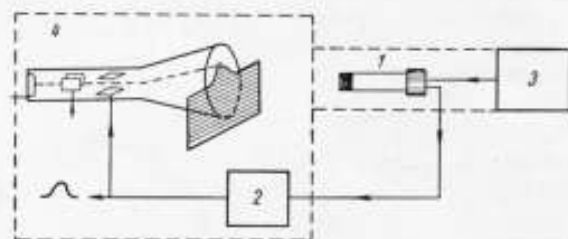


Рис. 6. Блок-схема фотоэлектрического генератора.

1 — ФЭУ-19 М; 2 — усилитель вертикального отклонения осциллографа; 3 — блок питания ФЭУ; 4 — осциллограф типа ЭО-7.

вертикального отклонения осциллографа с вертикальными отклоняющими пластинами. Изменение интенсивности света во время движения луча по экрану электронно-лучевой трубки при переходе за непрозрачную маску вызывает через цепь обратной связи отклонение луча по вертикали, приводящее пятно в равновесное положение. Выходное напряжение ФЭУ будет пропорционально высоте маски. Время переходных процессов будет зависеть от инерционности послесвечения экрана и частотной характеристики цепи обратной связи.

При использовании в качестве усилителя оконечного каскада осциллографа ЭО-7 частотная характеристика расширяется от нулевой частоты вплоть до 1 Мгц; в таком случае основным ограничением увеличения частоты генерирования сигнала остается инерционность послесвечения экрана электронно-лучевой трубки.

Погрешность воспроизведения формы сигнала по маске в статическом режиме может быть меньше $\pm 1\%$ и зависит от коэффициента усиления ветви обратной связи [9]. С увеличением частоты развертки луча от 2000 гц начинает проявляться инерционность послесвечения экрана на формах сигнала с резкими скачками, где острые края сигнала начинают округляться и заваливаться.

Этот недостаток значительно уменьшает ценность метода; кроме того, использование в схеме фотоумножителя ФЭУ дает невысокую стабильность работы. К недостаткам следует отнести также появление кратковременного выброса в момент перехода к обратному ходу развертки, для устранения которого необходимо применять либо специальный вид развертки с обратным ходом, равным прямому, либо круговую развертку.

Этот метод, очевидно, ограничен из-за своих недостатков для использования в качестве генератора образцовой формы сигнала.

4. Метод создания образцового спектра из прерывистой синусоиды. Относительно простым и точным методом определения разрешающей способности прибора, погрешности воспроизведения относительных амплитуд является использование спектра, образованного синусоидальным напряжением, периодически прерываемым через равные интервалы (радиотелеграфный импульс). Вид такого сигнала показан на рис. 7.

Разложение в ряд Фурье напряжения при $\alpha = 0,5$ дает следующее выражение [10]:

$$u = u_m \left\{ \alpha \sin \omega t + \frac{1}{\pi} \cos [(\omega - \Omega)t - \varphi_1] - \frac{1}{\pi} \cos [(\omega + \Omega)t + \varphi_1] + \right. \\ \left. + \frac{\cos [(\omega - 3\Omega)t - \varphi_3]}{3\pi} - \frac{\cos [(\omega + 3\Omega)t + \varphi_3]}{3\pi} + \frac{\cos [(\omega - 5\Omega)t - \varphi_5]}{5\pi} \dots \right\}$$

где u — мгновенное значение напряжения сигнала;
 U_m — амплитудное значение напряжения сигнала;
 $\varphi_{1,3,5}$ — фазовые углы гармоник;
 α — коэффициент, характеризующий отношение продолжительности сигнала к периоду следования сигналов;
 Ω — круговая частота прерывания синусоиды;
 ω — круговая частота синусоидального напряжения;
 t — текущее время.

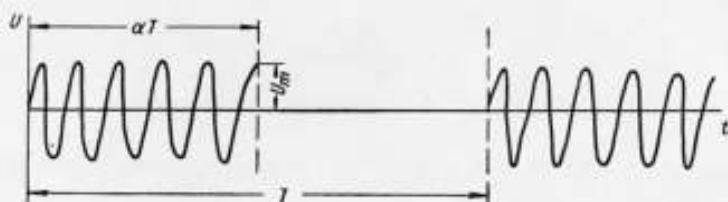


Рис. 7. Прерывистая синусоида.

α — коэффициент, характеризующий отношение продолжительности сигнала к периоду следования сигналов; U_m — амплитуда синусоидального напряжения; T — период повторения пакетов синусоид; t — текущее время.

Данное разложение не имеет четных гармоник, что позволяет легко и точно контролировать правильность создания образцового спектра, вид которого изображен схематически на рис. 8.

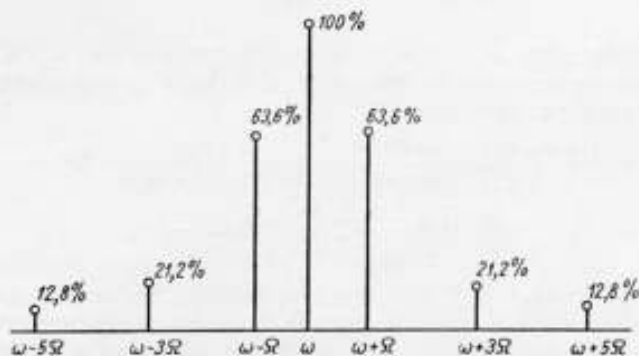


Рис. 8. Расчетный спектр пакетов синусоид при $\alpha=0,5$. Ω — круговая частота прерывания синусоиды; ω — круговая частота синусоидального напряжения.

Спектр с точно заданным соотношением гармонических составляющих может быть образцовым для оценки правильной работы анализатора спектра, позволяет удобно определять разрешающую способность прибора по трем составляющим в любой точке частотной шкалы и оценить погрешность взаимного влияния составляющих сигнала при различных частотных интервалах между тремя составляющими сигнала.

Кроме того, спектр позволяет прокалибровать частотную шкалу перестройкой частоты Ω звукового генератора так, чтобы крайние гармоники совпали с началом и концом частотного диапазона анализатора спектра.

Блок-схема создания прерывистой синусоиды показана на рис. 9.

Точность создания образцового спектра определяется точностью создания прямоугольного импульса с отношением длительности импульса к периоду следования как 1 : 2.



Рис. 9. Блок-схема формирования пакета синусоид.

Разложение в ряд Фурье при $\alpha \neq 0,5$ в общей форме будет иметь следующий вид:

$$u = U_m \left\{ \alpha \sin \omega t + \frac{1}{\pi} \sqrt{2(1 - \cos 2\pi\alpha)} \frac{\cos [(\omega - \Omega)t - \varphi_1]}{1.2} - \frac{1}{\pi} \sqrt{2(1 - \cos 2\pi\alpha)} \frac{\cos [(\omega + \Omega)t + \varphi_1]}{1.2} + \dots \right\}.$$

Отношение составляющей частоты $\omega \pm \Omega$ к составляющей частоты ω будет:

$$y = \frac{\sqrt{2(1 - \cos 2\pi\alpha)}}{2\pi\alpha}.$$

Если коэффициент $\alpha = 0,5$ задается с погрешностью в 1%, то погрешность воспроизведения относительных амплитуд составляющих частот ω и $\omega \pm \Omega$ будет равна тоже 1%:

$$\frac{\Delta y}{y} = \frac{-1 + \cos 2\pi\alpha + \pi\alpha \sin 2\pi\alpha}{\pi\alpha^2 \sqrt{2(1 - \cos 2\pi\alpha)}} \cdot \frac{2\pi\alpha}{\sqrt{2(1 - \cos 2\pi\alpha)}} \cdot \Delta\alpha = -2\Delta\alpha;$$

$$\frac{\Delta y}{y} \cdot 100 = -2 \frac{0,5}{100} \cdot 100 = -1\%.$$

Точность задания $\alpha = 0,5$ определяется стабильностью периода частоты звукового генератора и стабильностью фронтов модулирующего прямоугольного импульса, которая зависит от длительности и формы запускающих импульсов.

Длительность запускающего импульса — порядка нескольких микросекунд, что составляет менее 1% от периода наивысшей модулирующей частоты $\Omega = 2000$ гц.

Схема модулятора собрана с использованием двойного триода 6Н1П без питания высоким напряжением (рис. 10).

Генератор прямоугольного импульса представляет по своей схеме обычный мультивибратор с двумя устойчивыми состояниями с использованием лампы 6Н1П.

Создание образцового спектра с другим составом гармонических составляющих возможно путем изменения коэффициента α от 0 до 1.

Точность задания соотношений составляющих частот ω и $\omega \pm \Omega$ будет зависеть от точности задания коэффициента α , т. е. при формировании прямоугольного импульса — от точности задания задержки заднего фронта импульса, что возможно осуществить с точностью порядка 1—2%.

На рис. 11 изображен график зависимости относительных амплитуд частот ω и $\omega \pm \Omega$ от величины коэффициента α .

Недостатком метода при соизмеримых частотах ω и Ω является необходимость синхронизации несущей частоты и частоты модуляции, при этом в зависимости от фазового угла несущей частоты относительно модулирующих импульсов будет иметь место систематическая погрешность в воспроизведении верхних и нижних составляющих спектра [11]. Фазовый угол определяется с помощью осциллографа и сетки на экране осциллографа.

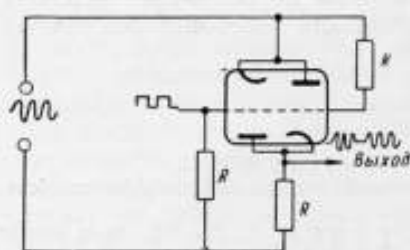


Рис. 10. Схема модулятора.

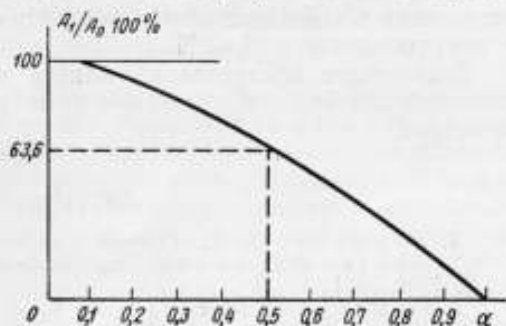


Рис. 11. График зависимости отношения амплитуд напряжения частот ω и $\omega \pm \Omega$ от значения коэффициента α . A_1 — амплитуда частоты $\omega \pm \Omega$; A_0 — амплитуда частоты ω .

Амплитуда напряжения нижней боковой частоты:

$$u_{н. б} = \frac{U_m B}{\pi (2n - 1)},$$

где введены обозначения:

$$B = \sqrt{1 + A^2 + 2A \cos 2\varphi};$$

$$A = \frac{2n - 1}{2\nu - 2n + 1};$$

$$\nu = \frac{\omega}{\Omega};$$

φ — фазовый угол несущей частоты относительно модулирующего сигнала;

n — номер гармоники.

Амплитуда напряжения верхней боковой частоты:

$$u_{в. б} = -\frac{U_m F}{\pi (2n - 1)},$$

где введены обозначения:

$$F = \sqrt{1 + D^2 - 2D \cos 2\varphi};$$

$$D = \frac{2n - 1}{2\nu + 2n - 1}.$$

Коэффициенты B и F близки к единице, когда $\omega \gg \Omega$; если же разность между ω и Ω незначительна, необходимо учитывать систематическую погрешность по приведенным выше формулам.

При случайном распределении фаз несущей частоты и модулирующего сигнала величина случайной погрешности воспроизведения спектра будет определяться величиной $\nu = \frac{\omega}{\Omega}$. Поэтому определение разрешающей способности при точных измерениях необходимо производить в конце частотной шкалы при максимальном отношении $\frac{\omega}{\Omega}$.

Созданный в лаборатории макет формирует спектр при $\alpha = 0,5$ с разбросом относительных амплитуд составляющих частот ω и $\omega \pm \Omega$ по предварительным результатам порядка 2—3%, что уже достаточно для проверки приборов с погрешностью в 10%.

Оценить точность воспроизведения соотношений гармоник непосредственным измерением их относительных величин пока невозможно из-за отсутствия точных приборов для измерения гармонических составляющих с погрешностью в 1—2%.

Дальнейшее обследование макета и анализ погрешностей покажут целесообразность использования этого метода для проверок более точных приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Харкевич А. А., Спектры и анализ, Гостехиздат, М, 1952.
2. Kaule W., John A., Tonfrequenzspektrometer, «Nachrichtentechnik», Bd 6, 1956, № 1.
3. Римский-Корсаков А. В. и Шумова Н. Д., Об одном методе снятия частотных характеристик, ЖТФ, том VIII, 1938, вып. 16.
4. Беранек Л., Акустические измерения, с англ., ИЛ, М, 1952.
5. Техническое описание и инструкция по эксплуатации прибора типа АСЧХ-1.
6. Воллернер Н. Ф., Гаткин Н. Г., К вопросу об аппаратном спектральном анализе, «Известия Киевского политехнического института», том XXI, Сборник трудов по радиотехнике, 1956, вып. 1.
7. Хлытчиев С. М., Вопросы проектирования приборов для визуального наблюдения спектров электрических колебаний, «Радиотехника», 1954, № 3.
8. Thomason D. W., The principles and practice of panoramic Display, IBIRE, July-August, 1948.
9. Sunstein D. E., Photoelectric waveform generator «Electronics», February, 1949.
10. Соловьев Н. Н., Основы измерительной техники проводной связи, ч. II, Госэнергоиздат, М, 1957.
11. Ярославский Л. И., Лев А. Ю., Частотные спектры систем тонального телеграфирования с амплитудной и фазовой манипуляцией, «Радиотехника», т. 9, 1954, № 3.

**ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ
ОТРАЖЕНИЯ НА ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЛИНИИ
В ДИАПАЗОНЕ 200—1000 Мгц**

Точные измерения затухания, мощности и др. требуют согласования в тракте, достигающего по коэффициенту отражения величины 0,05 и ниже. Такие согласования возможно получить, однако возникают определенные трудности при их оценке, т. е. при измерении малых отражений. В диапазоне дециметровых волн наибольшую точность измерения отражений обеспечивают измерительные линии, однако с уменьшением величины коэффициента отражения погрешность измерения значительно возрастает. Суммарная погрешность измерительных линий для коэффициентов отражений менее 0,1 колеблется в пределах 25 ÷ 200%. Погрешность, вызываемая отклонением волнового сопротивления линии от номинального значения и отражениями от фланца, достигает 30% от суммарной, т. е. величины 8 ÷ 60%.

Значительное влияние оказывают и отражения от зонда и выхода генератора. Некоторые из этих погрешностей носят характер систематических и поддаются точному учету. Другие погрешности удается в значительной степени исключить. К числу основных систематических погрешностей измерительной линии относятся:

- а) собственные отражения в соединительном фланце линии;
- б) отражения от зонда линии и от выхода генератора;
- в) отклонение волнового сопротивления от номинального;
- г) неравномерность погружения зонда линии.

Целью настоящей работы является разработка ряда мероприятий, повышающих точность измерения отражений на линии, а также специальной схемы, позволяющей производить измерения малых отражений.

Для выполнения поставленной задачи рассмотрим основные систематические погрешности в отдельности и введем соответствующие поправки.

Поправка на собственные отражения линии

Нижний предел измеряемых коэффициентов отражений нагрузок ограничивается величиной собственных отражений от соединительного фланца. При $|\Gamma_n| > 0,4$ эти отражения составляют менее 3% от измеряемой величины, вследствие чего поправки на них вводить нецелесообразно.

При измерении же согласованных нагрузок, имеющих $|\Gamma_n| < 0,05$, отражения от фланца настолько искажают измерения, что результат их теряет достоверность.

Для введения поправок необходимо, во-первых, измерить величину и фазу отражений и, во-вторых, получить формулу, связывающую измеряемый коэффициент отражения с измеренным и отражениями от фланца.

Рассматривая фланец измерительной линии как неоднородность, имеющую входной коэффициент отражения S_{11} , выходной S_{22} и коэффициент передачи S_{12} , возможно, как это сделано Битти и Макферсоном [1],

получить формулу для результирующего коэффициента отражения $\Gamma_{изм}$, измеренного линией, если фланец включен между измерительной линией и нагрузкой Z_n :

$$\Gamma_{изм} = S_{11} + \frac{S_{12} \cdot \Gamma_n \cdot e^{-j2\beta l}}{1 - S_{22} \Gamma_n \cdot e^{-j2\beta l}}, \quad (1)$$

где e — основание натурального логарифма;

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda};$$

l — длина соединительной линии между нагрузкой и выходом фланца линии;

λ — рабочая длина волны.

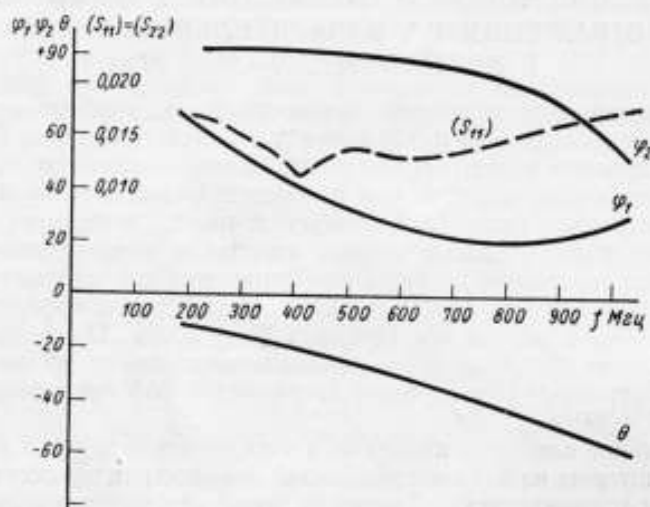


Рис. 1.

Таким образом, имея параметры фланца, возможно найти искомый коэффициент отражения нагрузки:

$$\Gamma_n e^{-j2\beta l} = \frac{\Gamma_{изм} - S_{11}}{S_{12}^2 + S_{22}(\Gamma_{изм} - S_{11})}. \quad (2)$$

Формула (2) является точной, так как при ее выводе не делалось каких-либо допущений, уменьшающих ее точность. Если же пренебречь величиной $S_{22}(\Gamma_{изм} - S_{11})$ по сравнению с S_{12}^2 , обычно равной по модулю единице, то при $|\Gamma_{изм}| < 0,1$ и $|S_{11}| = |S_{22}| < 0,02$ ошибка не превосходит 0,3%, вследствие чего можем получить приближенную (с погрешностью $< 0,3\%$) формулу:

$$\Gamma_n e^{-j2\beta l} \approx \Gamma_{изм} - S_{11}. \quad (2a)$$

Обычно коэффициент отражения нагрузки относится к входу соединительной линии, поэтому для этого случая имеем:

$$\Gamma_n' = \Gamma_n e^{-j2\beta l} \approx \Gamma_{изм} - S_{11}. \quad (2b)$$

Рассматривая косоугольный треугольник OAB (рис. 2), построенный для разности произвольных векторов $\Gamma_{изм}$ и S_{11} , можем найти:

$$|\Gamma_n'|^2 = |\Gamma_{изм}|^2 + |S_{11}|^2 - 2|S_{11}||\Gamma_{изм}|\cos(\varphi_1 - \varphi_{изм}), \quad (3)$$

где φ_1 и $\varphi_{изм}$ — углы S_{11} и $\Gamma_{изм}$.

Фаза коэффициента отражения нагрузки:

$$\varphi_{\Pi} = \arcsin \frac{|S_{11}| \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi_{\text{изм}})}{\sqrt{|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 - 2|S_{11}||S_{12}| \cos(\varphi_1 - \varphi_{\text{изм}})}} \quad (4)$$

Легко видеть, что при разности $\varphi_1 - \varphi_{\text{изм}}$, близкой к 180° или к 0° , коэффициент отражения, рассчитываемый по формуле (3), изменяется незначительно в зависимости от $\varphi_1 - \varphi_{\text{изм}}$. Отсюда следует, что при близких между собой φ_1 и $\varphi_{\text{изм}}$ ошибка в определении $\varphi_{\text{изм}}$ незначительно влияет на модуль рассчитываемого Γ_{Π} .

Как следует из формул (2) — (4), для расчета Γ_{Π} необходимо знать параметры фланца S_{11} , S_{12} и S_{22} . Методом короткозамыкающего поршня [2] возможно определить все требуемые параметры фланца.

На рис. 3 приведена типичная S — кривая, снятая на частоте 600 МГц.

Для определения S_{11} и его угла φ_1 необходимо построить зависимость

$$d_1 + d_2 = f(d_1),$$

где d_1 — расстояние между зондом линии и входом фланца;

d_2 — расстояние между короткозамыкающим поршнем контрольной линии и выходом фланца.

Тогда

$$|S_{11}| \approx |S_{22}| = \sin\left(\delta \frac{2\pi}{\lambda}\right); |S_{12}| \approx 1.$$

Снятые методом короткозамыкающего поршня частотные зависимости S_{11} , S_{22} и S_{12} приведены на рис. 1. При тщательном выполнении экспериментов возможно определить фазовые углы с погрешностью $\pm 1^\circ$ и модули с погрешностью $(\pm 0,0003 \div 0,0005)$.

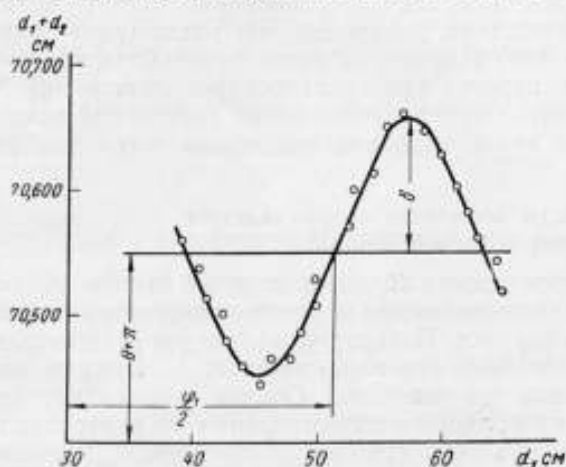


Рис. 3.

вызывают погрешности из-за неравномерности погружения зонда.

Рассмотрим вначале влияние зонда на отражения в линии. Анализ влияния зонда дан в литературе [2]. Показано, в частности, что погрешность измерения $\Gamma_{\text{изм}}$ уменьшается по мере уменьшения отражения от выхода питающего генератора, так как при измерении малых отражений эта погрешность пропорциональна $\Gamma_{\text{ген}} \cdot \Gamma_{\text{з}}$. Согласование выхода генератора может быть произведено либо с помощью трансформатора импедансов

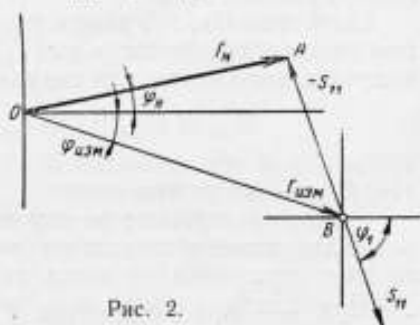


Рис. 2.

Исключение влияния зонда

Влияние зонда на результат измерения сказывается двояко: с одной стороны, зонд, как неоднородность в линии, вызывает отражения, а с другой стороны, при движении каретки с зондом вдоль линии, вследствие несовершенства направляющих поверхностей, воз-

типа ТИМ, либо включением между индикатором и линией согласованного ослабителя. Для этой цели подходят отобранные ослабители АС-1 на 20—25 дБ, имеющие коэффициент стоячей волны напряжения (КСВН) входа не более 1,1. Измерения, проведенные для линии ЛИ-3 № 5, показали, что при минимальных и средних погружениях зонд имеет коэффициент отражения, равный $0,003 \pm 0,010$ (в диапазоне до 1000 МГц).

Если принять, что генератор согласован так, что $|\Gamma_{\text{ген}}| < 0,05$ и зонд при малом погружении имеет $|\Gamma_z| \approx 0,005$, то [2] для этого случая можем получить выражение для результирующего поля $E_{\text{рез}}$ в линии:

$$E_{\text{рез}} = E_{\text{пад}} [(1 + \Gamma_{\text{изм}} e^{-j2\varphi d}) + \Gamma_z (1 + \Gamma_{\text{изм}} e^{-j2\varphi d})^2], \quad (5)$$

где $E_{\text{пад}}$ — падающее поле;

d — расстояние между зондом и нагрузкой.

Дальнейшее исследование этого выражения приводит к выводу, что за счет отражения от зонда вносится абсолютная погрешность, равная $\frac{\Gamma_z \cdot \Gamma_{\text{изм}}}{1 + \Gamma_z}$ или приблизительно $\Gamma_z \cdot \Gamma_{\text{изм}}$. Суммарная ошибка, обусловленная неидеальным согласованием выхода генератора и отражением от зонда, не превосходит

$$|\Gamma_z| \cdot |\Gamma_{\text{ген}}| + |\Gamma_z| \cdot |\Gamma_{\text{изм}}|.$$

Таким образом, если обеспечить $|\Gamma_z| = 0,003 \pm 0,005$ и $|\Gamma_{\text{ген}}| \approx 0,03$, то при измерениях на линии ошибка не превзойдет величины $0,00015 \pm 0,00020$.

Пользуясь приведенными выше соотношениями, возможно выполнить условия, при которых погрешность отражения от зонда исключается.

Для этого необходимо иметь $|\Gamma_z| < 0,005$ и $|\Gamma_{\text{ген}}| < 0,03$.

В процессе измерения малых отражений важное значение имеет неравномерность погружения зонда. Эта погрешность может быть устранена путем введения соответствующей поправки. Неравномерность погружения зонда определяется электрически по распределению максимумов чисто стоячей волны частотой 800—1000 МГц или же путем линейных измерений расстояния между плоскостью каретки и центральным проводником линии. Введение поправки производится путем вычитания из измеренной эпюры распределения напряжения в линии эпюры неравномерности погружения зонда.

Неоднородности волнового сопротивления измерительной линии

Величина волнового сопротивления Z_0 измерительной линии входит непосредственно в результат измерения как полного сопротивления, так и коэффициента отражения нагрузки. Поэтому установление действительной величины волнового сопротивления или пределов, за которые оно не выходит, имеет первостепенное значение. Обычно применяющийся электрический метод проверки волнового сопротивления по контрольной линии нам представляется достаточно грубым по следующей причине. При проверке волнового сопротивления по контрольной линии между ней и измеряемым волновым сопротивлением линии находится неидеально согласованный фланец. Его влияние сказывается в том, что измеряемая величина шунтируется реактивной проводимостью фланца, вследствие чего даже при точном совпадении волновых сопротивлений контрольной и измерительной линии расстояние между узлами напряжения, находящимися по обе стороны фланца, не будет равно $\frac{\lambda}{2}$.

В силу изложенного представляется целесообразным контролировать волновое сопротивление измерительной линии путем непосредственного

измерения ширины щели плоскостной линии и радиуса центрального проводника с последующим расчетом волнового сопротивления по формуле:

$$Z_0 = 60 \left[\frac{p}{p+t} \ln \frac{1}{\operatorname{tg} k} + \frac{t}{p+t} \ln \frac{1}{\operatorname{th} k} \right], \quad (6)$$

где

$$t = \operatorname{tg}^2 k - \frac{1}{\operatorname{tg}^2 k}; \quad p = \operatorname{th}^2 k - \frac{1}{\operatorname{th}^2 k}; \quad k = \frac{\pi r}{4A};$$

$2A$ — ширина щели;

r — радиус центрального проводника.

Измерение величины A и r для ЛИ-3 № 5 показало, что подстановка крайних значений A_{\max} и r_{\min} и A_{\min} и r_{\max} в формулу приводит к изменению волнового сопротивления не более чем на $\pm 0,3\%$.

По расчетам завода-изготовителя линии типа ЛИ-3 имеют волновое сопротивление, не отличающееся более чем на $\pm 0,6\%$.

Как указывалось ранее, отклонение волнового сопротивления от номинального является одной из основных систематических погрешностей измерительной линии.

Из выражения

$$|\Gamma| = \frac{|Z_n| - Z_0}{|Z_n| + Z_0}$$

легко получить абсолютную погрешность измерения коэффициента отражения в линии, определяемую отклонением волнового сопротивления от номинала:

$$\Delta |\Gamma_{\text{изм}}| = -\frac{2|Z_n| \cdot \Delta Z_0}{(|Z_n| + Z_0)^2} \approx -\frac{\Delta Z_0}{2Z_0}. \quad (7)$$

Последнее выражение дает возможность внести поправку в измеренное значение $|\Gamma_{\text{изм}}|$.

Итак, при отклонениях волнового сопротивления линии от номинального не более чем на $\pm(0,1 \div 0,3)\%$ можно не вносить поправку в измерения $|\Gamma_{\text{изм}}|$.

Однако при отклонениях волнового сопротивления, превышающих $0,3\%$, следует уменьшить значение $|\Gamma_{\text{изм}}|$ на величину $\frac{\Delta Z_0}{2Z_0}$.

Оценка точности измерения коэффициентов отражения

Оценка точности измерения коэффициентов отражения нагрузок может быть произведена на основании приведенной ранее зависимости

$$|\Gamma_n'|^2 = |\Gamma_{\text{изм}}|^2 + |S_{11}|^2 - 2|S_{11}| |\Gamma_{\text{изм}}| \cos(\varphi_1 - \varphi_{\text{изм}}).$$

Рассмотрим погрешности каждого слагаемого в отдельности.

1. Определение модуля S_{11} — по методу короткозамыкающего поршня — производится по формуле

$$|S_{11}| = \sin \left(\delta \frac{2\pi}{\lambda} \right),$$

где δ — величина, отсчитываемая по графику зависимости $d_1 + d_2 = f(d_1)$. Поскольку $\frac{2\pi\delta}{\lambda}$ имеет малую величину (порядка $1 \div 2^\circ$), то погрешность определения модуля S_{11} равна погрешности отсчета δ , т. е.

$$\Delta |S_{11}| = \Delta \delta \quad \text{или} \quad \frac{\Delta |S_{11}|}{|S_{11}|} = \frac{\Delta \delta}{\delta}.$$

Из проведенных экспериментов следует, что погрешность $\Delta |S_{11}|$ не превышает $\pm (0,0003 \div 0,0005)$, что составляет при $|S_{11}| \leq 0,015$:

$$\frac{\Delta |S_{11}|}{|S_{11}|} = \frac{\Delta \delta}{\delta} = \pm (2 \div 3)\%.$$

2. Погрешность измерения $|\Gamma_{изм}|$ зависит от целого ряда причин:

- а) погрешности измерительного прибора;
- б) отклонения волнового сопротивления от номинального;
- в) отражения от зонда;
- г) неравномерности погружения зонда;
- д) погрешности детектора.

Из перечисленных погрешностей некоторые могут быть легко оценены. Это относится прежде всего к погрешности измерительного прибора и погрешности из-за отражения от зонда.

а) Известно, что погрешность измерения квн, определяемая погрешностью стрелочного прибора, имеет вид:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha_{\max}} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha_{\min}} \right), \quad (8)$$

где α — отклонение стрелки прибора.

С другой стороны, для малых квн справедливо

$$\text{квн} = 1 + 2|\Gamma|.$$

Поэтому относительная погрешность δ_{01} измерения коэффициента отражения нагрузки, определяемая погрешностью прибора, будет:

$$\delta_{01} = \frac{\Delta |\Gamma_{изм}|}{|\Gamma_{изм}|} = \frac{2|\Gamma_{изм}| + 1}{2|\Gamma_{изм}|} a, \quad (9)$$

где a — класс стрелочного прибора.

В зависимости от величины измеряемого коэффициента отражения погрешность, определяемая только классом стрелочного прибора, может изменяться в широких пределах. Для прибора класса 0,5 эта погрешность составит $\pm 3\%$ для $|\Gamma_{изм}| = 0,1$ и $\pm 250\%$ для $|\Gamma_{изм}| = 0,001$. Изменение погрешности δ_{01} в зависимости от $|\Gamma_{изм}|$ дано в табл. 1.

$$|S_{11}| = 0,015$$

Таблица 1

Величина $ \Gamma_{изм} $	Погрешность измерения $ S_{11} $		Частные погрешности, %					Погрешность в измерении $ \Gamma_{изм} $	
	абсолютная	относительная, %	δ_{01}	δ_{02}	δ_{03}	δ_{04}	δ_{05}	абсолютная	относительная, %
0,100	0,00037	2,5	3	0,5	0,6	0,1	1,5	$3,5 \cdot 10^{-3}$	3,5
0,40	0,00037	2,5	6,7	1,2	0,8	0,1	3,4	$3,1 \cdot 10^{-3}$	7,7
0,10	0,00037	2,5	25	5	2,5	0,1	15	$3 \cdot 10^{-3}$	30
0,004	0,00037	2,5	67	12,5	8,0	0,1	34	$3 \cdot 10^{-3}$	76
0,001	0,00037	2,5	225	50	25	0,1	150	$3 \cdot 10^{-3}$	300

б) Определение волнового сопротивления измерительной линии типа ЛИ-3 можно произвести на основании линейных измерений.

Так, для линии ЛИ-3 и № 5 волновое сопротивление отклонялось не более чем на $\pm 0,3\%$ от номинального значения 75 ом. После юстировки положения центрального проводника эта погрешность была сведена до $\pm 0,1\%$.

Погрешность измерения коэффициента отражения, обусловленная отклонением волнового сопротивления линии от номинального значения, может быть легко найдена из выражения

$$|\Gamma| = \frac{|Z_n| - Z_0}{|Z_n| + Z_0}$$

Для этого возьмем $\frac{\partial |\Gamma|}{\partial Z_0}$ и получим абсолютную погрешность

$$\Delta |\Gamma_{\text{изм}}| \approx \frac{\Delta Z_0}{2Z_0}$$

При $\frac{\Delta Z_0}{Z_0} = \pm 0,1\%$ абсолютная погрешность измерения составит величину $\pm 0,0005$. Относительная погрешность δ_{02} измерения коэффициента отражения дана в табл. 1.

в) При исследовании отражений от зонда по рекомендуемой методике было найдено, что при среднем погружении зонда ЛИ-3 № 5 модуль коэффициента отражения от зонда $|\Gamma_3|$ не превышает 0,01.

Таблица 2

Данные, относящиеся к отражению от зонда, приведены в табл. 2.

Измерения отражений от нагрузок производились при минимальном погружении зонда, т. е. при $|\Gamma_3| < 0,005$. Одновременно с этим был отобран ослабитель типа АС-1 на 20 дБ, имеющий в полосе до 1000 Мг коэффициент отражения не более 0,05. Следовательно, неисключенная систематическая абсолютная ошибка, обусловленная отражениями от зонда и генератора, не превосходит величины

Частота, Мгц	Γ_3	
	минимальное погружение	среднее погружение
200	0,001	0,002
400	0,001	0,003
600	0,003	0,005
800	0,003	0,008
1000	0,005	0,01

$$|\Gamma_3| \cdot |\Gamma_{\text{ген}}| + |\Gamma_3| \cdot |\Gamma_{\text{изм}}| = \pm (0,00025 + 0,005 |\Gamma_{\text{изм}}|)$$

Относительная погрешность δ_{02} измерения коэффициента отражения, обусловленная отражениями от зонда и выхода генератора, дана в табл. 1.

г) Для исключения погрешности из-за неравномерности погружения зонда необходимо предварительно построить кривую относительного погружения зонда при его движении вдоль линии, а затем вычесть относительную неравномерность погружения зонда из эпюры напряжений, снятых при движении зонда вдоль линии. При исключении погрешности из-за неравномерности погружения зонда остаточная ошибка пренебрежимо мала. Так, для линии ЛИ-3 № 5 максимальная погрешность из-за неравномерного погружения зонда не превышает $\pm 1,5\%$. После введения поправки остаточная относительная погрешность δ_{04} была оценена $< 0,1\%$, вследствие чего она в дальнейших расчетах не учитывается.

д) Погрешность из-за неточной градуировки детектора можно оценить величиной несколько меньшей, чем погрешность из-за неточности индикаторного прибора. Это связано с тем, что при измерении малых коэффициентов отражения отсчет по градуировочной кривой детектора происходит вблизи вершины расчетной синусоиды. Более точное определение величины относительной погрешности измерения напряжений из-за неточности градуировки детектора затруднено тем, что неизвестна вольт-амперная характеристика детектора, ее математическое выражение.

Итак, примем, что погрешность измерения напряжений с помощью градуировочной кривой детектора происходит с относительной погрешностью $\pm 0,25\%$. В свою очередь это дает относительную погрешность δ_{05} измерения коэффициентов отражения, приведенную в табл. 1.

Таким образом, относительная погрешность измерения $| \Gamma_{\text{изм}} |$, определяемая формулой

$$\sigma = \pm \sqrt{\delta_{01}^2 + \delta_{02}^2 + \delta_{03}^2 + \delta_{04}^2 + \delta_{05}^2}$$

может быть легко подсчитана.

В табл. 1 дано изменение σ в зависимости от величины измеренного линейного коэффициента отражения.

Рассмотрим, наконец, фазовые погрешности Δ_1 и Δ_2 , определяемые неточностью измерения углов φ_1 и $\varphi_{\text{изм}}$. Для этого возьмем частные производные

$$\frac{\partial}{\partial \varphi_1} \cos(\varphi_1 - \varphi_{\text{изм}}) \text{ и } \frac{\partial}{\partial \varphi_{\text{изм}}} \cos(\varphi_1 - \varphi_{\text{изм}})$$

и получим частные относительные погрешности:

$$\Delta_1 = \Delta \varphi_1 \frac{\text{tg } \varphi_{\text{изм}} - \text{tg } \varphi_1}{1 + \text{tg } \varphi_{\text{изм}} \cdot \text{tg } \varphi_1}; \quad (10)$$

$$\Delta_2 = \Delta \varphi_{\text{изм}} \frac{\text{tg } \varphi_1 - \text{tg } \varphi_{\text{изм}}}{1 + \text{tg } \varphi_1 \cdot \text{tg } \varphi_{\text{изм}}}. \quad (11)$$

Полная относительная фазовая погрешность измерения коэффициента отражения:

$$\Delta \varphi = \frac{\text{tg } \varphi_{\text{изм}} - \text{tg } \varphi_1}{1 + \text{tg } \varphi_{\text{изм}} \cdot \text{tg } \varphi_1} \sqrt{(\Delta \varphi_1)^2 + (\Delta \varphi_{\text{изм}})^2}. \quad (12)$$

Имея конкретные значения φ_1 и $\varphi_{\text{изм}}$, возможно вычислить полную фазовую погрешность $\Delta \varphi$.

Полная относительная и абсолютная погрешность измерения $| \Gamma_{\text{изм}} |$ дана в табл. 1. Для сравнения были рассчитаны погрешности измерения различных коэффициентов отражения нагрузок для случая, когда $\varphi_1 = \varphi_{\text{изм}} = 0$. Из данных, приведенных в табл. 3, следует, что введение поправок позволяет на порядок повысить точность измерения коэффициентов отражений и значительно расширить диапазон измеряемых величин при сохранении приемлемой точности.

Таблица 3

$$| S_{11} | = 0,015$$

Величина $ \Gamma_{\text{н}} $	Величина $ \Gamma_{\text{изм}} ^*$	Погрешность измерения $ \Gamma_{\text{н}} $ (с поправкой) .%	Погрешность измерения $ \Gamma_{\text{изм}} ^{**}$ (без внесения поправок)		
			исключенная систематическая	случай- ная	общая
0,100	0,085	3,4	15	29	33
0,050	0,035	6,2	30	55	62
0,010	0,005	33	50	250	260
0,005	0,010	60	—	—	—
0,001	0,014	300	—	—	—

* При $\varphi_1 = \varphi_{\text{изм}} = 0^\circ$.
 ** $\frac{\Delta K}{K}$ — коэффициент стоячей волны напряжения;
 $\frac{\Delta K}{K}$ — принято равным 50%.

Применяя описанную выше методику исключения систематических ошибок, можно производить измерения коэффициентов отражений выше 0,005. Дальнейшее повышение точности измерений наталкивается на большие трудности.

Методика измерения коэффициентов отражения нагрузок

Точное измерение малых коэффициентов отражения невозможно без точного измерения как распределения электрического поля вдоль измерительной линии, так и нахождения положения минимума поля.

Для этой цели была использована схема компенсации тока детектора (рис. 4). Принцип действия схемы заключается в том, что ток детектора I_d , когда зонд расположен в минимуме электрического поля, значительно или полностью компенсируется током I_k от постороннего источника E .

При движении зонда вдоль линии ток детектора превышает ток компенсации и разность токов регистрируется гальванометром. Предварительно отключив схему компенсации, измеряют ток детектора, когда зонд стоит в минимуме поля. Дальнейшие расчеты позволяют получить модуль коэффициента отражения и его фазу. Следует отметить,

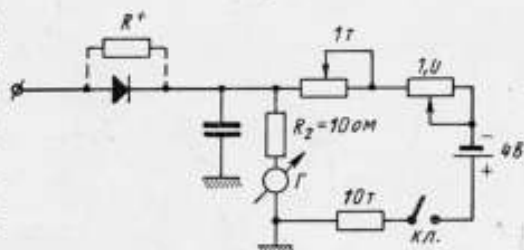


Рис. 4.

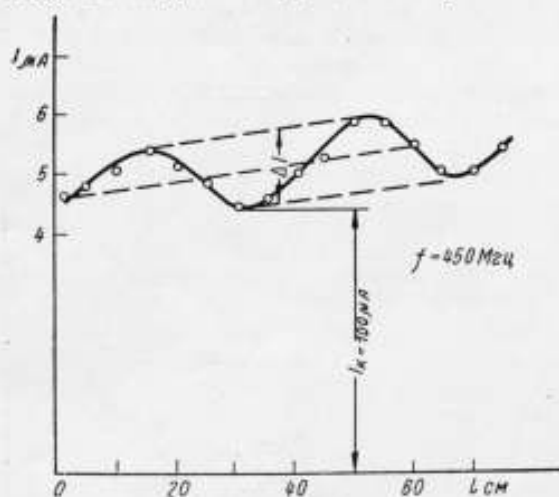


Рис. 5.

что гальванометр необходимо иметь с малым внутренним сопротивлением R_g ввиду того, что он шунтируется сопротивлением детектора в прямом направлении тока R^+ . Кроме того, необходимо иметь гальванометр с переменной чувствительностью, позволяющий измерить как ток детектора I_d , так и малые разности $I_d - I_k$.

На рис. 5 приведена типичная эпюра токов, снятая с помощью схемы с компенсацией тока детектора на частоте $f = 450$ МГц. На этой же эпюре видна неравномерность погружения зонда при его движении вдоль линии.

Зная ток детектора I_d , измеренный до компенсации, и приращение тока ΔI , можно определить модуль измеренного коэффициента отражения, а по расположению узла напряжения относительно конца линии — его фазу. Схема достаточно устойчиво работает, но амплитудная и частотная стабильности питающего генератора должны быть высокими. Этим требованиям хорошо удовлетворяют генераторы типа ГСС-12.

Методика измерений с использованием компенсационной схемы и введением поправок на отражение от фланца следующая:

1. Подключив нагрузку, поставить зонд в минимум электрического поля и по гальванометру измерить ток детектора I_d . Включив компенсацию, добиться минимального разностного тока через гальванометр.

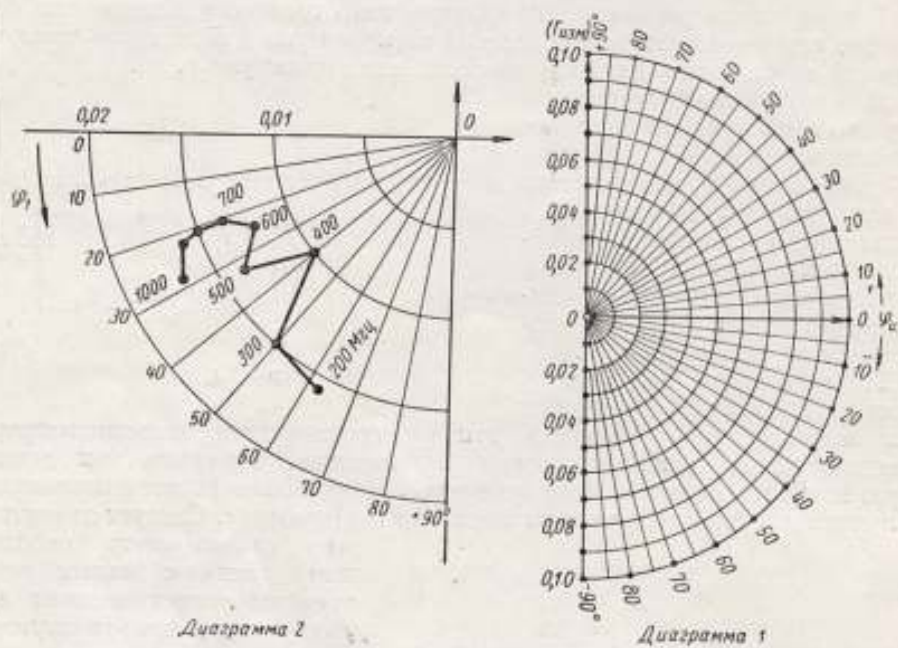


Рис. 6.

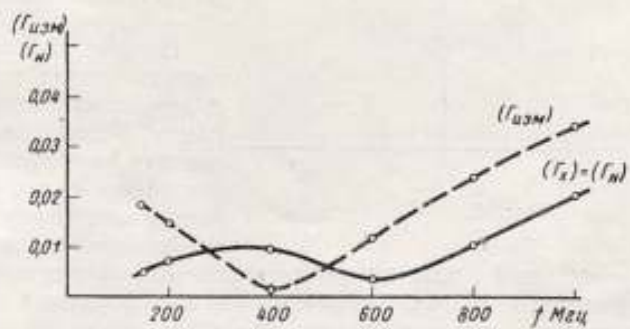


Рис. 7.

Передвигая зонд вдоль линии, определить вилочным отсчетом положение минимума и, введя поправки на неравномерность погружения, найти перепад тока ΔI . Рассчитать $|G_{изм}|$.

2. Произведя короткое замыкание линии, определить фазу $|G_{изм}|$.

3. Пользуясь вспомогательными диаграммами рис. 6, а и б, найти $G_{изм}$ для чего:

а) на рис. 6, а найти и отметить точку, соответствующую измеренному $G_{изм}$ по модулю и фазе;

б) на рис. 6, б найти и отметить точку, соответствующую поправке (модуль и фаза, повернутая на 180° при вычитании) на данной частоте;

в) совместить начало координат рис. 6, б с точкой $G_{изм}$, ориентируя оси параллельно осям рис. 6, а;

г) перенести точку, найденную по пункту б, на рис. 6, а и произвести по ней отсчет искомого $G_{н}$.

Заключение

Проведенные работы по снижению погрешности измерения малых коэффициентов отражения позволили достаточно точно измерить отражения от согласованных нагрузок дециметрового диапазона.

На рис. 7 приведены измеренный линией ЛИ-3 коэффициент отражения $G_{изм}$ и действительный коэффициент отражения нагрузки $G_{н}$.

Дальнейшее уменьшение погрешности измерения может быть получено лишь при точном определении волнового сопротивления линии, учете потерь в линии и отражения от зонда.

Мы должны пожелать, чтобы к выпускаемым измерительным линиям прилагалась частотная зависимость коэффициента отражения входа каждого фланца, что дает возможность существенно повысить точность измерения, если пользоваться описанной выше методикой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Beatty W., Mc Pherson P., Mismatch errors in microwave power measurements, Proc. of the I. R. E., vol. 41, September, 1953, № 9.
2. Барлоу К., Измерения на сверхвысоких частотах, с англ., Советское радио, 1953.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЛНЫ В ОГРАНИЧЕННОМ ЦИЛИНДРЕ

Задача для неограниченного цилиндра, помещенного в среду, температура которой θ изменяется по периодическому закону

$$\theta = \theta_c + A_c \cos \omega \tau, \quad (1)$$

где θ_c — средняя температура среды;

A_c — амплитуда колебаний температуры, решена операционным методом Лыковым [1], и решение подробно исследовано Гордовым [2]. Настоящая статья содержит решение аналогичной задачи для ограниченного цилиндра.

Рассмотрим цилиндр радиусом R и длиной $2l$, помещенный в среду с температурой, подчиняющейся закону (1). Для нахождения температуры $t(x, r, \tau)$ в каждой точке цилиндра (x, r) в момент времени τ необходимо решить уравнение

$$\frac{\partial t(x, r, \tau)}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right) \quad (2)$$

с начальным условием

$$t(x, r, 0) = 0 \quad (3)$$

и граничными условиями:

$$\left[\frac{\partial t(x, r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=R} - h[\theta_c + A_c \cos \omega \tau - t(x, R, \tau)] = 0; \quad (4)$$

$$\left[\frac{\partial t(x, r, \tau)}{\partial x} \right]_{x=l} - h[\theta_c + A_c \cos \omega \tau - t(l, r, \tau)] = 0; \quad (5)$$

$$\left[\frac{\partial t(x, r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=0} = 0; \quad (6)$$

$$\left[\frac{\partial t(x, r, \tau)}{\partial x} \right]_{x=0} = 0. \quad (7)$$

Здесь a — температуропроводность материала цилиндра; $h = \frac{\alpha}{\lambda}$, причем α — коэффициент теплоотдачи, λ — теплопроводность материала цилиндра; $\omega = 2\pi f$, где f — частота колебаний температуры среды.

Начальная температура цилиндра взята равной нулю для простоты, так как нас интересует распределение температур в цилиндре в установившемся состоянии, когда начальные условия не оказывают влияния на процесс распространения температурных волн.

По теореме Дюамеля [1] решение поставленной задачи может быть представлено в виде интеграла

$$t(x, r, \tau) = \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^\tau \phi(z) u(x, r, \tau - z) dz, \quad (8)$$

где $u = u(x, r, \tau)$ — температура в момент времени τ в точке (x, r) цилиндра, начальная температура которого равна нулю, а поверхность окружена средой, имеющей температуру, равную единице, и $\phi(\tau)$ — температура среды.

Приняв

$$u(x, r, \tau) = 1 - v(x, r, \tau),$$

придем к следующей задаче:

$$\frac{\partial v(x, r, \tau)}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right); \quad (2')$$

$$u(x, r, 0) = 1; \quad (3')$$

$$\left[\frac{\partial v(x, r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=R} + hv(x, R, \tau) = 0; \quad (4')$$

$$\left[\frac{\partial v(x, r, \tau)}{\partial x} \right]_{x=l} + hv(l, r, \tau) = 0; \quad (5')$$

$$\left[\frac{\partial v(x, r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=0} = 0; \quad (6')$$

$$\left[\frac{\partial v(x, r, \tau)}{\partial x} \right]_{x=0} = 0. \quad (7')$$

Решение этой задачи может быть представлено в виде произведения двух функций

$$v(x, r, \tau) = \varphi(r, \tau) f(x, \tau), \quad (9)$$

где $\varphi(r, \tau)$ — решение задачи для неограниченного цилиндра:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} &= a \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) \\ \varphi(r, 0) &= 1 \\ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)_{r=R} + h\varphi(R, \tau) &= 0 \\ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)_{r=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

а $f(x, \tau)$ — решение для неограниченной пластины толщиной $2l$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \tau} &= a \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \\ f(x, 0) &= 1 \\ \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{x=l} + hf(l, \tau) &= 0 \\ \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{x=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Решение задачи (10) имеет вид [1]:

$$\varphi(r, \tau) = \sum_{m=1}^{\infty} A_m J_0 \left(\mu_m \frac{r}{R} \right) e^{-\mu_m^2 \frac{a\tau}{R^2}}. \quad (12)$$

где μ_m — корни характеристического уравнения:

$$\frac{J_0(\mu)}{J_1(\mu)} = \frac{1}{Bi_R} \mu, \quad Bi_R = hR; \quad (13)$$

$$A_m = \frac{2J_1(\mu_m)}{\mu_m [J_0^2(\mu_m) + J_1^2(\mu_m)]}; \quad (14)$$

$$\varphi(r, 0) = 1 = \sum_{m=1}^{\infty} A_m J_0\left(\mu_m \frac{r}{R}\right). \quad (15)$$

Решение задачи (11), дается выражением [1]:

$$f(x, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos v_n \frac{x}{l} e^{-v_n^2 \frac{a\tau}{l^2}}, \quad (12')$$

где v_n — корни уравнения:

$$\operatorname{ctg} v = \frac{1}{Bi_l} v, \quad Bi_l = hl; \quad (13')$$

$$B_n = \frac{2 \sin v_n}{v_n + \sin v_n \cos v_n}; \quad (14')$$

$$f(x, 0) = 1 = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos v_n \frac{x}{l}. \quad (15')$$

Таким образом,

$$u(x, r, \tau) = 1 - \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_m B_n J_0\left(\mu_m \frac{r}{R}\right) \cos v_n \frac{x}{l} e^{-\left(\frac{\mu_m^2}{R^2} + \frac{v_n^2}{l^2}\right) a\tau}. \quad (16)$$

Воспользовавшись теоремой Дюамеля, получим температурное поле в ограниченном цилиндре:

$$t(x, r, \tau) = \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^z (t_c + A_c \cos \omega z) \times \\ \times \left[1 - \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_m B_n J_0\left(\mu_m \frac{r}{R}\right) \cos v_n \frac{x}{l} e^{-\left(\frac{\mu_m^2}{R^2} + \frac{v_n^2}{l^2}\right) a(\tau-z)} \right] dz. \quad (17)$$

Раскрывая выражение (17) и пренебрегая членами, убывающими со временем, будем иметь:

$$t(x, r, \tau) = \theta_c + A_c \cos \omega \tau + A_c \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_m B_n \omega}{\left(\frac{\mu_m^2}{R^2} + \frac{v_n^2}{l^2}\right) + \omega^2} \times \\ \times \left[-\omega \cos \omega \tau + \left(\frac{\mu_m^2}{R^2} + \frac{v_n^2}{l^2}\right) \sin \omega \tau \right] J_0\left(\mu_m \frac{r}{R}\right) \cos v_n \frac{x}{l} \quad (18)$$

или

$$\theta(x, r, \tau) = \frac{t(x, r, \tau) - \theta_c}{A_c} = \cos \omega \tau + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_m B_n P d_R}{\left(\mu_m^2 + \delta^2 v_n^2\right)^2 + P d_R^2} \times \\ \times \left[-P d_R \cos \omega \tau + \left(\mu_m^2 + \delta^2 v_n^2\right) \sin \omega \tau \right] J_0\left(\mu_m \frac{r}{R}\right) \cos v_n \frac{x}{l}; \quad (19)$$

здесь $\delta = \frac{R}{l}$, $P d_R = \frac{\omega}{a} R^2$ — критерий Предводителява.

Введем обозначения:

$$M_{mn} = \frac{A_m B_n P d_R^2}{(\nu_m^2 + \delta^2 \nu_n^2)^2 + P d_R^2} J_0 \left(\nu_m \frac{r}{R} \right) \cos \nu_n \frac{x}{l}, \quad (20)$$

$$N_{mn} = \frac{A_m B_n P d_R (\nu_m^2 + \delta^2 \nu_n^2)}{(\nu_m^2 + \delta^2 \nu_n^2)^2 + P d_R^2} J_0 \left(\nu_m \frac{r}{R} \right) \cos \nu_n \frac{x}{l}; \quad (21)$$

тогда решение (19) может быть представлено в форме

$$\begin{aligned} \Phi(x, r, \tau) = & \left(1 - \sum_{m, n=1}^{\infty} M_{mn} \right) \cos \omega \tau + \left(\sum_{m, n=1}^{\infty} N_{mn} \right) \times \\ & \times \sin \omega \tau = A_{rx} \cos(\omega \tau - \varphi_{rx}), \end{aligned} \quad (22)$$

где A_{rx} — амплитуда, а φ_{rx} — фаза колебаний температуры в ограниченном цилиндре в точке с координатами (x, r) :

$$A_{rx} = \left[\left(1 - \sum_{m, n=1}^{\infty} M_{mn} \right)^2 + \left(\sum_{m, n=1}^{\infty} N_{mn} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (23)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{rx} = \frac{\sum_{m, n=1}^{\infty} N_{mn}}{1 - \sum_{m, n=1}^{\infty} M_{mn}}. \quad (24)$$

Численный расчет температур удобнее всего производить по формулам (22), (23), (24). Воспользовавшись этими формулами, мы вычислили амплитуды и фазы температурных волн в плоскости $x = 0$ на поверхности (A_R, φ_R) и на оси (A_0, φ_0) цилиндра при различных δ и Bi_R для $\sqrt{P d_R} = 3$. Данные расчета приведены в таблице.

Bi_R	$\delta = \frac{R}{l}$	A_0	A_R	φ_0	φ_R
0,5	0	0,083	0,162	143°	46°30'
	0,25	0,083	0,162	143°	46°30'
	0,33	0,083	0,162	143°	46°30'
	0,40	0,081	0,162	143°	46°
	0,50	0,081	0,160	146°	46°
	0,60	0,085	0,156	148°	47°
0,6	0	0,097	0,190	142°	45°30'
	0,40	0,096	0,190	142°	45°
	0,50	0,096	0,189	144°	45°
	0,60	0,100	0,183	147°	46°
1	0	0,149	0,290	137°	40°30'
	0,50	0,147	0,286	140°	40°30'

Продолжение

Bi_R	$\delta = \frac{R}{l}$	A_0	A_R	φ_0	φ_R
3	0	0,30	0,58	122°	26°
	0,50	0,30	0,58	124°	26°
	0,60	0,31	0,58	125°	26°30'
5	0	0,37	0,72	116°	19°
	0,50	0,36	0,71	117°	19°
6	0,40	0,39	0,75	114°	16°30'
	0,60	0,41	0,75	115°	16°30'
9	0	0,43	0,88	108°	12°
	0,60	0,44	0,83	110°	12°
60	0	0,50	0,97	98°	2°
	0,60	0,52	0,97	100°	2°

ЛИТЕРАТУРА

1. Лыков А. В., Теория теплопроводности, Гостехиздат, М, 1952.
2. Гордов А. Н., ЖТФ, т. 25, № 8, 1955, стр. 1444—1448.

К ВОПРОСУ О РАСЧЕТЕ ЧАСТОТЫ АВТОКОЛЕБАНИЙ ПЬЕЗОКВАРЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ПРОТИВОСВЯЗЬЮ

Метод стабилизации частоты лампового LC-генератора путем применения отрицательной обратной связи за последние два десятилетия часто использовался в радиотехнике и в примыкающих к ней областях. Как было установлено ранее [1], повышение стабильности частоты в такой осцилляторной системе достигается в основном в результате спрямления вольт-амперной характеристики лампы под действием противосвязи.

Принципиальная схема одного из простейших и вместе с тем весьма эффективных пьезокварцевых генераторов указанного типа [2] изображена на рис. 1. Этот генератор осуществлен в основном по емкостной трехточечной схеме с кварцем между анодом и управляющей сеткой. Однако он имеет характерную особенность — в нем применен усилитель (на сопротивлениях) с катодной нагрузкой, т. е. введена противосвязь по току в дополнение к положительной обратной связи, действующей в обычной трехточечной схеме.

Насколько нам известно, вопрос о точном расчете частоты автоколебаний указанного выше генератора оставался до настоящего времени неразрешенным. В данной статье мы попытаемся в некоторой мере восполнить этот пробел.

Для упрощения дальнейших расчетов приводим следующий перечень принятых обозначений и формул:

- ω — угловая частота автоколебаний генератора с учетом влияния активных сопротивлений его элементов;
- ω_0 — угловая частота резонанса последовательной ветви L_q, C_q и R_q контура, эквивалентного кварцу;
- $\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{C_q}{C}}$ (1) — первое приближение для угловой частоты автоколебаний [3];
- $C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} + C_0$ (2) — приближенное значение емкости [3], шунтирующей ветвь L_q, C_q и R_q ;

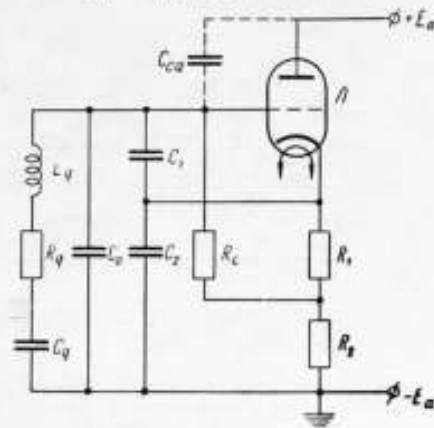


Рис. 1. Принципиальная схема исследуемого генератора с противосвязью.

L_q, C_q, R_q и C_0 — эквивалентные параметры кварца с учетом емкостей кварцедержателя и монтажа; C_{ca} — межэлектродная емкость лампы анод — управляющая сетка; L — электронная лампа; E_d — напряжение источника питания анодной цепи; C_1 — емкость управляющая сетка — катод; C_2 — емкость анод — катод; R_c — сопротивление утечки сетки; R_1 и R_2 — сопротивления активной нагрузки в цепи катода лампы.

$X_L = \omega L_q$ (3) — индуктивное сопротивление ветви L_q, C_q и R_q ;

$X_C = -\frac{1}{\omega C_q}$ (4) — емкостное сопротивление ветви L_q, C_q и R_q ;

$X_0 = -\frac{1}{\omega C_0}$ (5) — емкостное сопротивление конденсатора C_0 ;

$X = X_L + X_C + X_0$ (6) — реактивное сопротивление контура L_q, C_q, R_q и C_0 ;

$Z = \sqrt{R_q^2 + X^2}$ (7) — полное сопротивление контура L_q, C_q, R_q и C_0 ;

$R_s = \frac{R_q \cdot X_0^2}{Z^2}$ (8) — активное сопротивление двухполюсника*, эквивалентного кварцу [4].

$X_s = X_0 \frac{X_0 (X_L + X_C) + [R_q^2 + (X_L + X_C)^2]}{Z^2}$ (9) — реактивное сопротивление

двухполюсника*, эквивалентного кварцу [4]. В режиме автоколебаний исследуемого генератора сопротивление X_s имеет индуктивный характер;

S_{cp} — средняя крутизна вольт-амперной характеристики лампы;

R_l — внутреннее сопротивление лампы;

$C_{с.а}$ — межэлектродная емкость сетка — анод**;

$R_k = \frac{(R_1 + R_2) \cdot R_l}{R_1 + R_2 + R_l}$ (10);

$R_{вх} = \frac{R_c [(1 + S_{cp} \cdot R_k)^2 + \omega^2 \cdot (C_1 + C_2)^2 \cdot R_k^2]}{(1 + S_{cp} \cdot R_l) (1 + S_{cp} \cdot R_k) - \omega^2 \cdot R_k \cdot R_c \cdot C_1 (S_{cp} \cdot R_k \cdot C_2 - C_1)}$ (11) — активное

сопротивление входа двухполюсника, компенсирующего затухание кварца [5];

$C_{вх} = C_{с.а} + C_1 \frac{(1 + S_{cp} \cdot R_k) + \omega^2 \cdot C_2 \cdot (C_1 + C_2) \cdot R_k^2}{(1 + S_{cp} \cdot R_k)^2 + \omega^2 \cdot (C_1 + C_2)^2 \cdot R_k^2}$ (12) — емкость входа двух-

полюсника, компенсирующего затухание кварца.

Для упрощения расчета выбранной схемы, сделаем следующие предположения.

а) лампа работает на линейном участке вольт-амперной характеристики;

б) сопротивление R_c утечки сетки весьма велико по сравнению с катодным сопротивлением $R_1 + R_2$;

в) анодная реакция лампы мала.

Допустимость первого из этих предположений с точки зрения практических приложений результатов расчета может быть доказана, если принять во внимание порядок величины нелинейной поправки частоты пьезокварцевого генератора с противосвязью. Второе упрощающее предположение связано с требованием ограничения тока управляющей сетки и вполне соответствует практическим условиям выполнения маломощных гетеродинов. Третье принятое нами ограничение удовлетворяется в случае применения экранированной лампы.

Анализ работы пьезокварцевого генератора с противосвязью будет осуществляться при помощи метода отрицательного сопротивления. При этом мы будем постепенно уточнять результаты, прибегая к способу последовательных приближений.

* С последовательным соединением элементов.

** Междоэлектродные емкости сетка-катод и анод-катод будем рассматривать как составляющие емкости C_1 и C_2 соответственно.

Представим принципиальную схему, изображенную на рис. 1, в виде эквивалентной замкнутой цепи (рис. 2), состоящей из двух элементов: двухполюсника R'_s, X'_s , характеризующего пьезокварцевый резонатор, и двухполюсника $-R_{вх}, X_{вх}$, который соответствует системе, компенсирующей затухание кварца. При этом мы принимаем обозначения:

$$R'_s = \frac{Z_s^2}{R_s}; \quad (13)$$

$$X'_s = \frac{Z_s^2}{X_s}; \quad (14)$$

$$Z_s = \sqrt{R_s^2 + X_s^2}; \quad (15)$$

$$X_{вх} = -\frac{1}{\omega C_{вх}}. \quad (16)$$

Угловая частота автоколебаний эквивалентной схемы генератора определяется из условия баланса реактивных мощностей

$$\omega = \frac{1}{X'_s \cdot C_{вх}}. \quad (17)$$

Рассмотрев выражения, характеризующие величины X'_s и $C_{вх}$, убеждаемся, что непосредственное определение угловой частоты ω по формуле (17) — весьма трудоемкая задача.

Поэтому воспользуемся способом последовательных приближений и примем следующий порядок расчета.

1. Находим величину генерируемой угловой частоты ω_1 в первом приближении, т. е. без учета потерь энергии в цепях генератора; это может быть выполнено при помощи основного выражения (1) и вспомогательного (2).

2. Определяем приближенное значение индуктивного сопротивления X'_s , принимая $\omega = \omega_1$ и производя вычисления по основной формуле (14) и вспомогательным формулам (15), (9), (8), (7), (6), (5), (4) и (3).

3. Рассчитываем в первом приближении среднюю крутизну вольт-амперной характеристики лампы, которая определяется из следующего уравнения:

$$aS_{cp}^2 + bS_{cp} + c = 0, \quad (18)$$

где

$$a = R_{к} \cdot (R_1 \cdot R'_s + R_{к} \cdot R_c);$$

$$b = R'_s \cdot R_1 + R_{к} \cdot (R'_s - \omega_1^2 \cdot R'_s \cdot R_{к} \cdot R_c \cdot C_1 \cdot C_2 + 2R_c);$$

$$c = R'_s + R_c + \omega_1^2 \cdot R_{к} \cdot R_c \cdot [R'_s \cdot C_1^2 + R_{к} (C_1 + C_2)^2].$$

Необходимо пояснить, что уравнение (18) получено нами в результате преобразования условия баланса амплитуд, которое может быть представлено в следующем виде:

$$R'_s = -R_{вх}. \quad (19)$$

4. Определяем приближенное значение емкости $C_{вх}$ входа системы, компенсирующей затухание кварца, полагая $\omega = \omega_1$ и пользуясь основным выражением (12) и вспомогательными (10) и (18).

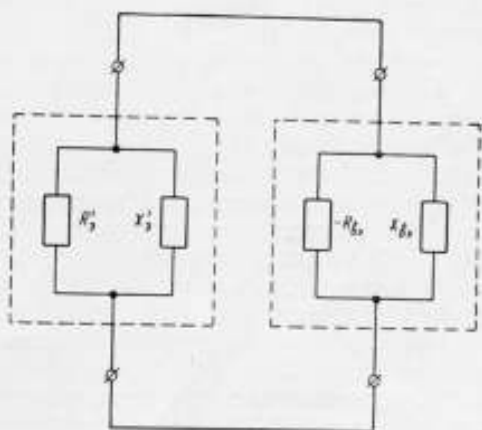


Рис. 2. Эквивалентная схема исследуемого генератора с противосвязью.

R'_s и X'_s — активное и реактивное сопротивления двухполюсника с параллельным соединением элементов, эквивалентного пьезокварцевому резонатору; $R_{вх}$ и $X_{вх}$ — активное и реактивное сопротивления двухполюсника с параллельным соединением элементов, эквивалентного цепи, компенсирующей затухание кварца.

5. Находим угловую частоту ω_2 автоколебаний во втором приближении по формуле (17), подставляя в нее вычисленные выше приближенные значения индуктивного сопротивления X_L и емкости C_{ax} .

Для практического применения точность второго приближения может оказаться достаточной, так как величина относительной поправки частоты за счет влияния активного сопротивления $R_1 + R_2$ в цепи катода лампы имеет порядок $10^{-6} \pm 10^{-5}$. В случае необходимости осуществляем дальнейшее уточнение результатов расчета аналогичным путем.

За последние годы во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева было произведено опытное сравнение стабильности частоты двух пьезокварцевых генераторов: одного — выполненного по схеме, рассмотренной в данной работе, и другого — собранного по классической емкостной трехточечной схеме.

При исследовании предусматривалась идентичность ламп (пентод типа 6Ж8 в триодном соединении), параметров кварца (пластина АТ-среза на 1 Мц с добротностью $2 \cdot 10^5$), основных параметров схем и режима питания генераторов.

Выполненные эксперименты позволили, в частности, установить, что изменения частоты генератора, работающего по схеме, рассмотренной вами, возникающие при отклонениях напряжения анодного источника в пределах от 100 до 250 в приблизительно в десять раз меньше соответствующих изменений частоты генератора, собранного по обычной емкостной трехточечной схеме.

Перспективность рассмотренной выше осцилляторной схемы для метрологических целей определяется тем обстоятельством, что ее применение представляет одну из простейших возможностей усовершенствования эталонных пьезокварцевых генераторов частоты, которые выполняются до настоящего времени в ряде государств по классической емкостной трехточечной схеме.

При этом, учитывая указанный нами порядок величины поправки частоты исследованного генератора за счет влияния активного сопротивления в цепи катода лампы, следует выполнять это сопротивление проволочным из состаренного марганца.

ЛИТЕРАТУРА

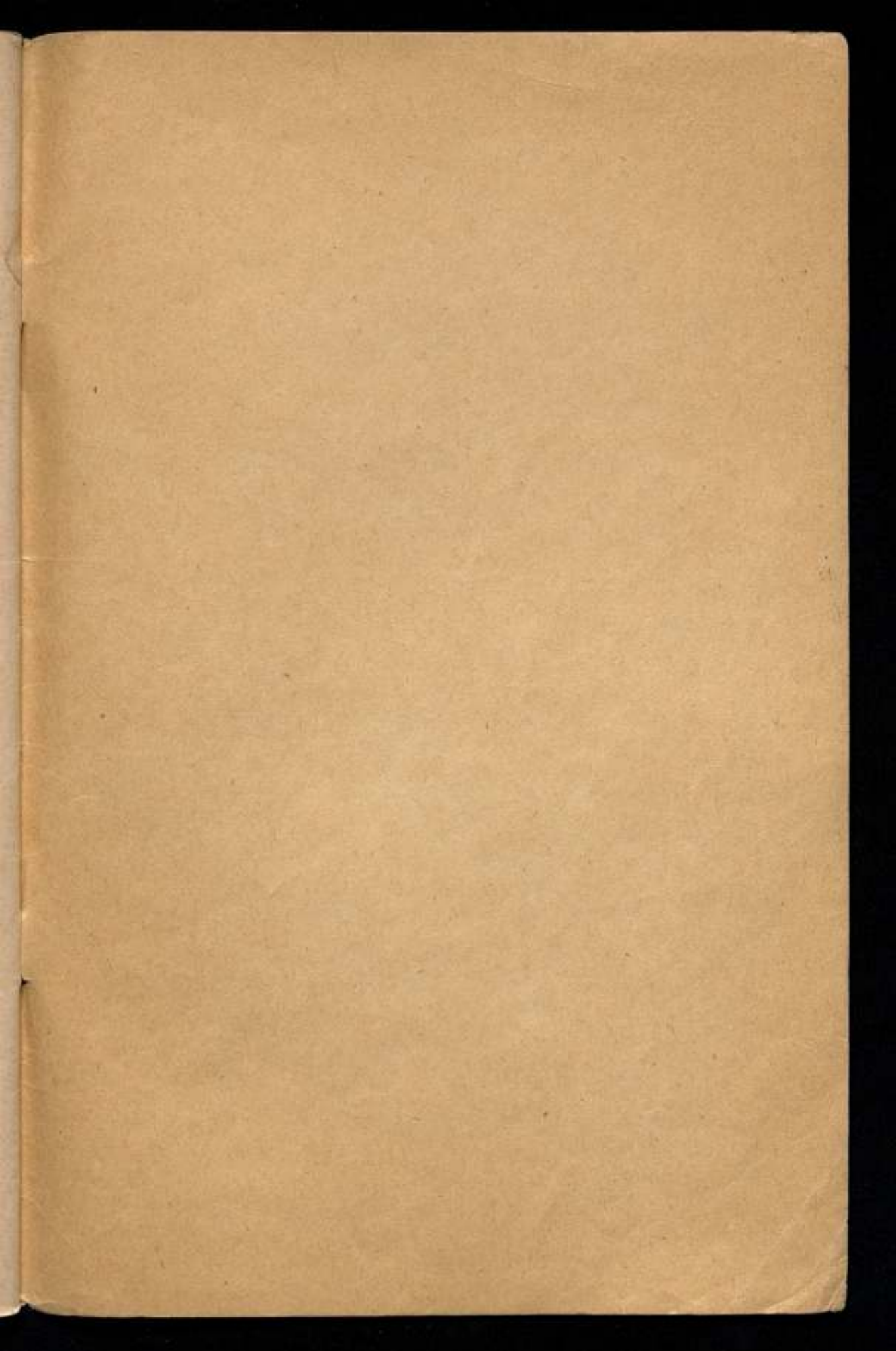
1. Теодорчик К. Ф., Автоколебательные системы, Гостехиздат, 1948.
2. Harris H. E., Electronics, May, 1951, p. 130.
3. Евтянов С. И., Каменский Е. И., Есин В. А., «Радиотехника», т. 9, № 2, 1954.
4. Берг А. И., Лекция по теории самовозбуждения и стабилизации, ОНТИ, 1935.
5. Flood J. E., Wireless Engineer, v. 28, № 335, August, 1951.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
В. П. Шигорин. Новые переходные меры электрического сопротивления	5
Ю. П. Ефремов. Измерение длины волны линий криптона-86 в инфракрасной области спектра	16
Е. М. Винников. Комбинированный способ измерения малых промежутков времени	21
А. М. Федоров и Б. Е. Рабинович. Методика экспериментального определения частотной зависимости показаний образцового компенсационного вольтметра при частотах до 1000 Мгц и малых напряжениях	27
Г. Ф. Панкратов. Нулевой указатель для высокоомных цепей	34
Ю. П. Пелевин. Методы поверки анализаторов спектра на звуковых частотах	37
Г. М. Стрижков. Повышение точности измерения коэффициентов отражения на измерительной линии в диапазоне 200—1000 Мгц	47
Ю. А. Кириченко. Температурные волны в ограниченном цилиндре	58
О. А. Тхоржевский. К вопросу о расчете частоты автоколебаний пьезокварцевых генераторов с противосвязью	63

Стандартно. Подписано в печать 23/VI 1960 г. Объем 5,8 п. л. М-04464. Тираж 1000 экз.
Зак. 496

Типография № 6 УПН Ленсовнархоза, Ленинград, ул. Моисеико, 10.



Цена 4 р.