

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ**

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ
ИЗМЕРЕНИЙ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 53 (113)

СТАНДАРТГИЗ
—
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1961

THE GEOGRAPHICAL
MAGAZINE

EDITED BY
J. H. COLEMAN

LONDON

THE GEOGRAPHICAL
MAGAZINE
LONDON

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

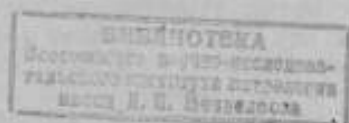
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 53(113)

Под редакцией
Канд. техн. наук Б. Е. РАБИНОВИЧА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
СТАНДАРТГИЗ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

1961

6
12563

Редакционная коллегия

Г. Д. Бурдун, А. Л. Дуклер, В. И. Ермаков, М. К. Жоховский, Л. М. Закс,
А. И. Константинов, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский, И. Г. Русаков,
Н. А. Сорокин, В. Н. Титов

1
602.51 м

Ответственный редактор
д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Точное измерение основных электрических величин при высоких и сверхвысоких частотах получило за последние годы в институтах Комитета стандартов, мер и измерительных приборов значительное развитие.

Это относится прежде всего к измерению мощности, напряжения, ослабления (затухания), сопротивления, электрических и магнитных параметров вещества, напряженности поля и других величин.

Разработанные методы точного измерения и методика исследования специфических высокочастотных погрешностей представляет значительный интерес не только для метрологов — работников системы Комитета и ведомственных поверочных органов, но и для широкого круга научных и инженерно-технических работников приборостроительной промышленности, так как могут явиться научной базой для создания новых, более совершенных измерительных приборов общего применения.

Подробное освещение методики исследования погрешностей в трудах институтов также представляет большой интерес для лиц, проводящих разработки и испытания измерительной аппаратуры.

В настоящем сборнике публикуются работы сотрудников институтов Комитета, посвященные некоторым вопросам из перечисленных выше проблем.

Проблеме измерения мощности при сверхвысоких частотах посвящены три статьи. Как известно, в современных калориметрических измерителях мощности одна из основных систематических погрешностей обусловлена неравенством тепловых потерь при подаче мощности сверхвысокой частоты и замещающей ее мощности низкой частоты или постоянного тока. Решению задачи определения этой погрешности в коаксиальном калориметрическом измерителе мощности дециметрового диапазона волн посвящены две статьи: Т. Л. Залуцкой, Л. Е. Печерея и А. В. Григорьева, Т. Л. Залуцкой, Л. Е. Печерея и А. И. Смирнова.

В статье В. Д. Фрумкина излагаются результаты теоретического и экспериментального исследования погрешности измерения средней мощности импульсно-модулированных колебаний с помощью термисторного измерителя мощности определенного типа, широко распространенного в измерительном парке страны.

Задача измерения весьма малых напряжений при высоких частотах приобретает в настоящее время особую актуальность в связи с общей тенденцией повышения чувствительности приемно-усилительной аппа-

ратуры. В статье Б. Е. Рабиновича, посвященной этой проблеме, описывается метод воспроизведения малых напряжений при высоких частотах, основанный на использовании закономерной связи между амплитудой тока гармоники и постоянной слагающей тока короткого импульса. Во второй статье того же автора излагается теория и приводятся результаты экспериментального исследования модифицированного метода, в котором использование нескольких гармоник позволяет исключить систематические погрешности.

Статья Г. М. Стрижкова посвящена метрологическому анализу образцового метода воспроизведения малых напряжений при высоких частотах до 1000 Мгц.

Вопросам, связанным с точным измерением ослабления (затухания), посвящены три статьи. В статье Е. И. Стрелковой приводятся результаты метрологического исследования метода измерения ослабления с помощью короткозамыкающего поршня и сравнение их с результатами измерения методом квадратичного детектора.

В статье Б. Е. Рабиновича и О. В. Стоякиной описываются метод и результаты исследования частотных погрешностей образцового ослабителя на проволочных сопротивлениях.

Во второй статье Е. И. Стрелковой описывается усовершенствование индикаторной части установки для проверки ослабителей методом квадратичного детектора, позволившее рационализировать процесс проверки и несколько повысить ее точность.

Измерению параметров вещества при сверхвысоких частотах (с. в. ч.) посвящены две статьи. Как известно, несмотря на относительную несложность получения исходных данных при измерении параметров диэлектриков и магнитодиэлектриков при с.в.ч., вычисление значений этих параметров связано в общем случае с решением трансцендентных уравнений. Это приводит к необходимости вывода приближенных формул, степень достоверности которых не всеми авторами правильно оценивается. В статье О. В. Стоякиной проведен сравнительный анализ погрешностей приближенных формул для вычисления диэлектрической проницаемости, выведенных различными авторами.

В статье И. А. Гилянского и А. Ф. Кугаевского выводятся расчетные формулы для измерения параметров магнитодиэлектриков резонаторным методом в дециметровом диапазоне волн.

Для проверки измерительных линий и измерителей полных сопротивлений в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн применяются образцовые волноводные нагрузки. Описанию конструкции и методике аттестации последних посвящена статья Л. Н. Брянского и Е. Б. Зальцмана.

Для проверки измерителей напряженности электромагнитного поля очень удобным в эксплуатации является так называемый метод индукции. Однако до последнего времени не было проведено экспериментального подтверждения сходимости результатов проверки этим и другими методами. Описанию такой работы посвящена статья В. С. Бузинова.

Статья Л. А. Переверзева посвящена анализу спектра колебаний генератора радиоимпульсов с крутым фронтом применительно к задаче проверки измерителей помех.

В статье М. М. Левина выведена формула для расчета погрешности гармонического анализа напряжения с помощью измерительного приемника, не имеющего преселектора.

В статьях, написанных совместно, фамилии соавторов указаны в алфавитном порядке.

Редактор

Т. Л. ЗАЛУЦКАЯ, Л. Е. ПЕЧЕРЕЙ

ВНИИМ

РАССЕЯНИЕ МОЩНОСТИ В КОАКСИАЛЬНОЙ НАГРУЗКЕ С НАРУЖНЫМ ПРОВОДНИКОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

В статье дается вывод формулы для распределения мощности вдоль короткозамкнутой на конце коаксиальной нагрузки в зависимости от соотношения между длиной этой нагрузки и длиной волны.

При конструировании коаксиальных нагрузок для расчета допустимой мощности, рассеиваемой вдоль нагрузки, и конструирования делителей мощности необходимо знать характер поглощения мощности вдоль длины нагрузки. В измерительной технике этот вопрос играет важную роль при разработке измерителей мощности калориметрического или болометрического типа, в которых измерение производится методом замещения на переменном или постоянном токе. Когда имеет место неодинаковое поглощение мощности вдоль нагрузки, при таком замещении возможно возникновение систематических погрешностей, определяемых разницей в величине тепловых потерь при мощности сверхвысокой частоты (с.в.ч.) и замещающей мощности переменного тока низкой частоты.

В литературе [1—3] выдвигается требование о строгом постоянстве поглощения мощности на единицу длины в широком диапазоне частот. Точное выполнение этого требования приводит к необходимости применения длинных нагрузок сложной конфигурации или нагрузок с переменными параметрами.

Наиболее простыми в практике являются коаксиальные нагрузки с цилиндрическим наружным проводником, обеспечивающие при небольшой длине достаточно малые отражения.

Рассматривая нагрузку как отрезок короткозамкнутой линии с потерями, можно для любого сечения, отстоящего на расстоянии x от короткозамкнутого конца, написать известные из теории длинных линий выражения для напряжения U , тока I и входного сопротивления $Z_{вх}$:

$$U = I_1 \cdot Z_0 \cdot \operatorname{sh} \gamma x; \quad I = I_1 \cdot \operatorname{ch} \gamma x; \quad Z_{вх} = Z_0 \cdot \operatorname{th} \gamma x, \quad (1)$$

где I_1 — ток через короткое замыкание;

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \text{ — волновое сопротивление линии;}$$

$L; C; R; G$ — индуктивность, емкость, сопротивление и активная проводимость на единицу длины линии¹;
 $\gamma = \alpha + j\beta$ — постоянная распространения;

$$\alpha = \omega \sqrt{LC} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \frac{R^2}{\omega^2 L^2}} - 1}{2}} \quad \text{— коэффициент затухания;}$$

$$\beta = \omega \sqrt{LC} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \frac{R^2}{\omega^2 L^2}} + 1}{2}} \quad \text{— коэффициент фазы;}$$

ω — частота колебаний, подводимых к нагрузке;
 x — текущая координата, направленная вдоль оси нагрузки, с началом отсчета в плоскости короткого замыкания.

Средняя за период мощность P , проходящая через любое перпендикулярное оси x сечение, равна половине вещественной части произведения U , умноженного на комплексное сопряженное значение I^* :

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (UI^*) = \frac{I_1^2 |Z_0|}{4} [\cos \varphi \operatorname{sh} 2\alpha x - \sin \varphi \cdot \sin 2\beta x], \quad (2)$$

где φ — фазовый угол волнового сопротивления, определяемый соотношением

$$\operatorname{tg} 2\varphi = -\frac{R}{\omega L}. \quad (3)$$

Из уравнения (2) следует, что мощность, подводимая к началу нагрузки, будет равна

$$P_l = \frac{I_1^2 |Z_0|}{4} [\cos \varphi \operatorname{sh} 2\alpha l - \sin \varphi \cdot \sin 2\beta l], \quad (4)$$

где l — длина нагрузки.

Следовательно, распределение мощности вдоль нагрузки, отнесенное к мощности, подводимой к началу нагрузки, будет

$$\frac{P}{P_l} = \frac{\operatorname{sh} 2\alpha x - \operatorname{tg} \varphi \cdot \sin 2\beta x}{\operatorname{sh} 2\alpha l - \operatorname{tg} \varphi \cdot \sin 2\beta l}. \quad (5)$$

На основании формулы (3) выражения для α и β , приведенные выше, могут быть переписаны в виде

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{|\sin \varphi|}{\sqrt{\cos 2\varphi}} \quad (6)$$

и

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{|\cos \varphi|}{\sqrt{\cos 2\varphi}}. \quad (7)$$

¹ Обычно высокочастотные линии удается выполнить с достаточно малыми утечками, поэтому в дальнейшем будем полагать $G=0$.

Разлагая входящие в уравнение (5) тригонометрические функции в ряд и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, получим

$$\frac{P}{P_1} = \frac{x}{l} \left[\frac{1 - \frac{4\pi^2}{3} \cdot \frac{x^2}{\lambda^2}}{1 - \frac{4\pi^2}{3} \cdot \frac{l^2}{\lambda^2}} \right] \quad (8)$$

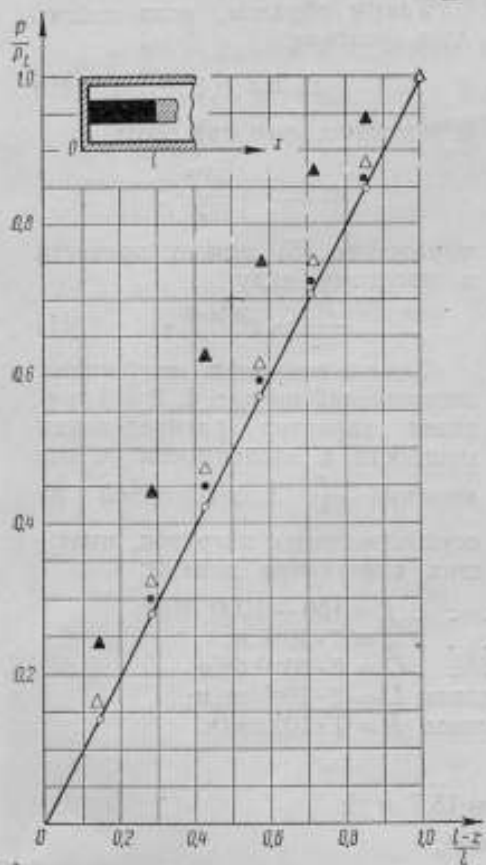


Рис. 1. Кривые распределения мощности вдоль нагрузки, вычисленные по приближенной формуле (8):

○ — $\lambda = 200$ см; $\frac{l}{\lambda} = 0,004$; ● — $\lambda = 30$ см, $\frac{l}{\lambda} = 0,023$; △ — $\lambda = 7$ см, $\frac{l}{\lambda} = 0,100$; ▲ — $\lambda = 3$ см, $\frac{l}{\lambda} = 0,233$.

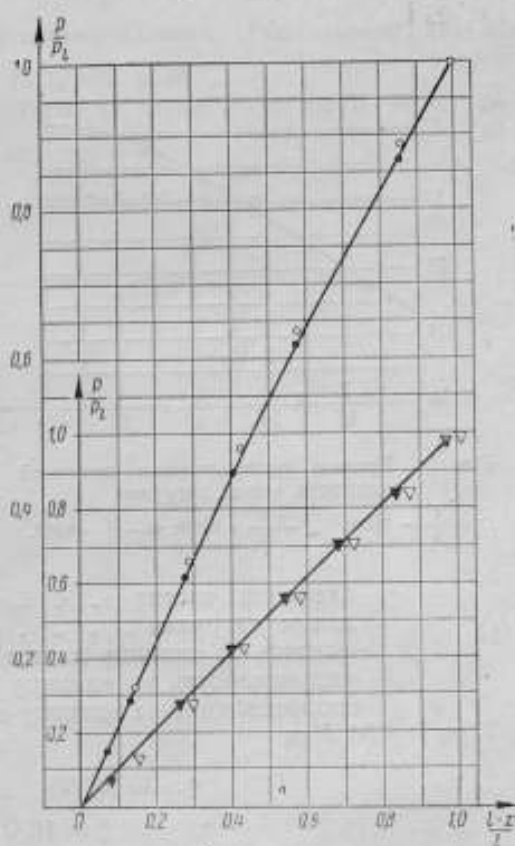


Рис. 2. Кривые распределения мощности вдоль нагрузки, вычисленные по точной формуле (5) и приближенной формуле (8):

● — $\lambda = 7$ см, $\frac{l}{\lambda} = 0,100$, формула (5); ○ — $\lambda = 7$ см, $\frac{l}{\lambda} = 0,100$, формула (8); ▲ — $\lambda = 30$ см, $\frac{l}{\lambda} = 0,23$, формула (5); △ — $\lambda = 30$ см, $\frac{l}{\lambda} = 0,023$, формула (8).

Когда длина нагрузки мала по сравнению с длиной волны, т. е. когда выполняется условие

$$\frac{4\pi^2 l^2}{3\lambda^2} \ll 1, \quad (9)$$

то распределение мощности будет линейным, т. е. таким же, как и на переменном токе низкой частоты.

По мере укорочения длины волны неравенство (9) становится несправедливым, что приводит к возрастанию неравномерности распределения мощности вдоль нагрузки.

Из первоначального выражения (5) видно, что при любом значении частоты вторые члены числителя и знаменателя не превышают единицы, в то время как первые члены, определяемые гиперболическими синусами, неограниченно возрастают при увеличении аргумента $2\alpha x$.

$$\frac{l}{P_1} \frac{dp}{dx}$$

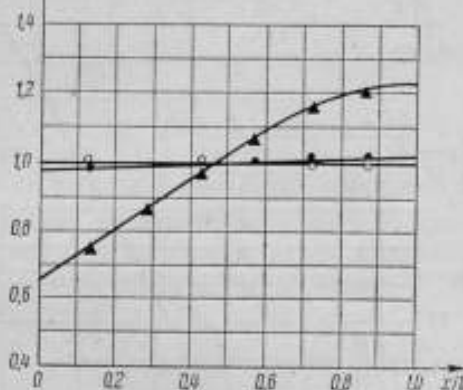


Рис. 3. Кривые распределения погонной мощности вдоль нагрузки.

○ — $\frac{l}{\lambda} = 0,004$; ▲ — $\frac{l}{\lambda} = 0,100$; ● — $\frac{l}{\lambda} = 0,023$.

диапазон частот $f = 150 \div 1000$ МГц;
длина нагрузки $l = 7 \cdot 10^{-3}$ м;
емкость на единицу длины $C = 6 \cdot 10^{-11}$ Ф/м;
индуктивность на единицу длины $L = 2 \cdot 10^{-7}$ гн/м;
сопротивление на единицу длины $R = 1 \cdot 10^4$ ом/м.

При $f=150$ МГц

$$2 \cdot \varphi = 88^\circ 50'; \quad \alpha = 15,7 \text{ м}^{-1};$$

$$\beta = 16,0 \text{ м}^{-1};$$

$$\frac{4\pi^2 l^2}{3\lambda^2} = 2 \cdot 10^{-4}.$$

При $f=1000$ МГц

$$2 \cdot \varphi = 82^\circ 55'; \quad \alpha = 39,5 \text{ м}^{-1};$$

$$\beta = 44,8 \text{ м}^{-1};$$

$$\frac{4\pi^2 l^2}{3\lambda^2} = 7,2 \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, в рассматриваемом диапазоне частот распределение мощности вдоль данной нагрузки можно с удовлетворительной степенью точности считать таким же, как и при переменном токе низкой частоты. Для более коротких волн, например при $f=4000$ МГц,

$$\frac{4\pi^2 l^2}{3\lambda^2} = 0,1.$$

Таким образом, если соблюдать условие

$$\text{sh } 2\alpha x \gg 1 \quad (10)$$

и учитывать, что при этом

$$\text{sh } 2\alpha x \rightarrow \frac{e^{2\alpha x}}{2},$$

выражение (5) можно привести к простому виду

$$\frac{P}{P_1} = e^{2\alpha(x-l)}. \quad (11)$$

Для иллюстрации полученных соотношений на рис. 1, 2 и 3 приведен характер распределения мощности в зависимости от отношения $\frac{x}{l}$ вдоль одной из осуществленных нагрузок, имеющих следующие данные:

Следовательно, равномерность распределения мощности уже нарушается и может быть найдена по формуле (8).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мельников В. С., Расчет поглощающей линии, „Радиотехника“, том 12, № 1, 1957.
2. Hersch W., PIRE, p. B, v. 102, № 1, 1955, p. 96.
3. Jacobs I., „The Bell system Technical Journal“, v. XXVII, № 4, July, 1958, p. 913.

Поступила в редакцию

12/VI 1959 г.

А. В. ГРИГОРЬЕВ, Т. Л. ЗАЛУЦКАЯ,
Л. Е. ПЕЧЕРЕЙ, А. И. СМЕРНОВ
ВНИИМ

ПОГРЕШНОСТЬ КОАКСИАЛЬНОГО КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ МОЩНОСТИ ИЗ-ЗА НЕЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ

В статье дается приближенный вывод формулы для погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь калориметрических ваттметров коаксиальной конструкции с проточной жидкостью.

В применяемых в диапазоне сверхвысоких частот (с. в. ч.) калориметрических измерителях мощности обычно используется метод замещения измеряемой мощности с. в. ч. мощностью постоянного тока или переменного тока низкой частоты (н. ч.).

В общем случае распределение мощности вдоль калориметрической нагрузки при токах с. в. ч. и н. ч. будет различным. Следовательно, и определяемое этими токами распределение температуры вдоль калориметрической нагрузки будет также различным, что служит причиной возникновения систематической погрешности измерения из-за неэквивалентности тепловых потерь.

Вопрос об оценке значения этой погрешности неизбежно возникает при разработке и исследовании калориметрических измерителей мощности. В основном эта оценка производится экспериментально, путем введения отдельных поглотителей мощности с. в. ч. и н. ч.* и варьирования их взаимного расположения.

В 1945 г. Тернер [1], сделав допущение о постоянстве коэффициента теплоотдачи, вывел приближенное выражение для соотношения между мощностью с. в. ч. и н. ч. в функции от расхода воды для разработанного им измерителя мощности, в котором рассеяние измеряемой и замещающей мощностей производится в двух отдельных калориметрах.

Предложенная им методика была применена во ВНИИМ при исследовании калориметрического измерителя мощности**.

В упомянутых работах устанавливается лишь порядок величины погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь при конкретных условиях с точностью поставленного эксперимента. Это не дает возможности сделать достаточно полные выводы о факторах, определяющих

* Отчет ХГИМИП по плановой теме № 19-56.

** Отчет ВНИИМ по плановой теме № 4-55.

величину этой погрешности, а следовательно, и приемах для ее уменьшения.

В настоящей работе делается попытка вывода приближенного выражения величины погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь для конкретного случая — коаксиального калориметрического измерителя мощности, где элементом, в котором происходит поглощение измеряемой мощности, является так называемая калориметрическая нагрузка, представляющая собой отрезок короткозамкнутой коаксиальной линии с потерями. Потери в такой нагрузке возникают вследствие того, что в центральный провод включается трубчатое сопротивление — полый диэлектрический цилиндр, покрытый тонким поглощающим слоем (рис. 1). Так как при коротких сопротивлениях удовлетворительное согласование в дециметровом диапазоне волн может быть достигнуто, если наружный проводник нагрузки также имеет цилиндрическую форму, то

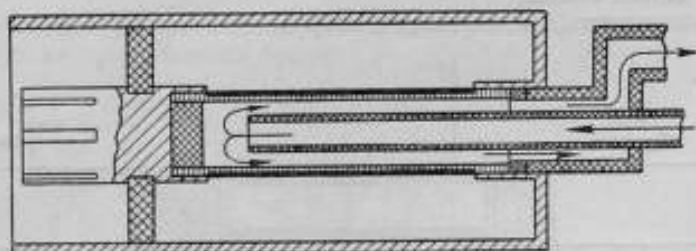


Рис. 1. Схематический разрез коаксиальной нагрузки.

дальнейшее рассмотрение проводится для этого частного случая. В осуществляемых на практике конструкциях поглощающее сопротивление омывается какой-нибудь жидкостью либо только с одной, либо с обеих боковых поверхностей. В качестве калориметрической жидкости чаще всего используется вода.

При нагревании сопротивления нагрузки измеряемой или замещающей мощностью большая часть тепла передается воде, омывающей нагрузку. Эта часть тепла вызывает полезный эффект нагревания воды, по которому и производится сравнение мощностей. Другая часть тепла передается через торцы нагрузки в металлические центральные стержни, а также через воздух в окружающую среду. Эта часть является терлемым теплом и определяет мощность потерь. С одной стороны, она обуславливает снижение чувствительности прибора, с другой стороны, разность значений мощности потерь при подаче мощности с в. ч. и н. ч. дает абсолютное значение погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь.

Допустим, что толщина стенок сопротивления нагрузки достаточно мала, так что можно полагать, что температура одинакова по всему поперечному сечению. В этом случае температура будет зависеть от одной лишь координаты x (рис. 2), расположенной вдоль оси нагрузки.

Далее будем полагать, что нагрузка по обоим концам граничит с металлическим центральным проводником бесконечной длины. Температуру окружающего пространства будем считать равной нулю.

Справедливость этих допущений будет видна из дальнейшего изложения. Уравнение теплопроводности для такой нагрузки будет иметь вид

$$\lambda S \frac{d^2 t}{dx^2} - \alpha h t + 0,24 P = 0, \quad (1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности материала нагрузки;
 a — коэффициент теплоотдачи нагрузки;
 S и h — площадь поперечного сечения и периметр нагрузки;
 t — температура нагрузки;
 P — мощность, рассеиваемая на единице длины нагрузки.

Как было показано ранее*, величина погонной мощности в любом сечении нагрузки, отнесенная к мощности, подводимой к ее началу, будет

$$\frac{P}{P_l} = \frac{1 - 4\pi^2 \frac{x^2}{\lambda_0^2}}{l \left(1 - \frac{4\pi^2 l^2}{3\lambda_0^2} \right)}, \quad (2)$$

где l — длина нагрузки;
 λ_0 — длина волны;
 P_l — мощность, подводимая к нагрузке.

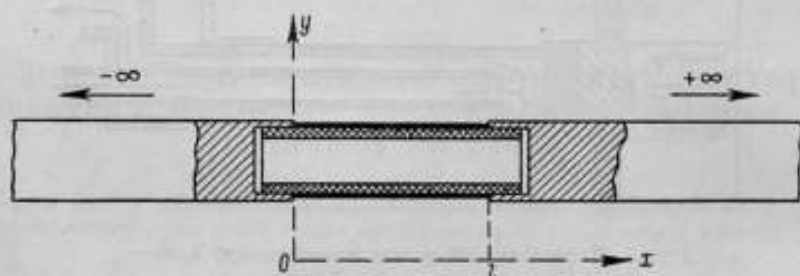


Рис. 2. Схематическое изображение нагрузки, граничащей с двумя металлическими стержнями бесконечной длины.

Подставляя формулу (2) в уравнение (1) и производя очевидные преобразования, получим

$$\frac{d^2 t}{dx^2} - a^2 t + k - cx^2 = 0, \quad (3)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{\alpha h}{\lambda S} \\ k &= \frac{0,24 P_l}{l \left(1 - \frac{4\pi^2 l^2}{3\lambda_0^2} \right) \lambda S} \\ c &= \frac{0,24 P_l \frac{4\pi^2}{\lambda_0^2}}{\lambda S \left(1 - \frac{4\pi^2 l^2}{3\lambda_0^2} \right)} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Решение уравнения (3) будет иметь вид

$$t = A \operatorname{ch} ax + B \operatorname{sh} ax + \frac{k}{a^2} - \frac{2c}{a^4} - \frac{cx^2}{a^2}. \quad (5)$$

* См. статью настоящего сборника, стр. 5.

Вследствие неравномерного распределения мощности вдоль нагрузки температура по ее концам будет неодинаковой. Пусть при нагревании нагрузки мощностью с. в. ч. температура концов будет

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } x = 0 \quad t = t_0 \\ \text{при } x = l \quad t = t_l \end{array} \right\} \quad (6)$$

При нагревании нагрузки мощностью н. ч., вследствие однородности распределения мощности по всей длине, температура обоих концов будет одинаковой и равной $t_{н.ч.}$

В области значений x от l до ∞ и от 0 до $-\infty$ рассеяния мощности не происходит. Это значит, что третий член в уравнении (1) равен нулю, вследствие чего оно принимает вид

$$\lambda S \frac{d^2 \tau}{dx^2} - a h \tau = 0, \quad (1')$$

где τ — температура металлических центральных проводников.

Решение этого уравнения будет

$$\tau = A_1 e^{a_1 x} + B_1 e^{-a_1 x}, \quad (7)$$

где

$$a_1 = \sqrt{\frac{\alpha_1 h_1}{\lambda_1 S_1}},$$

причем

α_1 ; λ_1 ; S_1 ; h_1 — соответственно коэффициенты теплоотдачи и теплопроводности, площадь поперечного сечения и периметр металлического центрального проводника.

Учитывая, что на достаточном удалении температура центрального проводника должна принять значение температуры окружающего пространства, на основании выражений (6) и (7) получим

$$\tau = t_0 e^{+a_1 x} \quad (8)$$

для значений x , лежащих в пределах от 0 до $-\infty$, и

$$\tau = t_l e^{a_1(l-x)} \quad (9)$$

для значений x , лежащих в пределах от l до $+\infty$.

На основании закона Фурье по концам нагрузки должны выполняться условия для одного конца

$$\lambda S \frac{\partial t}{\partial x_{x=0}} = \lambda_1 S_1 \frac{\partial \tau}{\partial x_{x=0}}; \quad (10)$$

для противоположного конца

$$\lambda S \frac{\partial t}{\partial x_{x=l}} = \lambda_1 S_1 \frac{\partial \tau}{\partial x_{x=l}}. \quad (11)$$

Подставляя в выражение (5) граничные условия (6) и учитывая выражения (8), (9), (10) и (11), получим следующее выражение для температуры вдоль нагрузки:

$$t = \frac{1}{a^2 \operatorname{sh} al} \left\{ \left(a^2 t_0 - k + \frac{2c}{a^2} \right) \operatorname{sh} a(l-x) + \left(k - \frac{2c}{a^2} \right) \times \right. \\ \left. \times (\operatorname{sh} al - \operatorname{sh} ax) - c(x^2 \operatorname{sh} al - l^2 \operatorname{sh} ax) + a^2 t_l \operatorname{sh} ax \right\}, \quad (12)$$

где

$$t_0 = \frac{k}{a^2 [\operatorname{ch} al + m \operatorname{sh} al - 1]} - \frac{c l^2 \operatorname{sh} al \left[m + \frac{2}{al} - \frac{2}{a^2 l^2} (\operatorname{sh} al + m \operatorname{ch} al - m) \right]}{a^2 [(\operatorname{ch} al + m \operatorname{sh} al)^2 - 1]}; \quad (13)$$

$$t_l = \frac{k}{a^2 [\operatorname{ch} al + m \operatorname{sh} al - 1]} - \frac{c l^2 \operatorname{sh} al \left[(m+1) \left(1 - \frac{2}{al} \right) \operatorname{sh} al + \frac{2}{a^2 l^2} (\operatorname{sh} al + m \operatorname{ch} al - m) \right]}{a^2 [(\operatorname{ch} al + m \operatorname{sh} al)^2 - 1]} \quad (14)$$

$$m = \frac{a_1 \lambda_1 S_1}{a \lambda S}.$$

На основании закона Ньютона количество тепла, отдаваемое боковой поверхностью, будет

$$Q = ah \int_0^l t \cdot dx. \quad (15)$$

Подставляя выражение (12) в формулу (15) и производя интегрирование, будем иметь

$$Q = 0,24 P_l - \frac{ah (\operatorname{ch} al - 1)}{a \operatorname{sh} al} \times \left\{ \frac{1}{a^2} \left[2k - c l^2 \left(1 + \frac{4}{a^2 l^2} + \frac{2 \operatorname{sh} al}{al (\operatorname{ch} al - 1)} \right) - (t_l + t_0) \right] \right\}. \quad (16)$$

В полученном выражении (16) первый член представляет полное количество тепла, выделяющегося в нагрузке благодаря рассеиванию в ней всей подводимой мощности. Второй член, заключенный в фигурные скобки, характеризует потери тепла через торцевые плоскости на концах нагрузки, обусловливаемые ее теплопроводностью.

Полученное выражение правильно для любых частот, при которых сохраняется справедливость формула (2). Однако при очень низких частотах, при которых выполняется условие $\frac{l}{\lambda_0} \ll 1$, зависящий от частоты коэффициент c становится пренебрежимо малым. В силу этого для переменного тока низкой частоты формула (16) принимает следующий, более простой вид:

$$Q_{н.ч} = 0,24 P_{н.ч} - \frac{2ah (\operatorname{ch} al - 1)}{a \operatorname{sh} al} \left(\frac{k_{н.ч}}{a^2} - t_{н.ч} \right), \quad (17)$$

где

$$t_{н.ч} = \frac{k_{н.ч}}{a^2 [\operatorname{ch} al + m \operatorname{sh} al - 1]} \quad (18)$$

$$k_{н.ч} = \frac{0,24 P_{н.ч}}{\lambda S}$$

(Индексы н. ч. у величин, входящих в выражения (17) и (18), указывают на то, что в данном случае происходит нагревание нагрузки мощностью переменного тока низкой частоты).

При выполнении измерений методом замещения добиваются равенства приращений температуры воды, омывающей нагрузку, т. е. равенства между количествами тепла, отдаваемыми через боковую стенку нагрузки при высокой и низкой частоте. Это значит, что процесс измерения заключается в установлении равенства

$$Q = Q_{н.ч.}$$

что на основании выражений (16) и (17) соответствует равенству

$$0,24P_1 - \frac{ah(chal - 1)}{a sh al} \times \\ \times \left\{ \frac{1}{a^2} \left[2k - cl^2 \left(1 + \frac{4}{a^2 l^2} + \frac{2 sh al}{al(chal - 1)} \right) \right] - (t_1 + t_0) \right\} = \\ = 0,24P_{н.ч.} - \frac{2ah(chal - 1)}{a sh al} \left(\frac{k_{н.ч.}}{a^2} - t_{н.ч.} \right). \quad (19)$$

Для упрощения дальнейшего анализа полученного выражения (19) произведем оценку входящих в него величин с тем, чтобы, если окажется возможным, отбросить пренебрежимо малые члены.

Коэффициент $a = \sqrt{\frac{ah}{\lambda S}}$ определяется геометрическими размерами нагрузки и отношением коэффициента теплоотдачи нагрузки к коэффициенту теплопроводности.

В узком интервале температур, внутри которого изменяется температура нагрузки, коэффициент теплопроводности можно считать постоянной величиной.

Коэффициент теплоотдачи для случая, когда поток жидкости омывает внутреннюю боковую поверхность нагрузки, определяется [2] формулой

$$\alpha = B_2 \frac{\omega^{0,8}}{d_2^{0,2}} \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{0,45}, \quad (20)$$

где

$$B_2 = 0,023 \frac{\lambda Pr^{0,4}}{(g\mu)^{0,8}};$$

ω — линейный расход воды;

d_2 — внутренний диаметр сопротивления нагрузки;

d_1 — наружный диаметр внутреннего цилиндра трубки, по которой втекает поток жидкости в нагрузку;

λ — коэффициент теплопроводности материала сопротивления нагрузки;

Pr — критерий Прандтля;

g — ускорение силы тяжести;

μ — коэффициент кинематической вязкости.

Как видно из приведенной формулы для заданной нагрузки, коэффициент теплоотдачи зависит лишь от одной переменной — расхода воды.

Величина $m = \frac{a_1 \lambda_1 S_1}{a \lambda S}$, входящая в формулы (13), (14) и (18), определяющие температуру концов нагрузки, зависит от соотношения между периметрами нагрузки и замыкающими эту нагрузку металлическими стержнями. Для всех конструкций нагрузки можно принять, что на некоторой длине площади поперечного сечения S и S_1 равны друг другу. Периметры в общем случае могут отличаться друг от друга. Например, при нагрузке с внутренним обтеканием периметр h поверхности, через кото-

рую рассматривается теплоотдача, будет меньше периметра h_1 металлических ограничивающих стержней центрального проводника.

Однако при производимой приближенной оценке порядка входящих в формулы (13), (14) и (18) величин будем полагать h и h_1 равными друг другу, вследствие чего выражение для m примет вид

$$m = \sqrt{\frac{\alpha_1 h_1}{\alpha \lambda}} \quad (21)$$

Коэффициент теплоотдачи от металлического центрального проводника в условиях свободной конвекции может быть вычислен [3] по следующей приближенной формуле:

$$\alpha_1 = 5,07 \left(\frac{\tau - \tau_0}{d} \right)^{0,25} \quad (22)$$

где $\tau - \tau_0$ — разность температур поверхности центрального проводника и окружающего воздуха (при проводимом расчете, как было указано выше, τ_0 принята равной нулю);

d — диаметр центрального проводника.

Значения α и α_1 были вычислены для калориметрической нагрузки с сопротивлением типа УНУ-0,25, имеющим отверстие по оси диэлектрического цилиндра. Такая калориметрическая нагрузка характеризуется следующими данными.

Длина нагрузки $l = 7 \cdot 10^{-3}$ м.

Наружный диаметр вставленной внутрь сопротивления УНУ-0,25 стеклянной трубки $d_1 = 1 \cdot 10^{-3}$ м.

Внутренний диаметр просверленного сопротивления УНУ-0,25 $d_2 = 2,2 \cdot 10^{-3}$ м.

Площадь поперечного сечения сопротивления УНУ-0,25 $S = 3 \cdot 10^{-6}$ м², периметр $h = 6,9 \cdot 10^{-3}$ м.

Коэффициент теплопроводности основы сопротивления УНУ-0,25

$$\lambda = 0,89 \frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}$$

Коэффициент теплопроводности металлических стержней

$$\lambda_1 = 92 \frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}$$

Наружный диаметр металлического центрального проводника $d = 4,3 \cdot 10^{-3}$ м.

Учитывая, что наибольшее значение повышения температуры центрального проводника по отношению к температуре окружающего воздуха не превышает $0,1^\circ$, что вообще значительно больше опытных данных, получим для определяемого этими условиями наибольшего значения коэффициента теплоотдачи от металлического стержня в воздух

$$\alpha_1 = 2,02 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}$$

Значения для коэффициента теплоотдачи α с боковой поверхности сопротивления нагрузки в воду в функции от расхода воды, вычисленные по формуле (20), приведены на рис. 3.

Принимая значение α для наименьшего рабочего расхода воды $G = 0,5$ г/сек, т. е. для наихудшего случая с точки зрения величины погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь, получим

$$\alpha = 3112 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}; \quad a^2 = \frac{\alpha h}{\lambda S} = 3,66 \cdot 10^6 \text{ 1/м}^2; \quad al = 13,3.$$

Принимая во внимание, что для таких больших значений аргумента al входящие в формулу (19) гиперболические синус и косинус можно заменить их асимптотическим выражением, и отбрасывая члены второго порядка малости, перепишем эту формулу в виде

$$0,24P_I - \frac{\lambda S}{a} \left[2k - ct^2 \left(1 + \frac{4}{a^2 l^2} + \frac{2}{al} \right) \right] = 0,24P_{н.ч} - \frac{2\lambda S}{a} k_{н.ч}. \quad (23)$$

Определяемая формулами (13), (14) и (18) температура концов нагрузки t_0 и t_l оказалась пренебрежимо малой. Вследствие этого при проведении расчета без заметного влияния на точность можно полагать ее равной нулю.

Определяя погрешность из-за неэквивалентности тепловых потерь в виде

$$\delta = \frac{P_{н.ч} - P_I}{P_I}, \quad (24)$$

получим для нее, подставляя в формулу (23) вместо k и c их значения:

$$\delta = \frac{\beta}{1 - \frac{\beta}{3}} A, \quad (25)$$

где

$$\beta = \frac{4\pi^2 l^2}{\lambda_0^2} \quad (26)$$

$$A = 0,5 \frac{\gamma}{(1-\gamma)} \left[\frac{5}{3} + \gamma(1+\gamma) \right]$$

$$\gamma = \frac{2}{l} \sqrt{\frac{\lambda S}{ah}}. \quad (27)$$

Физический смысл коэффициента γ может быть истолкован следующим образом. В формуле (23) второй член правой части представляет количество тепла, теряемого благодаря теплопроводности через торцы нагрузки при нагревании ее мощностью $n.ч.$ Обозначая это количество тепла через q_n и соответствующую ему мощность потерь через $P_{н.ч}$, можно написать

$$q_n = 0,24P_{н.ч} = \frac{2\lambda S}{a} k_{н.ч}.$$

Подставляя в эту формулу значения $k_{н.ч}$ и a , получим, учитывая выражение (18),

$$\frac{P_n}{P_{н.ч}} = \frac{2}{l} \sqrt{\frac{\lambda S}{ah}} = \gamma, \quad (28)$$

где $P_{н.ч}$ — мощность $n.ч.$, рассеиваемая в нагрузке.

Таким образом, коэффициент γ представляет собой относительное значение мощности, теряемой вследствие теплопроводности через оба боковых торца сопротивления нагрузки.

Как явствует из формулы (28), γ определяется геометрической конфигурацией и параметрами материала нагрузки, а также коэффициентом теплоотдачи нагрузки, который, согласно выражению (20), зависит от расхода воды. В силу этого для заданной нагрузки γ есть функция

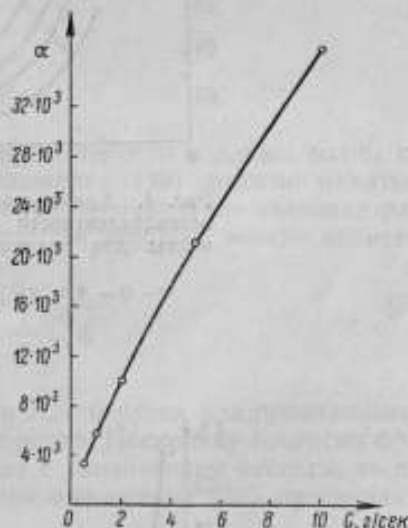


Рис. 3. Кривая зависимости коэффициента теплоотдачи от расхода воды.

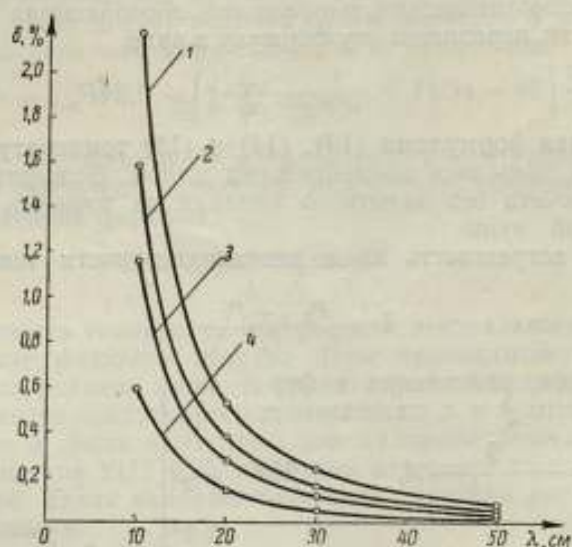


Рис. 4. Кривая зависимости погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь от длины волны для различных значений расхода воды в г/сек:

1 - $G = 0,5$; 2 - $G = 1$; 3 - $G = 2$; 4 - $G = 10$.

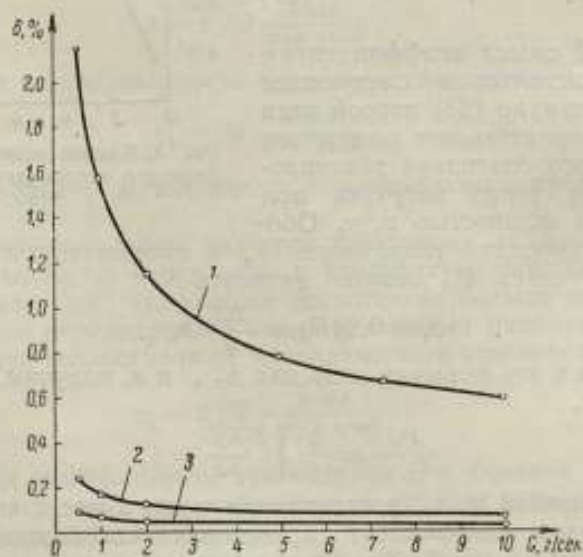


Рис. 5. Кривая зависимости погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь от расхода воды для различных значений длины волны в см:

1 - $\lambda = 10$; 2 - $\lambda = 30$; 3 - $\lambda = 50$.

одной переменной — расхода воды. Возвращаясь к выражениям (25) и (26), видим, что погрешность из-за неэквивалентности тепловых потерь является функцией двух величин — расхода воды и отношения длины нагрузки к длине волны. Графически эта зависимость для выполненной калориметрической нагрузки с сопротивлением УНУ-0,25, имеющим высверленный по оси канал, представлена на рис. 4 и 5.

Для экспериментальной проверки полученное выражение (25) для погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь может быть преобразовано таким образом, чтобы в нем была в явном виде выражена связь между величинами, которые могут быть определены экспериментально.

На основании формулы (25) можно написать

$$P_i = \frac{P_{н.ч}}{1 - nA}, \quad (29)$$

где

$$n = \frac{\beta}{1 - \frac{\beta}{3}}.$$

Если при постоянстве высокочастотной мощности и длины волны изменять расход воды, тогда в силу выражения (29) должно меняться значение мощности н.ч. Выбирая некоторое произвольное значение расхода воды G и мощности н.ч. $P_{н.ч}$ в качестве опорных, можно написать

$$\frac{P_{н.ч_i} - P_{н.ч}}{P_{н.ч}} = \frac{A - A_i}{\frac{1}{n} - A}, \quad (30)$$

где индекс i означает, что величины A и $P_{н.ч}$ берутся для произвольных значений расхода воды, отличных от опорного. Поскольку согласно формуле (25) и рис. 4 значение δ возрастает с увеличением частоты, то целесообразно экспериментальную проверку выражения (30) производить при более высоких частотах.

Удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных данных в выражении (30) должно подтвердить правильность выбора положенных в основу расчета величин, а следовательно, и допустимость применения формулы (25) при определении погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь. При дальнейшем уточнении величины этой погрешности в расчетной формуле следует учитывать изменение температуры воды, омывающей нагрузку. Расширение же частотного диапазона в сторону более коротких волн потребует более точного учета распределения мощности вдоль нагрузки, чем это делается при помощи формулы (2) *.

В калориметрах с проточной жидкостью лабораторного типа точность измерения в значительной степени определяется методом оценки погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь. При малых расходах воды и относительно коротких волнах порядка 10 см эта погрешность, как видно из кривых рис. 4 и 5, может достигать заметной величины, что обуславливает необходимость ее точного учета.

Следует отметить, что при проведенном приближенном выводе формулы для погрешности из-за неэквивалентности тепловых потерь дви-

* Отчет ВНИИМ по плановой теме Р-21-60.

жение жидкости вдоль нагрузки учитывалось лишь при расчете коэффициента теплоотдачи согласно формуле (20). Поэтому изложенная методика расчета может быть полностью применена и к калориметрам со свободным охлаждением нагрузки. Разумеется, коэффициент теплоотдачи должен при этом быть рассчитан применительно к условиям свободной конвекции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Turner, Journal of the Institution of Electrical Engineers, v. 93, Part III, № 2, 1946, p. 1467.
2. Кутателадзе С. С., Основы теории теплообмена, 1957.
3. Мак Адамс А., Теплопередача, 1939.

Поступила в редакцию
12/VI 1959 г.

В. Д. ФРУМКИН
ВНИИФТРИ

ПОГРЕШНОСТЬ ТЕРМИСТОРНОГО МОСТА ВИМ-1 ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ИМПУЛЬСНОЙ МОЩНОСТИ

В статье приводятся основные особенности работы термисторов при импульсном сигнале. Рассмотрено влияние пульсаций сопротивления термистора постоянному току на работу моста типа ВИМ-1 и показано, что возникающая дополнительная погрешность измерения связана с особенностями схемы моста типа ВИМ-1 при импульсной модуляции сигнала.

На основании теоретического и экспериментального исследований термисторных измерителей мощности при измерении средней мощности импульсно-модулированного сигнала сверхвысокой частоты (с.в.ч.) установлено, что в этом режиме измерителям мощности присуща дополнительная погрешность измерения, вызванная особенностями работы термистора и термисторного моста. Такая погрешность присуща и широко распространенному измерителю мощности типа ВИМ-1, у которого при низких частотах следования импульсов ($50 \div 400$ имп/сек) она может достигать 20%.

Специальные исследования работы термисторов при воздействии на них импульсно-модулированного сигнала, проведенные автором, показали, что термистор необходимо характеризовать двумя тепловыми постоянными времени: относительно большой (десятые доли секунды), и малой (десятки или сотни микросекунд). Большая тепловая постоянная времени обусловлена теплоемкостью рабочего тела термистора и коэффициентом теплоотдачи его в окружающую среду и определяет время установления теплового режима термистора при относительно медленных изменениях рассеиваемой в нем мощности.

Малая постоянная времени обусловлена теплообменом внутри рабочего тела термистора между областью с повышенной плотностью тока (где выделяется практически вся энергия, сообщаемая термистору как постоянным током, так и током с.в.ч.) и остальной массой полупроводника. Эта постоянная определяет время установления режима при быстро протекающих тепловых процессах, например при питании термистора синусоидальным током звуковой частоты или при импульсном с.в.ч. сигнале.

Физические процессы в термисторах при питании их синусоидальным током подробно рассмотрены в работах [1 и 2], где впервые было указано на явление концентрации мощности в относительно малой части объема

полупроводника и на невозможность без учета этого явления объяснить ряд хорошо известных из опыта особенностей работы термистора на переменном токе звуковой частоты.

Явление концентрации тока внутри рабочего тела термистора обуславливает особенности его работы и при измерении средней мощности импульсно-модулированного сигнала.

Вследствие того, что тепловая постоянная времени термистора для быстро протекающих тепловых процессов мала, температура, а следовательно, и сопротивление термистора при воздействии импульсного сигнала не остаются постоянными, а пульсируют с частотой следования импульсного сигнала.

Можно показать, что во время действия прямоугольного импульса с. в. ч. изменение температуры термистора Q_1 происходит по следующему закону

$$Q_1 = \frac{P_m}{C_s} \cdot t \quad (1)$$

при

$$0 < t < t_n$$

где P_m — мощность в импульсе;

C_s — теплоемкость зоны концентрации мощности;

t — время;

t_n — длительность импульса.

Во время перерывов между импульсами температура термистора изменяется согласно соотношению

$$Q_2 = \frac{P_m \cdot t_n}{C_s} e^{-\frac{t-t_n}{\tau_s}} \quad (2)$$

при

$$t_n < t < t_c$$

где τ_s — постоянная времени теплообмена между зоной концентрации мощности и окружающей ее массой термистора;

t_c — период следования импульсов.

При таком законе пульсации температуры зависимость сопротивления термистора от времени приближенно может быть выражена соотношениями:

для времени действия импульса ($0 < t < t_n$)

$$R_1(t) = R_0' - \frac{\Delta R}{t_n} t; \quad (3)$$

для времени перерывов между импульсами ($t_n < t < t_c$)

$$R_2(t) = R_0' - \Delta R e^{-\frac{t-t_n}{\tau_s}}, \quad (4)$$

где R_0' — значение сопротивления термистора непосредственно перед подачей очередного импульса;

ΔR — амплитуда пульсаций сопротивления.

Можно показать, что ΔR возрастает приблизительно пропорционально произведению $P_m t_n$, т. е. пропорционально энергии импульса и обратно пропорционально теплоемкости зоны концентрации мощности.

На рис. 1 приведены типичные осциллограммы пульсаций сопротивления термистора.

Амплитуда пульсации сопротивления для бусиновых термисторов (типов Т8М, Т9 и т. п.) при энергии в импульсе порядка десятков микроджоулей достигает нескольких десятков ом. Для термисторов типа ТШ-2, применяемых в приборе ВИМ-1, при тех же значениях энергии в импульсе амплитуда пульсации сопротивления не превосходит обычно нескольких ом, что объясняется значительно большим, чем у бусиновых термисторов, объемом, а следовательно, и теплоемкостью зоны концентрации мощности.

Теоретическое и экспериментальное исследования показали, что применение термисторов типа ТШ в схемах мостов постоянного тока, рабо-

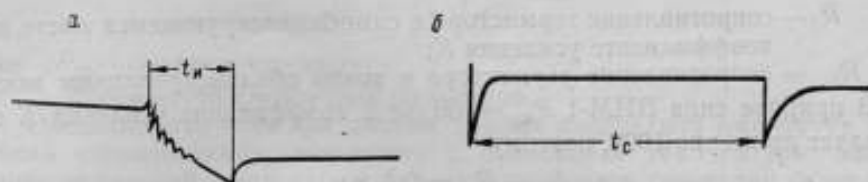


Рис. 1. Осциллограммы пульсаций сопротивления термистора:

а—во время действия с. а. ч. импульса; б—во время перерыва между импульсами.

тающих по методу замещения, не приводит к существенной (более 5%) дополнительной погрешности измерения средней мощности импульсных сигналов при мощности в импульсе порядка $50 \div 100$ вт и частоте следования 50 имп/сек, когда и энергия в импульсе также велика.

Что касается прибора типа ВИМ-1, то из-за особенностей его схемы даже незначительная пульсация сопротивления термистора вызывает нарушение нормальной работы моста и появление дополнительной погрешности, особенно большой на низких частотах следования.

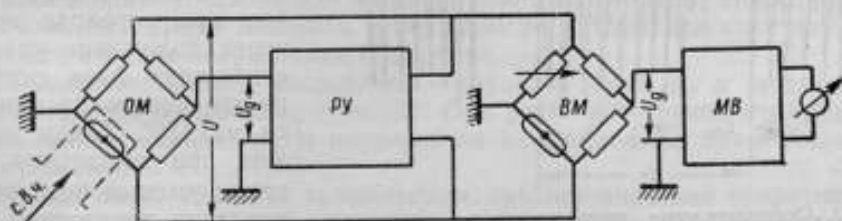


Рис. 2. Схема моста ВИМ-1:

ОМ — основной мост; РУ — регенеративный усилитель; ВМ — вспомогательный мост; МВ — милливольтметр.

Рассмотрим схему моста типа ВИМ-1 (рис. 2). В этой схеме благодаря положительной обратной связи в цепи основного моста ОМ возникают автоколебания с частотой настройки регенеративного усилителя РУ (порядка 10 000 гц).

Условиями устойчивости работы такого автогенератора являются:

- 1) соответствие фазы сигнала, подаваемого из диагонали моста на вход усилителя, фазе выходного сигнала;
- 2) определенное соотношение между напряжениями на диагоналях моста

$$\frac{U_{a1}}{U} \cdot K = 1, \quad (5)$$

где K — коэффициент усиления усилителя;

U — напряжение на диагонали питания основного моста;

U_{a1} — напряжение на измерительной диагонали основного моста.

Поскольку температурный коэффициент сопротивления термистора имеет отрицательный знак, то установившимся состоянием схемы, позволяющим осуществлять автоматическое замещение с. в. ч. мощности, будет состояние, при котором сопротивление термистора имеет значение, несколько больше значения, соответствующего точному равновесию моста.

Для равноплечего моста, примененного в приборе типа ВИМ-1, это превышение с учетом соотношения (5) составляет

$$R_T - R_{T_0} = 4R_{T_0} \frac{1}{K}, \quad (6)$$

где R_T — сопротивление термистора в самобалансирующемся мосте при коэффициенте усиления K ;

R_{T_0} — сопротивление термистора в точно сбалансированном мосте.

В приборе типа ВИМ-1 $R_{T_0} = 150$ ом и коэффициент усиления K составляет примерно 1000, поэтому

$$R_T - R_{T_0} \approx 0,6 \text{ ом.}$$

Экспериментально установлено, что уменьшение сопротивления плеча, содержащего термистор, на $0,1 \div 0,3$ ом по сравнению со значением, соответствующим нормальной генерации, вызывает полный срыв автоколебаний в схеме. Дальнейшее уменьшение сопротивления плеча приводит к тому, что и условие соответствия фаз оказывается не выполненным, так как при переходе моста через положение уравновешивания фаза сигнала на его диагонали меняется на 180° . Таким образом, при достаточно быстром уменьшении сопротивления термистора, если система авторегулирования не будет следить за изменением сопротивления, произойдет срыв генерации.

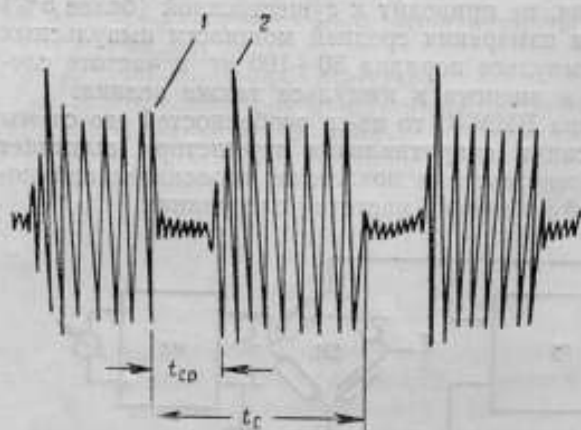


Рис. 3. Оциллограмма напряжения на термисторе основного моста ВИМ-1 при измерении мощности импульсного с. в. ч. сигнала с частотой следования 250 имп/сек:

1 — момент подачи импульса, срыв генерации;
2 — возникновение генерации.

Согласно формуле (3), сопротивление термистора изменяется до своего минимального значения за время действия импульса. Естественно, что система регулирования не успевает отработать столь быстрого изменения сопротивления, и спустя некоторое время, необходимое для затухания автоколебаний, произойдет полный срыв генерации, если к этому времени сопротивление термистора, увеличивающееся согласно формуле (4), снова не примет значения, соответствующего условиям возникновения автоколебаний. Восстановление значения сопротивления происходит относительно медленно, так как в этом процессе основную роль играет постоянная времени зоны концентрации — величина, сравнимая с периодом следования импульсов.

Приведенная на рис. 3 оциллограмма напряжения на термисторе прибора типа ВИМ-1, снятая при импульсном сигнале с частотой следо-

вания 250 имп/сек и средней мощности около 3 мвт, полностью подтверждает изложенное выше представление о процессах, происходящих в самобалансирующемся мосте при импульсной модуляции измеряемого сигнала.

Действительно, в момент подачи импульса колебания срываются. Восстановление колебаний происходит спустя некоторое время, сравнимое с периодом следования импульсов.

Как это было показано ранее, амплитуда пульсации сопротивления термистора пропорциональна энергии в импульсе $W_{\text{и}}$, равной

$$W_{\text{и}} = P_{\text{ср}} \cdot t_{\text{и}} = \frac{P_{\text{ср}}}{F}, \quad (7)$$

где $P_{\text{ср}}$ — средняя мощность;

F — частота следования импульсов.

Очевидно, что если при данной частоте следования амплитуда пульсаций сопротивления, связанных с пульсацией температуры, зависит лишь от средней мощности, то и время перерывов генерации будет зависеть лишь от средней мощности и не зависеть от мощности в импульсе.

Это было подтверждено экспериментально. При изменении длительности импульса от 1 до 10 мксек, частоте следования 50 имп/сек и неизменной средней мощности, равной 5 мвт, длительность перерывов в генерации не изменилась, а погрешность измерения прибора изменилась на 1%, что находится в пределах величины случайной погрешности.

Таким образом, при импульсной модуляции сигнала как основной, так и вспомогательный мосты прибора питаются модулированным синусоидальным напряжением. Форма огибающей этого напряжения близка к прямоугольной для относительно низких частот следования (до 400 имп/сек). Легко показать, что у прибора ВИМ-1 при этом возникает систематическая погрешность измерения.

Обозначим период следования импульсов через $t_{\text{с}}$, а время отсутствия генерации через $t_{\text{ср}}$ (рис. 3). При расчете погрешности предположим, что питающие мосты напряжения модулированы прямоугольными импульсами.

Ввиду того, что мост уравновешен, среднее значение сопротивления термистора в самобалансирующемся мосте при импульсной модуляции питающего напряжения практически не отличается от значения при непрерывной генерации и средняя мощность подогрева термистора не зависит от характера модуляции сигнала. При этом

$$U_{\text{и}} = U_{\text{н}} \sqrt{\frac{t_{\text{с}}}{t_{\text{с}} - t_{\text{ср}}}}, \quad (8)$$

где $U_{\text{и}}$ — напряжение на мосте во время генерации при импульсной модуляции сигнала;

$U_{\text{н}}$ — напряжение на мосте при немодулированном сигнале той же средней мощности.

Напряжение на измерительной диагонали вспомогательного отсчетного моста при прочих равных условиях пропорционально напряжению на мосте n , следовательно, при измерении одинаковых средних мощностей импульсно-модулированного и немодулированного сигналов отношение напряжений на измерительной диагонали будет

$$\frac{U_{\text{иn}}}{U_{\text{н}}} = \frac{U_{\text{и}}}{U_{\text{н}}} \sqrt{\frac{t_{\text{с}}}{t_{\text{с}} - t_{\text{ср}}}}, \quad (9)$$

где $U_{дн}$ — напряжение на диагонали вспомогательного моста при импульсном сигнале;

U_d — напряжение на той же диагонали при немодулированном сигнале той же средней мощности.

Благодаря линейности примененного в мосте типа ВИМ-1 индикаторного милливольтметра его показания пропорциональны среднему значению напряжения на диагонали и, следовательно,

$$\frac{P_{измн}}{P_{изм}} = \frac{U_{дн}}{t_c - t_{ср}} \cdot \frac{1}{U_d}, \quad (10)$$

где $P_{изм}$ — отсчет по выходному прибору, соответствующий мощности немодулированного сигнала;

$P_{измн}$ — отсчет по выходному прибору, соответствующий той же средней мощности импульсно-модулированного сигнала.

С учетом формулы (9) получаем

$$\frac{P_{измн}}{P_{изм}} = \sqrt{1 - \frac{t_{ср}}{t_c}}. \quad (11)$$

Дополнительная погрешность

$$\delta_n = \frac{P_{измн} - P_{изм}}{P_{изм}} = \sqrt{1 - \frac{t_{ср}}{t_c}} - 1. \quad (12)$$

Из этого выражения видно, что при применении в качестве индикаторного прибора милливольтметра с квадратичной характеристикой дополнительная погрешность отсутствовала бы, так как в этом случае отношение показаний было бы

$$\frac{P_{измн}}{P_{изм}} = \frac{U_{дн}^2 (t_c - t_{ср})}{U_d^2 t_c}, \quad (13)$$

а с учетом формулы (9) это отношение равно 1.

Полученная формула дает тем более правильную оценку погрешности, чем ближе форма огибающей напряжения, питающего мост, к прямоугольному импульсу, что бывает лишь на относительно низких частотах следования (до 300–400 *имп/сек*). По мере увеличения частоты следования форма огибающей отклоняется от прямоугольной. Наконец, при частотах следования порядка 700–1000 *имп/сек* (на основании экспериментальных данных) срыва колебаний не происходит, а наблюдается лишь модуляция переменного напряжения на термисторе. На рис. 4 показана осциллограмма напряжения на термисторе, снятая при частоте следования 1000 *имп/сек* и средней мощности 6 *вт*.

Амплитуда пульсации температуры термистора пропорциональна при данной частоте следования средней мощности, поэтому при увеличении средней мощности длительность перерывов генерации в схеме моста будет увеличиваться и согласно формуле (10) будет увеличиваться дополнительная погрешность измерения. На рис. 5 показана полученная экспериментально при частоте следования 100 *имп/сек* зависимость дополнительной погрешности от средней мощности, а также та же зависимость, вычисленная по формуле (10).

На рис. 6 изображена снятая экспериментально зависимость дополнительной погрешности от частоты следования импульсов при средней мощности 6 *вт*. До частоты следования 400 *имп/сек* погрешность изменяется незначительно. Это объясняется тем, что с повышением частоты следования значения $t_{ср}$ и t_c уменьшаются приблизительно одинаково и их отношение меняется незначительно.

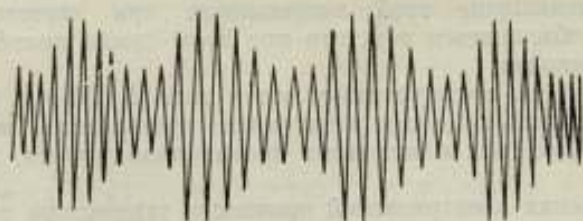


Рис. 4. Оциллограмма напряжения на термисторе основного моста ВИМ-1 при измерении средней мощности с. в. ч. сигнала с частотой следования 1000 имп/сек и средней мощностью 6 мвт.

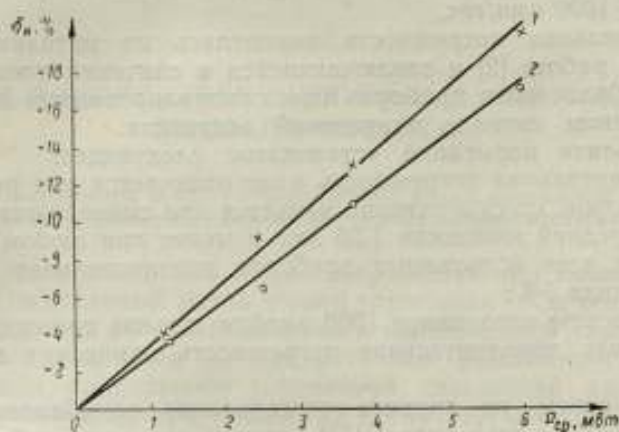


Рис. 5. Зависимость дополнительной погрешности от средней мощности при частоте следования 100 имп/сек:

1—кривая, вычисленная по формуле (10);
2—экспериментально снятая кривая.

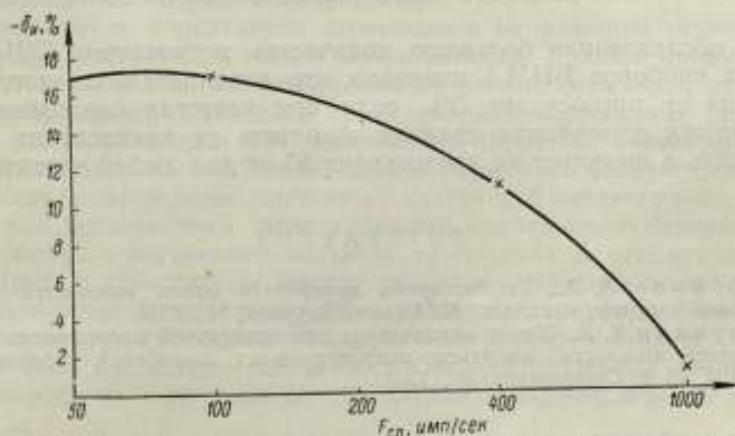


Рис. 6. Зависимость дополнительной погрешности от частоты следования при средней мощности 6 мвт.

Резкое уменьшение этой погрешности при частоте следования 1000 *имп/сек* объясняется тем, что при этом срыва колебаний в схеме моста не происходит.

Инструкцией по эксплуатации моста типа ВИМ-1 в качестве предельно допустимой мощности в импульсе принимается мощность, равная 6 *вт*. Однако, как показывает проведенная работа, эта норма не обоснована.

С точки зрения электрической прочности термистора норма по максимально допустимой мощности в импульсе может быть повышена до 50 *вт*. Однако нормирование только максимальной мощности в импульсе является недостаточным, так как дополнительная погрешность измерения зависит от средней мощности и от частоты следования.

Для установления ориентировочной нормы мощности были испытаны 4 прибора типа ВИМ-1 различных серий с 4 головками типа ВТ-3. Испытание велось при средних мощностях 1,25–6 *мвт* и при частотах следования 50–1000 *имп/сек*.

Дополнительная погрешность измерялась по методике, подробно описанной в работе [2] и заключающейся в сличении показаний испытуемого и образцового приборов при немодулированном и импульсно-модулированном сигнале одинаковой мощности.

В результате испытаний установлено следующее:

- 1) дополнительная погрешность мало отличается для разных экземпляров приборов, но существенно меняется при смене термистора;
- 2) при средней мощности 1,25 *мвт* и менее при любом режиме модуляции для всех испытанных приборов дополнительная погрешность не превосходила 5%;
- 3) при частоте следования 1000 *имп/сек* и выше при средних мощностях до 6 *мвт* дополнительная погрешность измерения не превосходила 5%.

Таким образом, на примере исследования самобалансирующегося моста переменного тока типа ВИМ-1 видно, что даже небольшие пульсации сопротивления термистора, связанные с импульсным характером измеряемого сигнала, могут привести к нарушению нормальной работы схемы и появлению дополнительной погрешности измерения.

Следует отметить, что поскольку величина дополнительной погрешности зависит от параметров измеряемого сигнала, то можно установить такие предельно допустимые значения этих параметров, при которых дополнительная погрешность измерения окажется не более заданной величины.

Так, обследование большого количества термисторов ТШ-2 и нескольких приборов ВИМ-1 показало, что дополнительная погрешность измерения не превосходит 5%, если при частотах следования менее 1000 *имп/сек* измеряемая средняя мощность не превосходит 1,2 *мвт*, а мощность в импульсе не превосходит 50 *вт* для любой частоты следования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Л. А., Термисторные измерители малых мощностей колебаний сверхвысокой частоты, канд. дис. МВТУ им. Баумана, М., 1954.
2. Фрумкин В. Д., Метод определения дополнительной погрешности при измерении средней мощности импульсно-модулированных колебаний, Сборник трудов ВНИИФТРИ, № 3, Стандартгиз, М., 1960.

Поступила в редакцию
8/1 1960 г.

Б. Е. РАБИНОВИЧ
ВНИИМ

МЕТОД ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ МАЛЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

В статье описывается метод воспроизведения малых напряжений при высоких частотах и приводятся данные экспериментального исследования его.

Среди методов измерения малых напряжений при высоких частотах известен так называемый метод второй гармоники*. Он основан на том, что амплитуда тока второй гармоники в анодной цепи триода, рабочая точка которого находится на квадратичном участке характеристики, численно равна приращению постоянной слагающей анодного тока (Δi_{a0}), возникающему при подаче на сетку переменного напряжения.

Включая в анодную цепь известное безреактивное сопротивление и измеряя Δi_{a0} , амплитудное напряжение второй гармоники мы можем рассчитать по формуле

$$U_{m_2} = \Delta i_{a0} R.$$

Для получения напряжений порядка микровольт нужно, чтобы приращение тока было порядка микроампер.

В этом методе определение переменного напряжения основывается на измерении постоянного тока и сопротивления. Важное преимущество его заключается в том, что использование второй гармоники исключает возможность непосредственного проникновения напряжения от генератора на вход приемника, что значительно упрощает экранировку.

Основным недостатком метода второй гармоники следует считать необходимость компенсации постоянной слагающей анодного тока, которая в сотни раз больше тока детектирования, подлежащего измерению. Это обстоятельство предъявляет большие требования к стабилизации режима. Другим недостатком метода является погрешность за счет четвертой производной вольтамперной характеристики лампы (эта погрешность отсутствует при строго квадратичной характеристике).

Нами был предложен метод воспроизведения малых напряжений, образующихся на известном сопротивлении при прохождении тока вто-

* A. Pinciroli, "The production and measurement of small voltage at radio-frequency", *Alta Frequenza*, June, v. 8, № 6, 1939.

рой или высшей гармоники анодного тока диода, включенного в цепь переменного напряжения достаточно большой величины. Для малых токов амплитуды гармоник при определенных условиях находятся в известном соотношении с постоянной слагающей тока диода.

Этот метод обладает всеми достоинствами метода второй гармоники на триоде и вместе с тем лишен его недостатков, так как в данном случае измеряется не приращение, а весь постоянный ток. Кроме того, отпадает необходимость в анодном питании.

Использование диода с малым промежутком анод-катод позволит применить этот метод для более высоких частот, чем метод второй гармоники, использующий триоды или многоэлектродные лампы.

Теория метода такова: известно, что вольтамперная характеристика диодов в области малых токов (до нескольких десятков микроампер) подчиняется экспоненциальному закону

$$i = i_0 e^{Ku}, \quad (1)$$

где i_0 — ток при нулевом потенциале анод-катод;

u — напряжение на диоде;

K — постоянная, зависящая только от температуры катода (для оксидных катодов $K \approx 10$).

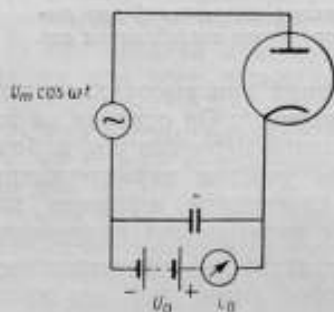


Рис. 1. Принципиальная схема диодного генератора гармоник.

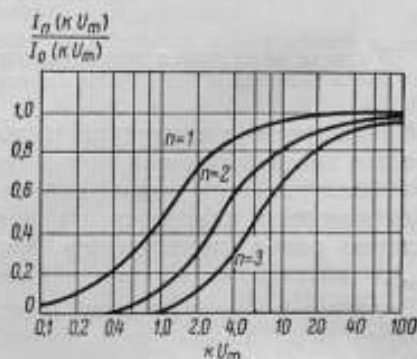


Рис. 2. Относительная зависимость коэффициентов гармоник от амплитуды переменного напряжения на диоде.

Приложим к диоду (рис. 1) переменное напряжение с амплитудой U_m вместе со смещением U_0

$$u = -U_0 + U_m \cos \omega t. \quad (2)$$

Подставим выражение (2) в уравнение (1)

$$i = i_0 e^{-KU_0} e^{KU_m \cos \omega t}. \quad (3)$$

Разлагая ток в ряд Фурье, получим выражение

$$i = A_0 + A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(2\omega t + \varphi_2) + \dots \quad (4)$$

С другой стороны, известно разложение

$$e^{KU_m \cos \omega t} = I_0(KU_m) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n(KU_m) \cos n \omega t, \quad (5)$$

где I_0 , I_n — бесселевы функции от мнимого аргумента нулевого и n -го порядка соответственно.

Приравнивая коэффициенты при членах с одинаковой частотой в уравнениях (4) и (5), получим

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= i_0 e^{-KU_0} I_0(KU_m) \\ A_n &= 2i_0 e^{-KU_0} I_n(KU_m) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Отсюда получаем выражение для коэффициентов разложения

$$\frac{A_n}{A_0} = 2 \frac{I_n(KU_m)}{I_0(KU_m)}. \quad (7)$$

Зависимость $\frac{I_n(KU_m)}{I_0(KU_m)}$ для разных значений n представлена на рис. 2. При увеличении напряжения отношение амплитуды токов гармоник к постоянной слагающей стремится к 2.

Измеряя постоянную слагающую тока диода $A_0 = i_0$, тем или иным способом и умножая ее значение на 2, получаем значение амплитуды тока гармоники.

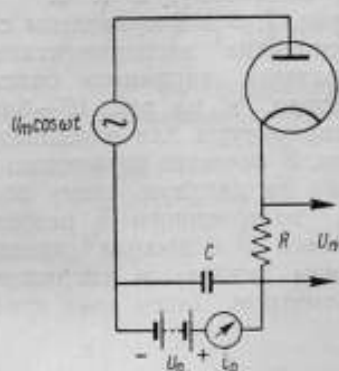


Рис. 3. Основная принципиальная схема метода воспроизведения малых напряжений.

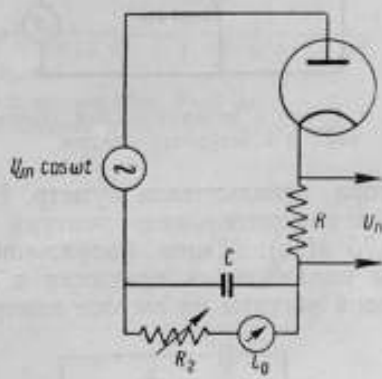


Рис. 4. Схема с автоматическим смещением и с открытым входом.

Включив в цепь диода известное малое сопротивление R (рис. 3), получим на нем интересующее нас падение напряжения:

для амплитудного значения

$$U_{an} = 2i_{a0} R; \quad (8)$$

для действующего значения

$$U_n = \sqrt{2} i_{a0} R. \quad (9)$$

Поскольку коэффициенты разложения не зависят от исходного смещения, последнее может служить для регулировки постоянной слагающей тока, а значит, и для регулировки выходного напряжения. Второй способ регулировки — изменение значения подводимого напряжения U_m при условии, что оно будет не ниже 10 в. Третий способ регулировки — изменение значения сопротивления R .

Напряжение смещения может быть получено также за счет автоматического падения напряжения на сопротивлении R_2 (рис. 4).

Описанный метод может быть применен также в случае, если источник переменного напряжения не пропускает постоянной слагающей тока

(рис. 5). В частности, по этой схеме возможно использование вольтметра типа ВКС-7 или аналогичного ему при условии включения в цепь катода известного безреактивного сопротивления R , микроамперметра и добавочного сопротивления R_2 для регулировки амплитуды выходного напряжения.

Измерение постоянной слагающей диода может быть заменено измерением падения напряжения на известном сопротивлении при помощи электростатического вольтметра или компенсатора (рис. 6).

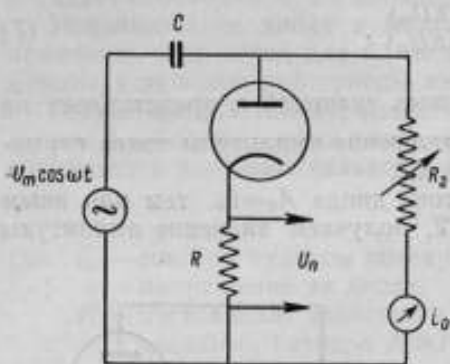


Рис. 5. Схема с автоматическим смещением и с закрытым входом.

В качестве нагрузки R , на которой получается известное падение напряжения, может применяться сопротивление любого вида, значение которого для частоты используемой гармоники известно, например настроенный контур с известным активным сопротивлением, отрезок коаксиальной линии, нагруженный на конце сопротивлением, равным волновому, и т. п.

На рис. 7, 8 и 9 приведены схемы нескольких экспериментально исследованных вариантов описанного метода, а на рис. 10—блок-схема аппаратуры для определения поправок. В качестве питающего генератора использовали куметр.

Напряжение на диодную схему подавали с измерительного контура куметра, настроенного в резонанс ($f=0,75$ МГц). Малое напряжение гармоники n с выхода диодной схемы подавали на приемник в телеграфном режиме, и напряжение звуковой частоты на выходе измеряли вольтметром. Затем вход прием-

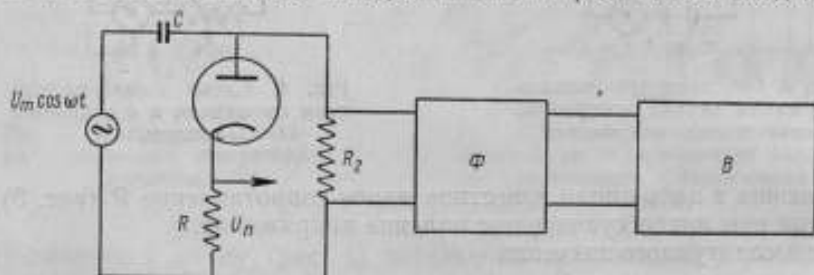


Рис. 6. Схема с электрометрическим вольтметром B или компенсатором: Φ — в. т. фильтр.

ника подключали к генератору стандартного сигнала и путем сравнения измеряли напряжение гармоники на выходе диодной схемы.

В качестве нагрузки R для диодной схемы был использован стандартный коаксиальный кабель от генератора стандартного сигнала ГСС-6, нагруженный на сопротивление 80 ом, имеющее отводы от 8 и 0,8 ом. Этот же кабель переключали на генератор стандартного сигнала.

На рис. 11 представлена зависимость напряжения на входе приемника от напряжения U_1 частоты f_1 , питающего диодную цепь, при использовании различных гармоник этой частоты. Частота приемника была постоянной и равнялась 1,5 МГц. Частота f_1 уменьшалась соответственно номеру гармоники n

$$f_1 = \frac{f_{\text{пр}}}{n} = \frac{1,5}{n} \text{ МГц.} \quad (10)$$

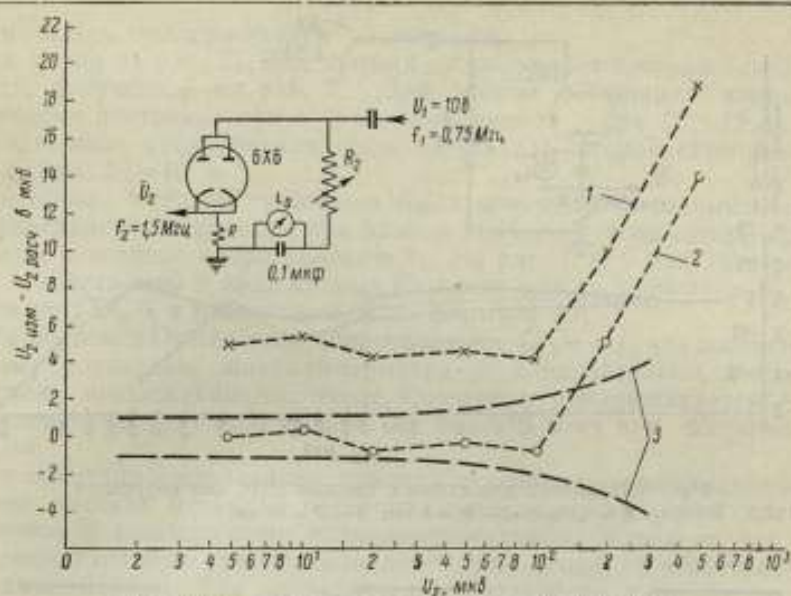


Рис. 7. Поправки для схемы с диодом 6X6, $R=8$ ом:
1—до коррекции; 2—после коррекции; 3—пределы наибольшей погрешности.

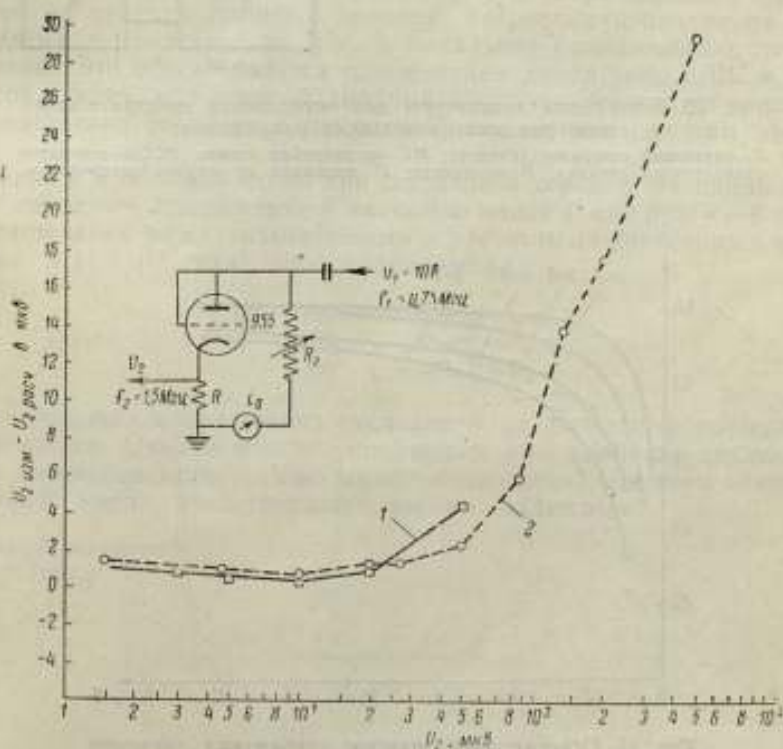


Рис. 8. Поправки для схемы с триодом 955 в диодном соединении:
1— $R=0,5$ ом; 2— $R=8$ ом.

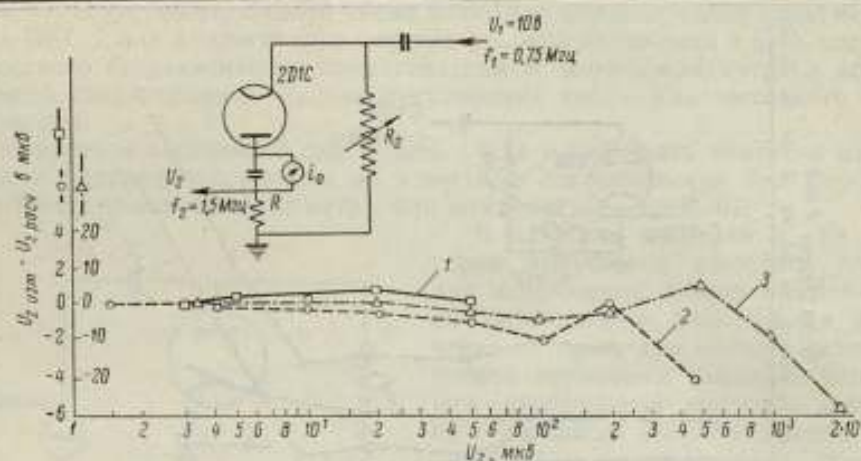


Рис. 9. Поправки для схемы с диодом 2Д1С без коррекции:
 1 - $R = 0,8$ ом; 2 - $R = 8$ ом; 3 - $R = 80$ ом.

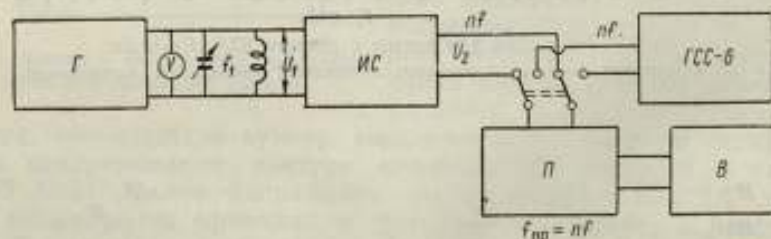


Рис. 10. Блок-схема аппаратуры для определения действительного значения воспроизводимого напряжения:
 Г - штатный генератор (куметр); ИС - исследуемая схема; ГСС-6 - генератор стандартного сигнала; В - вольтметр; П - приемник со вторым гетеродином.

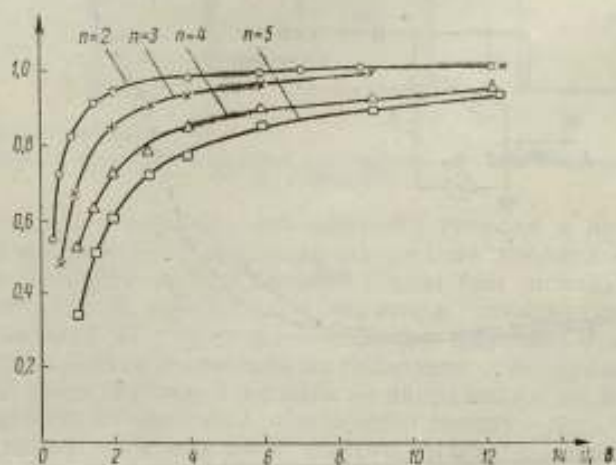


Рис. 11. Относительное значение напряжения гармоник на выходе диода в зависимости от амплитуды приложенного напряжения основной частоты (эксперимент).

Ток диода поддерживался постоянным.

Как видно из рис. 11, ход кривых соответствует теоретической зависимости, полученной на рис. 2. Для второй гармоники напряжение практически постоянно при $U_1 > 8$ в, для третьей — при $U_1 > 12$ в.

Дальнейшие исследования проводились для второй гармоники при напряжении $U_1 = 10$ в.

Описанным методом сравнения были измерены выходные напряжения приведенных выше схем при разных значениях тока диода, который менялся с помощью сопротивления R_2 . На рис. 7, 8, 9 результаты измерений представлены в виде кривых разности между значением U_2 , измеренным по ГСС-6 и рассчитанным по формуле (9).

При полном разрыве цепи сопротивления ($R_2 = \infty$), что соответствует нулевому показанию микроамперметра, а следовательно, и нулевому расчетному напряжению, на входе приемника обнаруживается некоторое малое начальное напряжение не более 5 мкв при сопротивлении $R = 8$ ом.

Как показало исследование, причина описанного заключается в недостаточно высокой изоляции потенциального конца диодной схемы по отношению к заземленному низкопотенциальному концу ее, что вызывает дополнительную утечку постоянного тока диода, не регистрируемую микроамперметром. Так как значение питающего напряжения неизменно, то ток утечки при постоянстве сопротивления утечки также неизменен, что вызывает постоянную погрешность для всех напряжений.

Действительно, кривые на рис. 7 и 8 оказываются несколько сдвинутыми относительно нулевой линии. При внесении коррекции, равной этому начальному напряжению, все кривые до определенного значения ложатся на нулевую линию в пределах погрешности измерения.

В схеме, приведенной на рис. 9, начальное напряжение отсутствует полностью. Это обеспечивается применением диода типа 2Д1С в «перевернутой схеме», при которой анодный колпачок хорошо изолирован и непосредственно соединен с микроамперметром, измеряющим весь ток диода.

Однако и в обычной схеме при достаточно хорошей изоляции можно свести начальное напряжение к значению менее 1 мкв при $R = 8$ ом.

Расхождения между измеренными и расчетными значениями не превышают $\pm(1\% + 1 \text{ мкв})$ при напряжениях

до 1000 мкв	$R = 80$ ом;
.. 300 ..	$R = 8$..
.. 50 ..	$R = 0,8$..

При больших напряжениях отклонение от расчетной формулы (8) увеличивается. Однако это несущественно, ибо наиболее трудным является воспроизведение самых малых напряжений и в этом отношении описанный метод представляется весьма надежным.

Поступила в редакцию

29/V 1959 г.

Б. Е. РАБИНОВИЧ

ВНИИМ

ОБРАЗЦОВЫЙ МЕТОД ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ МАЛЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ НА НЕСКОЛЬКИХ ГАРМОНИКАХ

В статье описывается образцовый метод и аппаратура для воспроизведения малых напряжений высокой частоты на гармониках и приводятся результаты экспериментального исследования

В предыдущей статье* автором описан метод воспроизведения малых напряжений высокой частоты, снимаемых с известного сопротивления R , включенного в цепь диодного детектора (рис. 1). При малых токах ам-

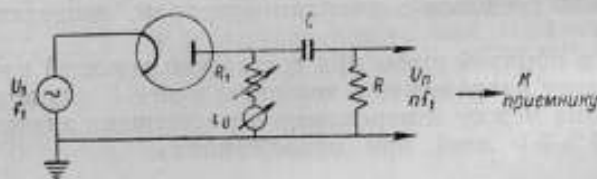


Рис. 1. Принципиальная схема метода воспроизведения малых напряжений на гармониках.

плитуда токов гармоник находится, при определенных условиях, в известном соотношении с постоянной слагающей тока диода i_0 , которая измеряется, например, микроамперметром. Приемник настраивается на одну из ближайших гармоник. Значение напряжения на входе приемника вычисляется по формуле

$$U = \sqrt{2} \cdot i_0 \cdot R. \quad (1)$$

Теория этого метода исходит из экспоненциальности вольтамперной характеристики диода и синусоидальности питающего напряжения. Расчетная формула (1) тем точнее, чем больше величина питающего напряжения.

Предварительное экспериментальное исследование показало вполне удовлетворительное совпадение расчетных и опытных данных при малых

* См. статью настоящего сборника, стр. 29.

тока диода и на сравнительно низкой частоте (1,5 МГц). На более высоких частотах имели место расхождения.

Было проведено дальнейшее исследование этого метода, имевшее целью:

1) установление причин расхождения расчетных и экспериментальных значений воспроизводимого напряжения при высоких частотах;

2) установление закономерности систематической погрешности при больших токах диода.

В результате исследования были найдены пути для использования этого метода при более высоких частотах и разработан новый вариант метода для больших токов диода, что значительно расширяет пределы выходного напряжения.

Исследование причин увеличения погрешности при повышении частоты

Установлено, что причиной увеличения расхождений между расчетным и действительным значением выходного напряжения при повышении частоты является несинусоидальность формы волны питающего диод напряжения. Напряжение гармоника частоты генератора, номер которой совпадает с номером гармоники, используемой на выходе, проникает через емкость катод-анод диода прямо на выход и складывается, в той или иной фазе, с основным напряжением. Чем выше частота и больше емкость, тем меньше емкостное сопротивление анод-катод и тем больше влияние несинусоидальности.

Измерение эквивалентной емкости анод-катод проводилось по схеме рис. 2.

На вход подавалось большое напряжение U_1 , измеряемое ламповым вольтметром; выходное напряжение той же частоты U_2 подавалось на приемник, чувствительность которого определялась с помощью ГСС на данной частоте. Измерение проводилось на ряде частот. Величина емкости оказалась равной 2,2 пф при сборке схемы без специальных предосторожностей (подобно схемам, исследовавшимся автором ранее)*. Между тем, емкость $C_{ак}$ диода 2Д1С (или SA-100) по конструктивным данным должна быть порядка 0,2 пф. Следовательно, кроме емкости $C_{ак}$, имела место большая паразитная емкость монтажа. Для исключения последней была сконструирована и изготовлена специальная головка для диода, схематически изображенная на рис. 3. Диод помещается в узкой металлической трубке, соединенной с корпусом (землей), которая устраняет все паразитные емкостные связи катодной цепи с анодной цепью. Измерения эквивалентной емкости диода здесь дали $C_{ак} = 0,2$ пф, т. е. величину, в 10 раз меньшую и близкую к расчетной. Тем же методом была измерена емкость диода при разной величине постоянной слагающей тока диода. Входное переменное напряжение равнялось 10 мв, при этом сопротивление электронной проводимости диода

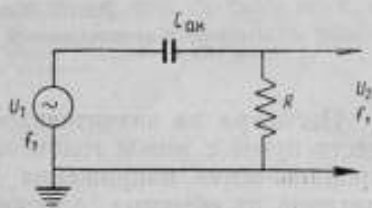


Рис. 2. Эквивалентная схема при определении емкости анод-катод диода при холодном катоде.

$$R_{гг} = \frac{1}{K I_0} \quad (2)$$

* См. статью настоящего сборника, стр. 29.

Согласно эквивалентной схеме (рис. 4) напряжение на сопротивлении R равно

$$U_2 = RU_1 \cdot \sqrt{K^2 i_0^2 + (2\pi f_1 C_{\text{ан}})^2}. \quad (3)$$

Значение параметра диода $K=10,2$. Зависимость $C_{\text{ан}} = \varphi(i_0)$ показана на рис. 5. Как видно, емкость горячего диода в 1,5 раза больше, чем холодного, и от величины постоянной слагающей мало зависит.

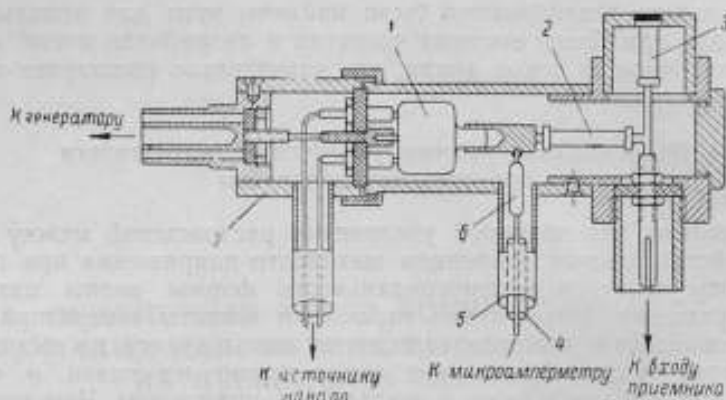


Рис. 3. Конструкция диодной головки:

1—диод; 2—разделительный конденсатор C ; 3—высокочастотное сопротивление R ; 4—оплетка экрана от утечек; 5—внешняя оплетка (корпус); 6—часть сопротивления R ; 7—корпус.

Несмотря на значительное улучшение работы на высоких частотах, достигнутое с новой головкой за счет снижения паразитной емкости, проникновение напряжения гармоник генератора, имевшее место при питании от обычных лабораторных источников высокой частоты без специальной фильтрации, было все же недопустимо большим, особенно при низких номерах используемой гармоники (2-я и 3-я гармоники).

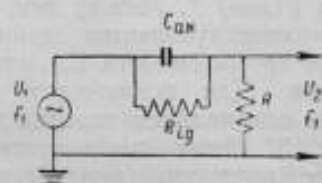


Рис. 4. Эквивалентная схема диодной головки при горячем катоде.

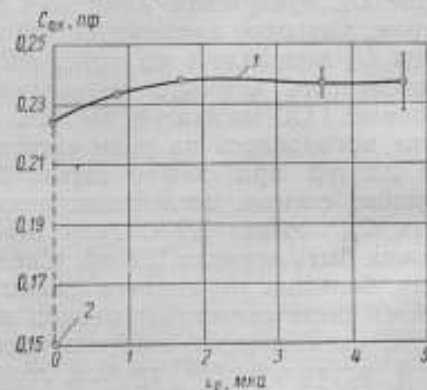


Рис. 5. Зависимость емкости диода от тока диода:
1—горячий диод; 2—холодный диод.

Применением системы фильтрующих контуров к питающему диод генератору типа ГСС-6 удалось получить значительное улучшение формы кривой в большей части частотного диапазона.

Однако наибольший эффект дал новый метод измерения при более высоких номерах гармоник, которые менее интенсивны в питающем напряжении. Этот метод также решил проблему использования больших токов диода, выходящих за пределы экспоненциального участка.

**Исследование коэффициентов разложения тока диода
и метод воспроизведения малых образцовых напряжений
на нескольких гармониках**

Как уже указывалось, метод воспроизведения образцовых напряжений малой величины основан на закономерной связи между током гармоники и постоянной слагающей тока диода. В области малых токов вольтамперная характеристика диода весьма удовлетворительно описывается экспонентой

$$i = Ge^{Ku}, \quad (4)$$

где G — ток диода при $u=0$;
 K — параметр диода.

Соотношение между током n -й гармоники и постоянной слагающей определяется формулой

$$\frac{i_n}{i_0} = 2 \frac{I_n(KU_m)}{I_0(KU_m)}, \quad (5)$$

где I_0 и I_n — бesselевы функции от чисто мнимого аргумента, соответственно, нулевого и n -го порядка;

U_m — амплитуда напряжения, приложенного к диоду.

При увеличении напряжения отношение $\frac{I_n(KU_m)}{I_0(KU_m)}$ асимптотически стремится к единице, однако тем медленнее, чем больше n , т. е. чем выше номер используемой гармоники. Выясним возможность внесения поправок.

Обозначив

$$0,5 \frac{i_n}{i_0} = L, \quad (6)$$

получаем после преобразований разложение

$$L = \frac{I_n(KU_m)}{I_0(KU_m)} = 1 - \frac{n^2}{2KU_m} + \frac{1}{2} \left(\frac{n^2}{2KU_m} \right)^2 - \frac{1}{6} \left(\frac{n^2}{2KU_m} \right)^3 + \dots \quad (7)$$

При больших значениях KU_m

$$L \cong 1 - \frac{n^2}{2KU_m}. \quad (8)$$

Погрешность за счет отбрасывания последующих членов разложения

$$\frac{\Delta L}{L} < \frac{1}{2} \left(\frac{n^2}{2KU_m} \right)^2. \quad (9)$$

Если поправка $\frac{n^2}{2KU_m} < 10\%$, то $\frac{\Delta L}{L} < 0,5\%$.

Таким образом, при больших номерах гармоник по известным значениям K , U_m и n можно вычислить поправку $\frac{n^2}{2KU_m}$ и определить действительное отношение тока гармоники к постоянной слагающей.

Может быть использован, однако, другой метод определения поправок, не требующий измерения K и U_m . Заключается он в том, что заданное падение напряжения от тока гармоники i_n на сопротивлении R , поступающее на вход приемника, воспроизводится дважды при разной частоте, но постоянном значении подводимого к диоду напряжения.

Частоты выбираются таким образом, чтобы приемник, настроенный в первом случае на a -ю гармонику, оказался во втором случае настроенным уже на другую, b -ю гармонику частоты подводимого напряжения без перестройки (например, $\pi f_1 = 2 \text{ МГц} = \text{const}$, $f_1 = 0,5 \text{ МГц}$, $a = 4$, $f_2 = 0,4 \text{ МГц}$, $b = 5$).

Поскольку L зависит от номера гармоники, постольку для воспроизведения равных токов гармоник $i_{na} = i_{nb}$ придется установить разные постоянные слагающие i_{0a} и i_{0b} .

Обозначив $c = \frac{1}{2KU_m}$, получим из формул (8) и (6):

$$\left. \begin{aligned} L_a &= 1 - ca^2 = 0,5 \frac{i_{na}}{i_{0a}} \\ L_b &= 1 - cb^2 = 0,5 \frac{i_{nb}}{i_{0b}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

После преобразований находим коэффициент

$$c = \frac{i_{0a} - i_{0b}}{n^2 i_{0a} - m^2 i_{0b}}. \quad (11)$$

Зная этот коэффициент, можно вычислить L_a для a -й гармоники при постоянных K и U_m . Значение выходного напряжения

$$U = \sqrt{2} \cdot L_a \cdot i_{0a} \cdot R = \sqrt{2} (1 - ca^2) i_{0a} \cdot R. \quad (12)$$

Практически, для увеличения точности, удобнее производить эти измерения на нескольких гармониках, построив прямую $\frac{A}{i_{0i}} = \mp (a_i^2)$, тангенс угла наклона которой равен c (A — коэффициент пропорциональности). Продолжая прямую до пересечения с осью ординат, находим ординату точки пересечения $y_0 = \frac{A}{i_{0i}}$ и значение выходного напряжения

$$U = \sqrt{2} \cdot i_{0i} \cdot R = \sqrt{2} \cdot \frac{A}{y_0} \cdot R. \quad (13)$$

При экспериментальной проверке этих соотношений оказалось, что квадратичная зависимость поправки L от номера гармоники имеет место не только при малых токах, но и при больших токах диода, заведомо выходящих за пределы экспоненциального участка характеристики. Анализ коэффициентов разложения других форм импульсов анодного тока подтвердил закономерность этой зависимости.

Для конусоидального импульса с углом отсечки θ

$$L_{\text{кос}} = 1 - \frac{\pi^2 \theta^2}{10} + \frac{\pi^2 \theta^4}{600} - \dots \cong 1 - \frac{\pi^2 \theta^2}{10}. \quad (14)$$

Для прямоугольного импульса длительностью $\alpha \pi$ радиан

$$L_{\text{прям}} = 1 - \frac{(\pi \alpha)^2}{6} + \frac{(\pi \alpha)^4}{120} - \dots \cong 1 - \frac{(\pi \alpha)^2}{6}. \quad (15)$$

Как видно, независимо от формы импульса при не очень больших π и при достаточно острых импульсах, для которых справедливы приближения (8), (14), (15), убывание амплитуды гармоники пропорционально квадрату номера последней. Отсюда следует важный вывод о том, что описанный выше метод воспроизведения малых напряжений на несколь-

ких гармониках может быть использован также и при больших токах диода, выходящих за пределы экспоненциального участка характеристики. Форма анодного тока при достаточно коротких импульсах не влияет на квадратичный характер закона убывания амплитуды гармоники с увеличением ее номера до известного предела при условии, что амплитуда подводимого к диоду напряжения (а следовательно, и угол отсечки) остается постоянной в данной серии измерений на ряде гармоник. Описанный метод имеет еще и то преимущество по сравнению с измерением на одной гармонике, что здесь легко обнаруживаются погрешности от проникновения напряжения гармоник генератора на вход приемника. При наличии проникновения наблюдается систематическое отклонение значения в данной точке графика от значения, соответствующего усредняющей прямой линии, проведенной через остальные точки.

Экспериментальная часть

Выведенные выше соотношения были проверены экспериментально.

Схема эксперимента показана на рис. 6. В качестве генератора, питающего цепь диода, используется ГСС-6. Напряжение с катушки связи усилительного каскада подается на фильтрующий контур L_{Φ} , C_{Φ} , который настраивается на частоту генератора. Благодаря резонансному

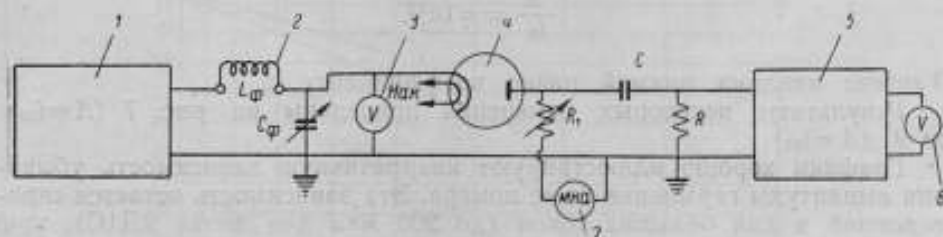


Рис. 6. Блок-схема установки для воспроизведения малых напряжений:
1—генератор ГСС-6; 2—фильтр; 3—вольтметр ВКС-7; 4—диод; 5—приемник; 6—ламповый вольтметр;
7—микроамперметр.

усилению на конденсаторе можно получить до 100 в и более при малом содержании гармоник. Это напряжение подводится к катодной цепи диода 2Д1С, и величина его измеряется вольтметром типа ВКС-7. В анодную цепь диода включено через разделительный конденсатор C безреактивное сопротивление R_1 , в качестве которого использовалось оконечное сопротивление от генератора ГСС-6 на 80 ом. Переменная слагающая тока диода проходит через эту цепь и создает падение напряжения на сопротивлении R_1 , которое является входным для приемника. Постоянная слагающая тока диода проходит через переменное сопротивление R_1 и измеряется микроамперметром.

Падение на R_1 создает смещение рабочей точки диода, определяющее при данной величине подводимого напряжения ток диода. Ламповый вольтметр на выходе приемника служит индикатором величины входного напряжения приемника.

Последовательность операций следующая. Приемник настраивается на заданную частоту (например, 8 МГц). Шкала генератора устанавливается приблизительно на 2-ю субгармонику (4 МГц). Конденсатор фильтра C_{Φ} настраивается в резонанс на эту же частоту с помощью вольтметра ВКС-7. Регулировкой выходного напряжения генератора устанавливается заданное для данной серии напряжение по этому

вольтметру (например, 30 θ). Регулировкой сопротивления R_1 устанавливается заданное значение постоянной слагающей тока диода i_0 (например, 1 $\mu\text{ка}$). Затем приемник точно настраивается на максимум отклонения выходного индикатора, причем чувствительность приемника выбирается такой, чтобы получить отклонение индикатора до заданной отметки. В дальнейшем, в процессе снятия точек на всей серии гармоник, чувствительность приемника не меняется, что обеспечивает воспроизведение на его входе постоянного по величине напряжения, а это, в свою очередь, гарантирует равенство токов данной частоты i_n для всех номеров гармоник.

Фиксируется частота генератора f_1 , номер используемой гармоники n_1 , выходное напряжение генератора U_1 и тока диода i_{01} .

Затем генератор перестраивается на следующую (3-ю) субгармонику частоты приемника, фильтр перестраивается в новое положение резонанса, приемник подстраивается до точного резонанса. Регулировкой сопротивления R_1 устанавливаются ту же самую отметку на индикаторе приемника и фиксируют новое значение тока диода.

По мере увеличения номера используемой гармоники постоянный ток диода приходится все время увеличивать для воспроизведения одного и того же тока гармоники, как это и следует из теории.

Получив ряд значений токов, соответствующих ряду номеров гармоник, строят прямую

$$\frac{A}{i_{01}} = \varphi(n_1^2).$$

Тангенс наклона прямой равен коэффициенту c .

Результаты некоторых измерений приведены на рис. 7 ($A=i_{02}$) и 9 ($A=i_{03}$).

Графики хорошо иллюстрируют квадратичную зависимость убывания амплитуды гармоники от ее номера. Эта зависимость остается справедливой и для больших токов (до 200 $\mu\text{ка}$ для диода 2Д1С), при которых характеристика диода сильно отличается от экспоненты, что находится в соответствии со сделанным ранее выводом о том, что форма острого импульса не влияет на квадратичный характер закона убывания амплитуды.

В проводившихся измерениях наибольший ток диода достигал 200 $\mu\text{ка}$, наименьший ток — 0,55 $\mu\text{ка}$. Проведению исследования при еще меньших токах препятствовала недостаточная чувствительность и высокий уровень собственных шумов приемника.

Измерения проводились на частотах приемника от 2 до 24 Мгц , и какой-либо зависимости от частоты основной закономерности, выражаемой формулой (10), не обнаружено.

В качестве сопротивления R при экспериментировании использовалось оконечное проволочное высокочастотное сопротивление от генератора ГСС-6 на 80, 8 и 0,8 ом . Поскольку частотные погрешности этого сопротивления влияют на правильность значения воспроизводимого напряжения, в конструкции измерительной головки с диодом предусмотрено использование специальных безреактивных сопротивлений.

Пределы наибольшего воспроизводимого напряжения определяются величиной наибольшего тока диода и сопротивления R . При $i_0=220 \mu\text{ка}$ и $R=70 \text{ ом}$ $U_{\text{max}}=20 \text{ мв}$.

Наименьшее воспроизводимое напряжение определяется наименьшим, достаточно точно измеряемым, значением постоянной составляющей тока диода и наименьшим значением сопротивления. При $i_0=0,1 \mu\text{ка}$ и $R=0,01 \text{ ом}$ (по типу, применяемому в измерителях доброт-

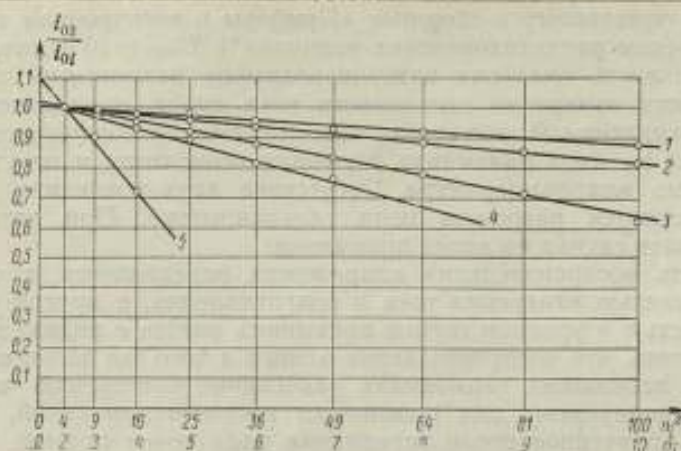


Рис. 7. Зависимость относительного значения амплитуд гармоник от их номера; $n f_1 = 2.2$ МГц; $U_1 = 30$ в;
 1- $I_0 = 1.92$ мкА; 2- $I_0 = 3.84$ мкА; 3- $I_0 = 11.5$ мкА; 4- $I_0 = 23$ мкА;
 5- $I_0 = 216$ мкА.

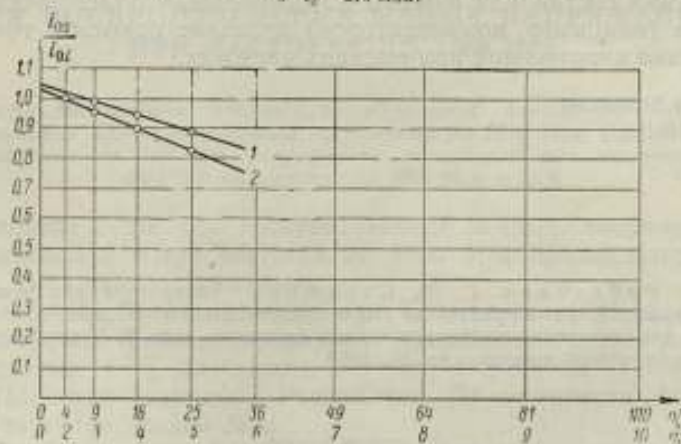


Рис. 8. Зависимость относительного значения амплитуд гармоник от их номера; $n f_1 = 2.2$ МГц; $U_1 = 100$ в;
 1- $I_0 = 112$ мкА; 2- $I_0 = 216$ мкА.

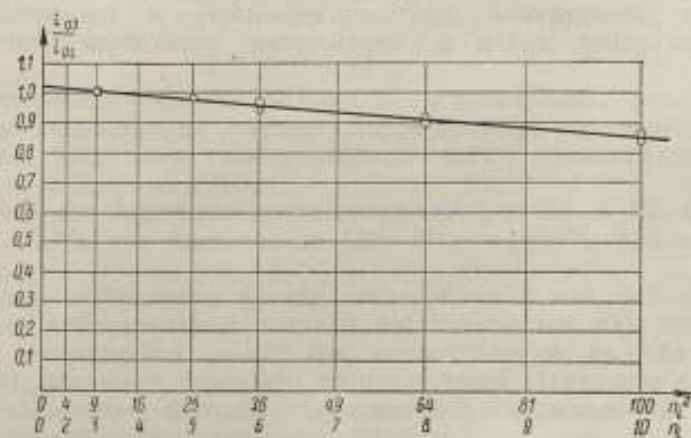


Рис. 9. Зависимость относительного значения амплитуд гармоник от их номера;
 □ - $n f_1 = 8$ МГц; $U_1 = 20$ в; $I_0 = 0.55$ мкА. ○ - $n f_1 = 24$ МГц; $U_1 = 20$ в;
 $I_0 = 0.55$ мкА.

ности или описанному в сборнике «Приборы и электронная аппаратура для измерения радиотехнических величин»*) $U_{\min} \approx 10^{-3}$ мкв.

Правильность значения воспроизводимого напряжения зависит от правильности измерения постоянного тока диода, правильности значения сопротивления R , отсутствия систематических погрешностей от проникновения на вход приемника гармоник генератора и от утечки тока диода мимо микроамперметра. Отсутствие двух последних погрешностей проверяется разрывом цепи гальванометра. При этом должен отсутствовать сигнал на входе приемника.

Точность воспроизведения напряжения определяется, с одной стороны, точностью измерения тока и сопротивления, с другой стороны — стабильностью и уровнем шумов приемника вместе с индикатором. Следует заметить, что воспроизведение одного и того же выходного напряжения на нескольких гармониках равноценно повторению числа измерений, практикуемому для повышения точности измерений, и среднее значение, полученное после усреднения ряда точек прямой, будет тем более точным, чем больше точек используется.

В проводившихся измерениях наибольший разброс отдельных точек от средней прямой не превосходил 2% и наибольшая погрешность среднего значения составляла менее 1%. Применение более точных измерителей тока (например, компенсаторов) позволит повысить точность воспроизведения напряжений при высоких частотах.

Поступила в редакцию
29/V 1959 г.

* Б. Е. Рабинович, Г. М. Стрижков. Аппаратура для воспроизведения малых напряжений на частотах до 1000 Мгц, Сборник «Приборы и электронная аппаратура для измерения радиотехнических величин», вып. 3. Центральный институт технико-экономической информации, М., 1960.

Г. М. СТРИЖКОВ
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОБРАЗЦОВОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ МАЛЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ЧАСТОТАХ ДО 1000 Мгц

В статье рассмотрены погрешности образцовой аппаратуры для воспроизведения малых напряжений на частотах до 1000 Мгц. Показано, что на частотах до 500 Мгц погрешность воспроизведения не превышает $\pm 0,7\%$ и на частотах до 1000 Мгц $\pm 1,8\%$.

В последние годы для воспроизведения малых напряжений — порядка микровольт — при частотах до 1000 Мгц применяются так называемые «микрорепроизводители».

Так, например, Национальное Бюро Стандартов (США) с помощью «микрорепроизводителей» воспроизводит напряжения от 100 мкв и выше с погрешностью $\pm 5\%$ на частоте 900 Мгц и $\pm 3\%$ на частоте 500 Мгц [1, 2]. В Польской Народной Республике [3] достигнута погрешность $\pm 1\%$ на частотах до 100 Мгц.

В 1957—1958 гг. во ВНИИМ были исследованы некоторые методы воспроизведения малых напряжений при высоких частотах (до 1000 Мгц). К ним относятся: метод известного тока и сопротивления (с термисторным и термоэлектрическим измерителем тока), метод деления известного напряжения и метод генератора гармоник.

В результате сличения установок, использующих различные методы, и исследования их погрешностей в качестве образцового был выбран метод известного тока и сопротивления с термисторным мостом в качестве измерителя тока.

Погрешность воспроизведения напряжений от 0,1 до 100 мкв не превышала $\pm 1,8\%$ при частотах до 1000 Мгц и $\pm 0,7\%$ при частотах до 500 Мгц.

Сущность выбранного метода заключается в том, что напряжение на выходе измерительной головки рассчитывается как произведение значения низкоомного ($\sim 10^{-3}$ ом) сопротивления на значение тока ($\sim 10^{-3}$ а), текущего через это сопротивление. Измерение тока производится косвенным методом по известной поглощенной мощности в термисторе и сопротивлению последнего.

Конструкция измерительной головки этого источника приведена

на рис. 1. Термистор типа ТШ-2Б расположен непосредственно у низкоомного сопротивления и имеет сопротивление постоянному току 50—100 Ω . Измерение поглощенной мощности производится термисторным мостом [4], разработанным во ВНИИМ.

Анализ погрешностей образцового источника малых напряжений излагается ниже.

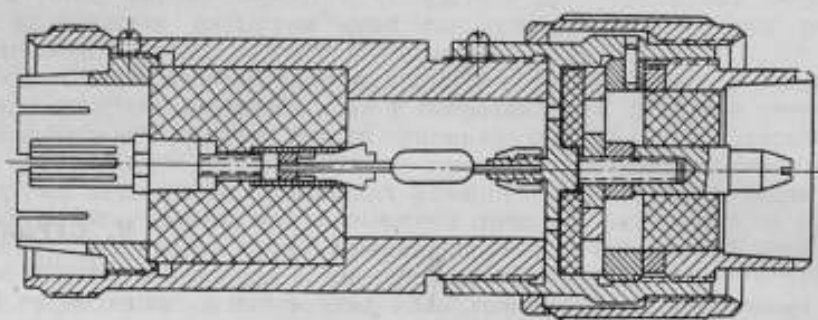


Рис. 1.

Расчетная формула

В работе Селби [5] было показано, что пленочные сопротивления в виде тонких дисков имеют небольшую реактивность. Рассматривая отрезок коаксиальной линии с металлической пленкой постоянной толщины d , расположенной без эксцентриситета перпендикулярно оси, как линию передачи с проводящей средой, Селби получил выражение для модуля полного сопротивления передачи

$$Z_m = \frac{|U_n|}{I_n} = R_n \sqrt{\left(1 - \frac{7}{90} \cdot \frac{d^2}{b^2}\right)^2 + \frac{1}{9} \cdot \frac{d^2}{b^2}} \quad (1)$$

где U_n , I_n — соответственно напряжение на выходе и ток на входе пленки;

R_n — сопротивление пленки на постоянном токе;

b — глубина погружения тока, зависящая от частоты и материала пленки.

Формула (1), полученная для идеализированных условий (в предположении электрической и геометрической симметрии пленки*), не учитывает влияния непостоянства толщины пленки в различных точках и ее эксцентриситета относительно подводящей линии, что имеет место для изготавливаемых, в частности методом вжигания, пленок. Влияние указанной несимметрии по-разному сказывается на тонких и толстых пленках. Рассмотрим качественную сторону вопроса на частотах до 1000 Мгц.

Условимся в дальнейшем под частотной характеристикой низкоомного сопротивления в виде металлической пленки понимать зависимость значения выходного напряжения при постоянном по величине входном токе от частоты.

* Под электрической и геометрической симметрией будем понимать соответственно постоянство сопротивления и индуктивности «элементарных» полосок пленки в направлении радиуса и постоянство разности наружного и внутреннего радиусов пленочного сопротивления.

В упомянутой работе [5] показано, что для входного тока пленочное сопротивление обладает реактивностью индуктивного характера, причем полная индуктивность L_n пленочного сопротивления складывается из собственных индуктивностей L_i «элементарных» полосок, включенных параллельно, и взаимных индуктивностей M между ними. При прохождении через металлическую пленку тока сверхвысокой частоты (с. в. ч.), постоянного по значению, но изменяющегося по частоте, напряжение на входе пленки растет с частотой вследствие индуктивного характера полного сопротивления пленки, в то время как сила тока, проникнувшего через пленку, уменьшается с частотой вследствие скин-эффекта. Напряжение на выходе пленки зависит как от величины входного напряжения, так и от величины выходного тока, вследствие чего частотная характеристика пленочного низкоомного сопротивления определяется соотношением между этими величинами. Как следует из тео-

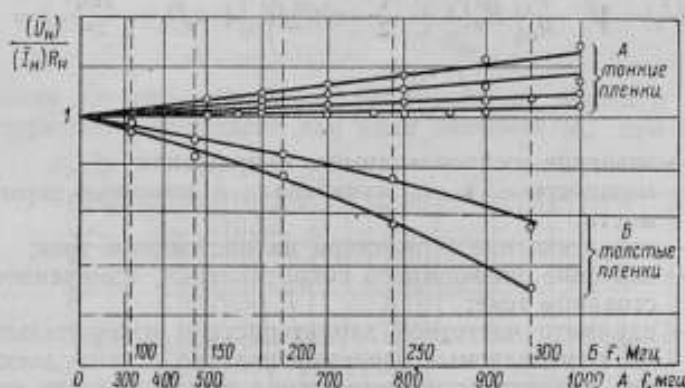


Рис. 2.

ри Селби, справедливой только для симметричных пленок, уменьшение с частотой силы выходного тока происходит быстрее, чем рост входного напряжения, вследствие чего выходное напряжение с частотой уменьшается.

Указанное выше соотношение между входным напряжением и выходным током нарушается, если пленки имеют малую толщину ($d < 1 \mu\text{к}$) и некоторую несимметрию, увеличивающую индуктивность пленки со стороны входа. В этих условиях входное напряжение возрастает с частотой, в то время как выходной ток почти не изменяется. В силу этого выходное напряжение также возрастает с частотой. На рис. 2 приведены частотные характеристики изготовленных нами низкоомных сопротивлений в виде тонких пленок серебра, вожженных в керамическую подложку. Исследования показали, что частотная характеристика этих сопротивлений в диапазоне до 1000 МГц имеет квадратичную зависимость от частоты

$$|\bar{U}_n| = I_n \cdot R_n (1 + af^2), \quad (2)$$

где a — коэффициент пропорциональности.

Заметим, что рекомендуемый Селби критерий $\frac{d}{\delta} < 0,5$ не обеспечивает полную безреактивность низкоомных сопротивлений, если они обладают несимметрией. В этих условиях единственным критерием пригодности сопротивлений является их частотная характеристика, определяемая экспериментально.

В отличие от предыдущего случая, напряжение на выходе толстых пленок (рис. 2) ($d > 10 \text{ мк}$) как симметричных, так и несимметричных, с ростом частоты становится меньше вследствие того, что выходной ток уменьшается значительно быстрее, чем растет входное напряжение.

Для измерения тока I_n , текущего через низкоомное сопротивление, нами был использован термисторный мост. Однако ввиду того, что бусинка термистора шунтируется емкостью C_w [6], напряжение на выходе сопротивления будет дополнительно увеличиваться с частотой. Кроме того, если термистор расположен на некотором расстоянии l от сопротивления, выходное напряжение ввиду волнового распределения тока также будет зависеть от l , и полная расчетная формула получит вид

$$|\bar{U}_n| = \sqrt{\frac{P_T}{R_{T0}}} R_n \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \omega^2 C_w^2 R_{T0}^2 + a f^2 + \frac{2\pi^2 l^2}{\lambda^2} \right) = \sqrt{\frac{P_T}{R_{T0}}} R_n (1 + D_0 f^2), \quad (3)$$

- где U_n — значение воспроизводимого напряжения;
 P_T — мощность с. в. ч., измеренная с помощью термисторного моста;
 R_{T0} — сопротивление термистора на постоянном токе;
 R_n — значение низкоомного сопротивления, измеренное на постоянном токе;
 D_0 — параметр частотной характеристики измерительной головки, определяемый экспериментально и учитывающий влияние реактивностей термистора и низкоомного сопротивления;
 f, λ — соответственно рабочая частота и длина волны.

Анализ погрешности

Полная погрешность воспроизведения напряжения U_n в соответствии с расчетной формулой (3) складывается из частных погрешностей, обусловленных неточностями значений следующих величин: 1) мощности; 2) сопротивления термистора на постоянном токе; 3) низкоомного сопротивления на постоянном токе; 4) параметра частотной характеристики источника; 5) частоты.

Рассмотрим эти частные погрешности.

Погрешность σ_{01} , обусловленная неточностью значения мощности P_T

Эта частная погрешность определяется как свойствами измерителя мощности (термисторного моста), так и свойствами термистора при с. в. ч. Систематическая погрешность измерения мощности учитывается нами (см. ниже) совместно с прочими частотными погрешностями путем экспериментального определения параметра D_0 частотной характеристики измерительной головки. Одна из составляющих случайной погрешности измерения мощности P_T определяется метрологическими качествами применяемого термисторного моста. Нами, в частности, был использован разработанный во ВНИИМ образцовый термисторный мост

типа МТО-1, имеющий предельную погрешность измерения мощности $\Delta'_{\max} = \pm (0,09 + \frac{23}{R_{\text{нклп}}}) \%$ и нормальное распределение погрешностей [4].

Для определения погрешности σ'_{01} , обусловленной неточностью измерения мощности $P_{\text{т}}$, возьмем частную производную $\frac{\partial |U_{\text{н}}|}{\partial P_{\text{т}}}$ и, переходя к погрешностям, получим

$$\sigma'_{01} = \frac{1}{2} \frac{\Delta'_{\max}}{3}$$

Выражая $P_{\text{т}}$ через $|U_{\text{н}}|$, $R_{\text{т0}}$ и $R_{\text{н}}$, получим

$$\sigma'_{01} = \frac{1}{6} \left(0,09 + \frac{23 \cdot 10^{-6} \cdot R_{\text{н}}^2}{U_{\text{н}}^2 \cdot R_{\text{т0}}} \right) \% \quad (4)$$

Изменение погрешности σ'_{01} в зависимости от значения воспроизводимого напряжения приведено для ряда значений $R_{\text{н}}$ при двух значе-

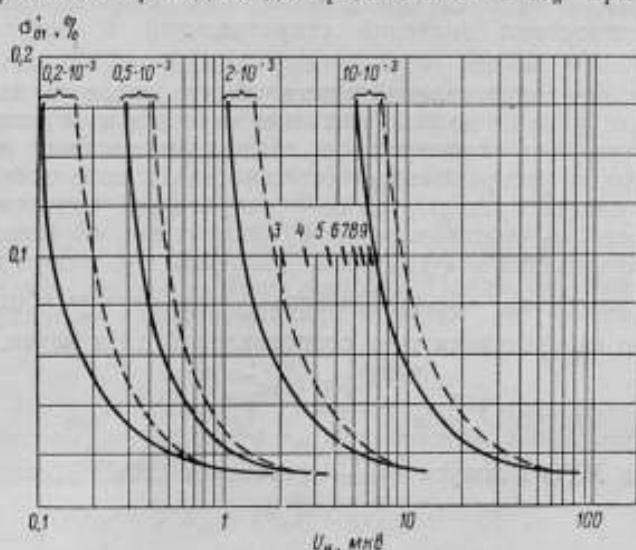


Рис. 3.

ниях $R_{\text{т0}}$ на рис. 3, из которого видно, что для снижения погрешности σ'_{01} следует соответствующим образом выбирать значения $R_{\text{н}}$ низкоомных сопротивлений. Для воспроизведения напряжений от 0,1 до 100 мкВ нами были выбраны следующие значения $R_{\text{н}}$ (при $R_{\text{т0}} = 50-75 \text{ ом}$): $0,2 \cdot 10^{-3}$; $2,5 \cdot 10^{-3}$ и $9 \cdot 10^{-3} \text{ ом}$. В этом случае погрешность σ'_{01} будет находиться в пределах $\pm (0,02 \div 0,2) \%$. Считая, что воспроизведение значений от 0,1 до 100 мкВ равновероятно, принимаем $\sigma_{01} = \pm 0,1 \%$. Заметим, что для указанных значений сопротивлений допустимы отклонения в пределах $\pm 25 \%$, так как в этом случае погрешность σ'_{01} изменяется незначительно.

При использовании генераторов сигналов, имеющих некоторую нестабильность уровня выходной мощности, случайная погрешность σ_{01} увеличится. Экспериментально установлено, что дополнительная погреш-

ность Δ_{\max}'' , обусловленная нестабильностью, при использовании генераторов типа ГСС-12, не превосходит $\pm 0,1\%$ на частоте 500 МГц и $\pm 0,15\%$ на частоте 1000 МГц. Принимая равновероятное распределение погрешностей в указанных пределах, найдем $\sigma_{01}'' = \frac{0,10}{\sqrt{3}} = 0,06\%$ ($f=500$ МГц) и $\sigma_{01}'' = \frac{0,15}{\sqrt{3}} = 0,09\%$ ($f=1000$ МГц).

Таким образом, погрешность σ_{01} , обусловленная неточностью значения мощности P_T , будет:

$$\sigma_{01} = \sqrt{(\sigma_{01}')^2 + (\sigma_{01}'')^2} \approx 0,12\% \quad (f=500 \text{ МГц});$$

$$\sigma_{01} = 0,14\% \quad (f=1000 \text{ МГц}).$$

Погрешность σ_{02} , обусловленная неточностью определения значения сопротивления R_{T0} термистора на постоянном токе

При измерении мощности термистор включается в схему моста постоянного тока. В этом случае значение его сопротивления определяется погрешностями значений сопротивлений R остальных плеч моста.

При подгонке сопротивлений моста обычно задается допуск Δ_{\max}''' , за пределы которого не должно выходить значение этих сопротивлений. Не имея достаточных статистических данных, по которым можно было бы определить закон распределения погрешностей в поле допуска, будем считать, что они распределяются по закону равной вероятности.

Погрешность σ_{02} воспроизведения напряжения, обусловленная неточностью определения значения сопротивления термистора на постоянном токе σ_T , равна $\sigma_{02} = \frac{1}{2} \sigma_T$. Поскольку погрешность σ_T определяется погрешностью σ_R значения трех сопротивлений плеч моста, то

$$\sigma_{02} = \frac{1}{2} \sqrt{3} \sigma_R = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\Delta_{\max}'''}{\sqrt{3}} = 0,5 \cdot \Delta_{\max}''' \quad (5)$$

Для моста МТО-1 допуск Δ_{\max}''' составляет $\pm 0,02\%$, следовательно, $\sigma_{02} = 0,01\%$.

Погрешность σ_{03} , обусловленная неточностью определения значения R_n низкоомного сопротивления на постоянном токе

Погрешность значения R_n низкоомного сопротивления определяют следующие источники: погрешность измерительной схемы, колебания внешней температуры, разогрев сопротивления током в процессе измерения и нестабильность (старение) сопротивлений во времени. Многократные измерения R_n производились с помощью низкоомного потенциометра типа ППТН-1 и образцовой катушки сопротивления 0,01 ом. Средняя квадратичная погрешность результата S_{01} десяти измерений равнялась 0,1%. Погрешности образцового сопротивления и потенциометра ППТН-1 нами не учитывались, поскольку они значительно меньше S_{01} .

Низкоомные сопротивления, примененные нами для воспроизведения малых напряжений, выполнены в виде тонких металлических (серебряных) пленок, вожатых в керамическую подложку. Вследствие этого изменение внешней температуры приводит к изменению значений этих

сопротивлений. Температурный коэффициент равен 0,0028. Для исключения систематической погрешности, обусловленной отклонением температуры сопротивления при его использовании, от температуры, при которой было измерено его значение, вводится соответствующая поправка.

Если случайные колебания температуры окружающей среды не превосходят $\pm 0,5$ град, то отклонение значения сопротивления R_n не превысит

$$|\Delta R_n|_{\max} = 0,5 \cdot 0,0028 = \pm 0,14\%.$$

Полагая, что колебания температуры в указанном интервале распределены по равновероятному закону, находим среднюю квадратичную погрешность введения температурной поправки

$$\sigma'_{03} = \frac{|\Delta R_n|_{\max}}{\sqrt{3}} = 0,09\%. \quad (6)$$

Ток, проходящий через низкоомное сопротивление, разогревает его при измерении и вносит тем самым систематическую погрешность θ_3 . Как показали проведенные нами эксперименты, при токах менее 1 а погрешность θ_3 не превышает $10^{-3}\%$, вследствие чего ею можно пренебречь.

Низкоомные сопротивления, примененные нами, несколько изменяют свое значение R_n с ходом времени. После трехмесячной выдержки увеличение сопротивления происходит приблизительно на 0,20% за месяц. Ввиду этого целесообразно производить ежемесячные контрольные измерения и вводить соответствующую поправку. Учитывая целесообразность контроля значения каждого сопротивления за месяц, найдем, что средняя поправка будет равна $+0,1\%$, а погрешность, обусловленная «старением», не превысит $\pm 0,1\%$ от среднего значения, если поправки не вводятся в течение месяца. Принимая равновероятный закон распределения этой погрешности, получим

$$\sigma''_{03} = \frac{0,1}{\sqrt{3}} = 0,06\%.$$

Таким образом, погрешность σ_{03} , обусловленная погрешностью определения значения R_n на постоянном токе, будет

$$\sigma_{03} = \sqrt{\sigma_{01}^2 + (\sigma'_{03})^2 + (\sigma''_{03})^2} = 0,15\%. \quad (7)$$

Погрешность σ_{04} , обусловленная неточностью определения параметра D_0 частотной характеристики измерительной головки

Расчетная формула (3) может быть представлена в виде

$$U_n = U_0 + Df^2, \quad (8)$$

где

$$U_0 = \sqrt{\frac{P_r}{R_{\Sigma 0}}} \cdot R_n;$$

$$D = D_0 U_0.$$

Если при постоянной поглощенной мощности P_r по оси ординат линейно откладывать выходное напряжение, а по оси абсцисс — квадрат частоты, то частотная характеристика будет иметь вид прямой линии, причем тангенс угла наклона этой прямой равен D . На этом основан экспериментальный метод определения параметра D_0 частот-

ной характеристики при помощи измерения напряжения $U_{нi}$ на различных частотах f_i . Измерение $U_{нi}$ производилось градуированным по напряжению приемником типа ИП-2. Приемник подключался к выходу исследуемой измерительной головки параллельно сопротивлению $R_{нi}$. В результате измерений получим систему из i линейных уравнений

$$\left. \begin{aligned} U_{н1} &= U_0 + Df_1^2 \\ U_{н2} &= U_0 + Df_2^2 \\ \dots &\dots \dots \\ U_{ни} &= U_0 + Df_i^2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

решение которой относительно наиболее вероятных значений D и U_0 производилось методом наименьших квадратов.

Для примера приведем значение D_0 и его погрешность для измерительной головки ТСК-32, частотная характеристика которой представлена на рис. 4, $D_0 = 0,168 \cdot 10^{-6} \text{ МГц}^{-2}$, $R_{нi} = 0,670 \cdot 10^{-3} \text{ ом}$. Исходные данные и результаты вычислений сведены в таблицу.

Поскольку в ряду погрешностей условных уравнений не заметно систематического характера изменений, то следует считать справедливой аппроксимацию частотой характеристики [формула (3)].

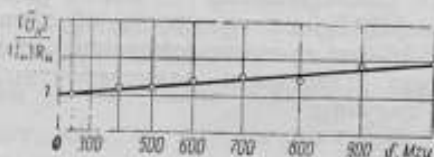


Рис. 4.

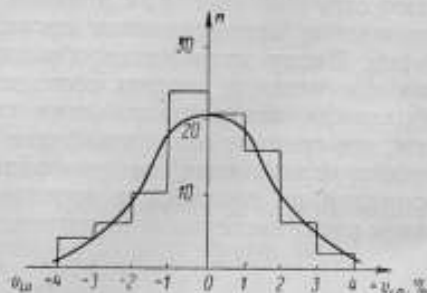


Рис. 5.

Определим для рассмотренного примера погрешность, обусловленную неточностью значения D_0 . Для этого возьмем частную производную $\frac{\partial U_{нi}}{\partial D_0}$ и, переходя к погрешностям, получим

$$\sigma_{04} = \frac{D_0 f^2}{1 + D_0 f^2} S_{0D}. \quad (10)$$

Подставляя полученные выше значения D_0 и S_{0D} , находим

$$\sigma_{04} = 0,48\% \quad (f = 1000 \text{ МГц});$$

$$\sigma_{04} = 0,12\% \quad (f = 500 \text{ МГц}).$$

Рассмотрим закон распределения погрешностей v_i . Для этой цели была построена гистограмма по 89 значениям относительных остаточных погрешностей v_{10} (рис. 5). Согласие экспериментального распределения с нормальным законом было проверено с помощью критерия χ^2 Пирсона, равного в нашем случае 3,15 (при 5 степенях свободы). Этому значению χ^2 соответствует доверительная вероятность, равная 0,7, что указывает на достаточно хорошее согласие экспериментального распределения с нормальным.

A_i , Мгн	U_{i1} , мес	Коэффициенты условий* уравнений			Коэффициенты I нормального уравнения			Коэффициенты II нормального уравнения		$U_{ср}$, мес	σ_i , мес	σ_i^2
		a_i	b_i	t_i	[aa]	[ab]	[at]	[bb]	[bt]			
200	10,1	1	$4 \cdot 10^4$	10,1	1	$4 \cdot 10^4$	10,1	$16 \cdot 10^8$	40,4	10,13	-0,03	$9 \cdot 10^{-4}$
300	10,1	1	9	10,1	1	9	10,1	81	90,9	10,20	-0,10	100
400	10,3	1	16	10,3	1	16	10,3	256	164,8	10,31	+0,01	1
500	10,4	1	25	10,4	1	25	10,4	625	260,0	10,44	-0,04	16
600	10,7	1	36	10,7	1	36	10,7	1 296	385,2	10,62	+0,08	64
700	10,9	1	49	10,9	1	49	10,9	2 401	534,6	10,83	+0,07	49
800	11,0	1	64	11,0	1	64	11,0	4 096	704,0	11,13	-0,13	169
900	11,6	1	81	11,6	1	81	11,6	6 561	939,6	11,42	+0,18	324
1 000	11,8	1	100	11,8	1	100	11,8	10 000	1 180,0	11,74	+0,06	36
—	—	Σ 9	$384 \cdot 10^4$	96,9	9	$384 \cdot 10^4$	96,8	$25 332 \cdot 10^8$	4 299,0	—	-0,30 +0,40	$668 \cdot 10^{-4}$

Иеса: $P_x = 3,2$; $P_y = 3,1 \cdot 10^{12}$; Погрешности: $S_x = 0,052$ мес; $S_y = 0,054 \cdot 10^{-6}$ мес·Мгн $^{-2}$;
 $S_{0x} = 0,5\%$; $S_{0y} = 3,2\%$; $S_{0D} = \sqrt{S_{0x}^2 + S_{0y}^2} = 3,3\%$; $D_0 = (0,163 \pm 0,046) \cdot 10^{-6}$ Мгн $^{-2}$.

* Условные уравнения имеют вид: $a_i x + b_i y - t_i (x - U_0, y - D_0 U_0, \sigma_i = 1, b_i - f_i^2, t_i = U_{i1})$.
 ** Решение системы нормальных уравнений

$$\begin{cases} 9x + 384 \cdot 10^4 y = 96,9 \\ 384 \cdot 10^4 x + 25 332 \cdot 10^8 y = 4 299,0 \end{cases}$$

где: $U_0 = 10,05$ мес; $D_0 = 0,163 \cdot 10^{-6}$ Мгн $^{-2}$, по которым вычислены средние значения $U_{ср}$ и остаточные погрешности σ_i .

Погрешность σ_{01} , обусловленная неточностью установки частоты f

Из расчетной формулы (3) следует, что погрешность воспроизведения напряжения после аттестации измерительной головки (определения D_0) зависит от погрешности установки и стабильности частоты питающего генератора.

Примененные нами генераторы типа ГСС-12 имеют погрешность установки частоты, не превышающую $\pm 1,5\%$, и кратковременную нестабильность частоты за 10 мин после 30 мин прогрева не более $\pm 0,06\%$ (по техническим условиям на ГСС-12).

Будем считать, что погрешность установки частоты и кратковременные отклонения частоты питающего генератора распределяются в поле допуска по равновероятному закону; тогда относительная средняя квадратичная погрешность установки частоты будет

$$\sigma_{0f}' = \frac{1,5}{\sqrt{3}} = 0,86\%,$$

а нестабильность частоты питающего генератора будет характеризоваться средней квадратичной погрешностью

$$\sigma_{0f}'' = \frac{0,06}{\sqrt{3}} = 0,035\%.$$

Для определения погрешности σ_{05} , обусловленной неточностью установки частоты, произведем логарифмическое дифференцирование формулы (3) по частоте и, переходя к погрешностям, получим

$$\sigma_{05} = 2 \frac{D_0 f^2}{1 + D_0 f^2} \sqrt{(\sigma_{0f}')^2 + (\sigma_{0f}'')^2}. \quad (11)$$

Погрешность σ_{05} , как следует из выражения (11), зависит от параметра D_0 частотной характеристики измерительной головки. Для ТСК-32

$$D_0 = 0,168 \cdot 10^{-6} \text{ МГц}^{-2};$$

при этом будем учитывать лишь погрешность установки частоты σ_{0f}' , поскольку погрешность σ_{0f}'' на порядок меньше первой.

Таким образом, получаем

$$\sigma_{05} = 0,25\% \quad (f = 1000 \text{ МГц});$$

$$\sigma_{05} = 0,07\% \quad (f = 500 \text{ МГц}).$$

Суммарная погрешность

Общая погрешность воспроизведения малых напряжений (от 0,1 до 100 мкВ) методом известного тока и сопротивления с термисторным измерителем тока не превосходит на частотах до 1000 МГц (при доверительной вероятности 0,997)

$$\Delta_{0 \text{ max}} = \pm 3 \sqrt{\sigma_{01}^2 + \sigma_{02}^2 + \sigma_{03}^2 + \sigma_{04}^2 + \sigma_{05}^2} = \pm 1,8\%,$$

а на частотах до 500 МГц

$$\Delta_{0 \text{ max}} = \pm 0,7\%.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Selby M., Accurate r-f. microvoltages Electrical Eng., v. 72, № 6, 1953.
2. Electronics, v. 32, № 37, sept., 1959, p. 93.
3. Jeilonek A., Wzorce wtórne napięcia wez i ich zastosowanie do skalowania woltomierzy i lumików, „Przegląd telekomunikacyjny”, № 7, 8, 1956.
4. Морозова Т. Б., Рабинович Б. Е., Образцовый термисторный и болометрический мост, сборник „Передовой научно-технический опыт”, Приборы для измерения электрических и магнитных величин, вып. 1, тема 32, № П-60-2/1, М., 1960.
5. Selby M., Accurate r-f. microvoltages Transactions of AIEE, v. 72, № 3, 1953.
6. Стрижков Г. М., Рабинович Б. Е., Измерение тока с помощью термисторного моста на частотах до 1000 Мгц, „Измерительная техника”, № 10, 1959.

Поступила в редакцию

29/V 1959 г.

Е. И. СРЕЛКОВА
ВНИИМ

О ПОВЫШЕНИИ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ОСЛАБЛЕНИЯ МЕТОДОМ КВАДРАТИЧНОГО ДЕТЕКТОРА

В статье описывается применение фазового детектора на выходе измерительного усилителя типа 28-ИМ для расширения пределов измерения, а следовательно, для повышения точности при измерении ослабления до 30 дБ одной ступенью методом квадратичного детектора.

Метод квадратичного детектора в 3-сантиметровом диапазоне волн с использованием усилителя типа 28-ИМ обеспечивает измерение ослаблений до 15 ÷ 20 дБ. Большие значения ослаблений (до 30 дБ) измеряются двумя ступенями, что приводит к увеличению погрешности [1].

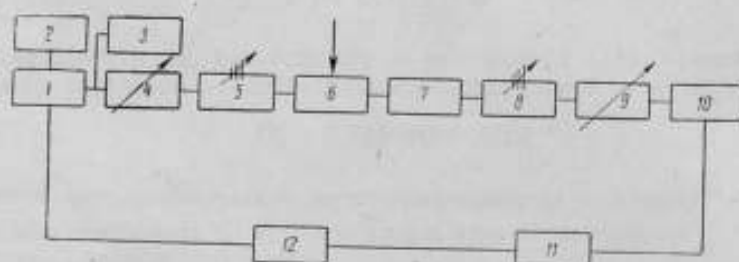


Рис. 1. Блок-схема измерения ослабления:

1—клистронный генератор; 2—выпрямитель; 3—резонансный вольтмер;
4 и 5—буферные ослабители; 6 и 7—трансформаторы сопротивлений;
8—измерительная линия; 9—переключаемый ослабитель; 10—детекторная секция; 11—усилитель типа 28-ИМ; 12—модулятор и фазовый детектор.

Пределы измерения этим методом, как известно, ограничиваются при малых уровнях мощности — шумами, а при больших мощностях — неквадратичностью характеристики детектора.

Для расширения пределов измерения при меньших уровнях мощности, а следовательно, для повышения точности при измерении ослабления до 30 дБ одной ступенью, на выходе измерительного усилителя типа 28-ИМ был применен фазовый детектор [2].

Общая блок-схема измерения ослабления приведена на рис. 1. Фазовый детектор (см. принципиальную схему на рис. 2, обведенную пунктиром) состоит из пентода, анодной нагрузкой которого являются поочередно переключающиеся лампы типа 6Н8С с их анодными

сопротивлениями. Переключение ламп совершается управляющим напряжением во вторичной обмотке трансформатора T_1 . Если измеряемый сигнал не подан, то при симметрии переключающихся цепей среднее значение тока I за период, регистрируемое индикатором I , будет равно нулю. При подаче напряжения измеряемого сигнала на сетку пентода индикатор даст отклонение. Эквивалентная схема фазового детектора приведена на рис. 3.

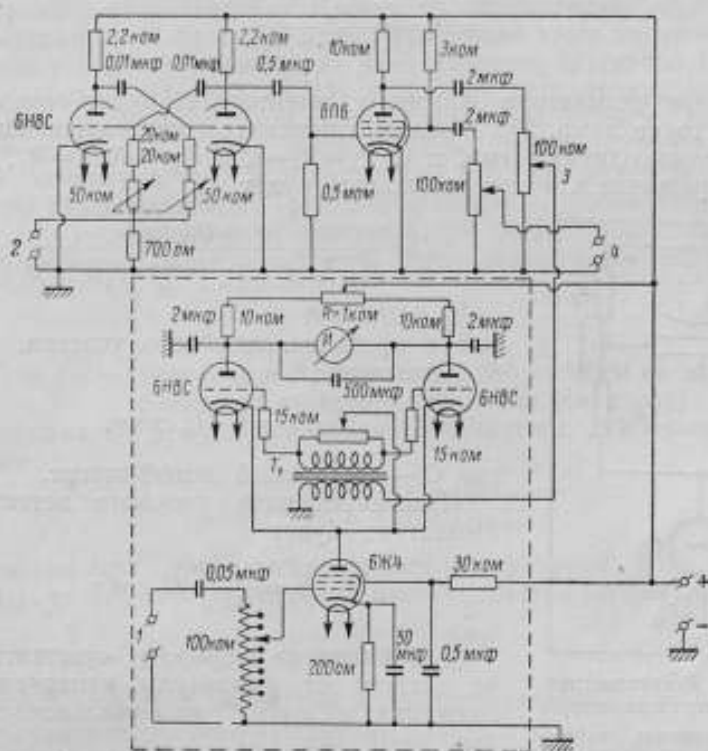


Рис. 2. Принципиальные схемы модулятора и фазового детектора:

1—измеряемый сигнал; 2—напряжение синхронизации; 3—управляющее напряжение; 4—напряжение модуляции.

В первый полупериод, когда работает, например, первая лампа, а вторая заперта ($R_{i_2} = \infty$), мгновенное значение тока i_1 , протекающего через первую лампу, определится следующим выражением:

$$i_1 = \frac{\mu U_c}{R_{i_1} + R_{i_2} + \frac{R_1(R_2 + R_0)}{R_1 + R_2 + R_0}}$$

где $U_c = U_m \sin(\omega t + \varphi)$ — напряжение измеряемого сигнала;
 φ — угол сдвига фаз между управляющим и измеряемым напряжениями.

Среднее значение тока за период или приращение анодного тока первой лампы

$$I_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_1 dt = \frac{\mu U_m \cos \varphi}{\pi \left[R_{i_1} + R_{i_2} + \frac{R_1(R_2 + R_0)}{R_1 + R_2 + R_0} \right]}$$

Значение тока индикатора, обусловленного работой первой лампы,

$$J_1 = J_1 \frac{R_1}{(R_1 + R_2 + R_n)}$$

Аналогично значение тока индикатора, обусловленного работой второй лампы, будет

$$J_2 = J_2 \frac{R_2}{(R_1 + R_2 + R_n)}$$

Показание индикатора фазового детектора I будет определяться разностью токов ламп. Учитывая, что параметры переключающихся цепей подобраны одинаковыми, т. е. $R_1 = R_2 = R$ и $R_{i1} = R_{i2} = R_i$, окончательное выражение для тока индикатора будет

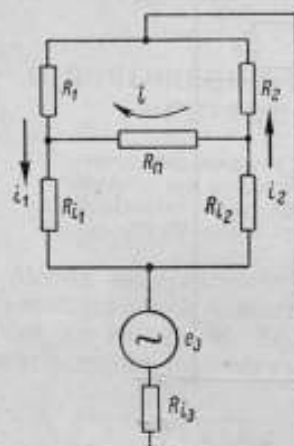


Рис. 3. Эквивалентная схема фазового детектора: R_n — сопротивление индикаторного прибора; R_{i1}, R_{i2}, R_{i3} — внутренние сопротивления триодов и пентода; R_1, R_2 — сопротивления в цепи анодов триодов; e_3 — э. д. с. эквивалентного генератора.

Управляющее напряжение подается на фазовый детектор с анодной нагрузки усилителя. Напряжение, снимаемое с нагрузки в цепи экранной сетки усилителя, используется для модуляции напряжения на отражателем электроде клистрона.

Частота модуляции, примерно равная 666 гц, выбрана не кратной 50 гц. Это сделано из следующих соображений. На входе усилителя типа 28-ИМ имеются помехи в виде фона переменного тока. С выхода усилителя эти помехи вместе с сигналом попадают на вход фазового детектора. При условии кратности частоты управляющего напряжения частоте 50 гц индикатор фазового детектора давал бы отклонения от помехи [3], которые вносили бы погрешность в результат измерения.

Максимальная чувствительность фазового детектора ($\varphi = 0^\circ$) при использовании его на выходе усилителя типа 28-ИМ обеспечивается настройкой фильтра усилителя на максимум показания индикатора. Отклонение индикатора фазового детектора на всю шкалу соответствует напряжению на его входе 0,08 в.

$$J = \frac{2\mu U_m \cos \varphi}{\pi \left[R + R_n + \left(2 + \frac{R_n}{R} \right) \cdot (R_i + R_{i3}) \right]}$$

или в пределах линейного участка, где μ и R_{i3} постоянны,

$$J = C \cdot U_m \cos \varphi, \quad (1)$$

где C — постоянный коэффициент.

Чувствительность фазового детектора по амплитуде будет

$$S = \frac{\Delta J}{\Delta U_m} C \cdot \cos \varphi.$$

Как видно из формулы, чувствительность не зависит от амплитуды измеряемого напряжения и имеет максимальное значение при $\varphi = 0$ или 180° .

Конструктивно фазовый детектор, выпрямитель и генератор с усилителем прямоугольных импульсов смонтированы в одном блоке, соединяющемся с выходом усилителя 28-ИМ гибким экранированным кабелем.

Чувствительность примененного усилителя типа 28-ИМ при отклонении его индикатора на всю шкалу составляет 6 мкв. Напряжение на выходе усилителя в этом случае равняется 0,85 в.

При использовании фазового детектора на выходе усилителя типа 28-ИМ чувствительность последнего повышается в 10 раз и составляет 0,6 мкв. Постоянная времени фазового детектора $\tau = 0,5$ сек.

Перед измерением входной кабель фазового детектора отключают и регулировкой сопротивления R (рис. 2) корректируют нулевое показание индикатора I фазового детектора. После этого измеряемый сигнал с выхода усилителя подается на вход фазового детектора и настройкой фильтра усилителя типа 28-ИМ («плавная регулировка частоты») добиваются максимального показания индикатора фазового детектора.

При измерении ослабления необходимо отметить показание J_1 индикатора фазового детектора и положение $n_1 m_1$ делителей на входе усилителя при выключенном из тракта ослабителе, а также показание J_2 индикатора и положение $n_2 m_2$ делителей при включенном ослабителе.

Значение вносимого ослабления определяется формулой [1]

$$N = 10 \lg \frac{U_1}{U_2},$$

где U_1 и U_2 — значения напряжений низкой частоты на нагрузке квадратичного детектора (на входе усилителя).

Выражая U_1 и U_2 в показаниях индикатора фазового детектора, получим

$$N = 10 \lg \frac{J_1(n_1 m_1) \cos \varphi_1}{J_2(n_2 m_2) \cos \varphi_2}. \quad (2)$$

Так как при переключении делителей фазовый угол не меняется ($\varphi_1 = \varphi_2$), то значение ослабления рассчитывается по формуле

$$N = 10 \lg \frac{J_1(n_1 m_1)}{J_2(n_2 m_2)}.$$

Погрешности при измерении ослабления методом квадратичного детектора были подробно исследованы ранее [1].

В данном случае дополнительно проверялась линейность амплитудной характеристики усилителя вместе с фазовым детектором. Нелинейности амплитудной характеристики обнаружено не было в пределах погрешности индикаторного прибора (класса 0,5).

Если при переключении проволочных делителей напряжения на входе усилителя фазовый угол φ не остается постоянным, то при измерении ослабления может возникать систематическая погрешность.

Значение ослабления определяется формулой (2).

$$N = 10 \lg \frac{J_1(n_1 m_1) \cos \varphi}{J_2(n_2 m_2) \cos (\varphi + \Delta \varphi)},$$

или

$$N = 10 \lg \frac{J_1(n_1 m_1)}{J_2(n_2 m_2)} + 10 \lg \cos \varphi - 10 \lg \cos (\varphi + \Delta \varphi);$$

$$10 \lg \cos (\varphi + \Delta \varphi) = 10 \lg (\cos \varphi \cdot \cos \Delta \varphi - \sin \varphi \cdot \sin \Delta \varphi).$$

Вторым слагаемым в скобках можно пренебречь, так как значение угла близко к 0 или 180° и значение $\Delta \varphi$ мало. Тогда

$$N = 10 \lg \frac{J_1(n_1 m_1)}{J_2(n_2 m_2)} - 10 \lg \cos \Delta \varphi,$$

где второе слагаемое выражает ошибку измерения ΔN $\delta \varphi$.

Зависимость ΔN от $\Delta\varphi$ представлена на рис. 4.

Экспериментальная проверка показала, что при переключении делителей напряжения усилителя изменение фазы мало ($\Delta\varphi < 3^\circ$). Поэтому возможная систематическая погрешность ΔN меньше 0,005 дБ и в сравнении с другими погрешностями ею можно пренебречь.

Возможная систематическая погрешность за счет неправильности значений коэффициентов деления на входе усилителя типа 28-ИМ исключается путем поверки делителей и введения соответствующих поправок. Случайная погрешность поверки делителей войдет в случайную погрешность измерения ослабления. Погрешность результата измерений ослабления за счет погрешности поверки делителей не превосходит [1]

$$S_a = \pm 0,01 \text{ дБ.}$$

Погрешность из-за неквадратичности характеристики детектора исключается путем использования заведомо квадратичного участка.

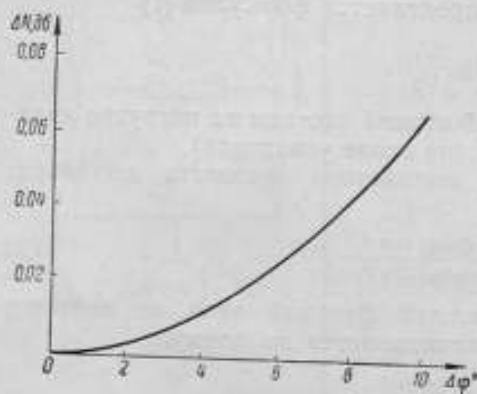


Рис. 4. Расчетная кривая зависимости погрешности измерения ослабления от изменения фазового угла делителей напряжения.

Погрешность из-за рассогласования зависит от коэффициентов стоячей волны напряжения (к. с. в. н.) тракта и поверяемого ослабителя [1].

При поверке ослабителей, к. с. в. н. которых не более 1,2, в тракте с к. с. в. н. менее 1,02, погрешность из-за рассогласования не превысит значения

$$\theta = \pm 0,03 \text{ дБ.}$$

Возможная систематическая погрешность из-за паразитной частотной модуляции и наводки модулятором напряжения на вход усилителя исключается за счет подачи на отражатель клистрона модулирующего напряжения ми-

нимального значения, необходимого для осуществления генерации клистрона в середине зоны, а также за счет тщательного заземления высокочастотного тракта и корпусов генератора, модулятора и усилителя.

Случайная погрешность измерения ослабления, вызываемая нестабильностью мощности генератора высокой частоты, нестабильностью коэффициента усиления усилителя, погрешностью индикаторного прибора, нестабильностью нуля индикаторного прибора фазового детектора и другими факторами, характеризуется средней квадратичной погрешностью ряда измерений.

$$\sigma_i = 0,02 \text{ дБ.}$$

Итак, систематической погрешностью, влияющей на точность результата измерения, является погрешность из-за рассогласования θ .

Наибольшая возможная величина этой погрешности сравнима со случайными погрешностями. Кроме того, одинаково вероятно как положительное, так и отрицательное значение ее и любые абсолютные значения от 0 до θ .

Так как действительный закон распределения погрешности нам неизвестен, то примем равновероятный закон, что даст несколько преувели-

ченное значение суммарной погрешности. Тогда среднее квадратичное значение погрешности из-за рассогласования можно вычислить по формуле

$$\sigma = \frac{\theta}{\sqrt{3}} = \frac{0,03}{\sqrt{3}} = 0,017 \approx 0,02 \text{ дб.}$$

Суммарная погрешность измерения ослабления будет

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sigma_{\theta}^2 + \sigma_1^2 + \sigma^2} = \sqrt{0,01^2 + 0,02^2 + 0,02^2} = 0,03 \text{ дб.}$$

Предельная погрешность с надежностью 0,997 составит

$$\delta_{\text{lim}} = 3\sigma_{\Sigma} = 0,09 \text{ дб.}$$

Таким образом, применение фазового детектора на выходе усилителя типа 28-ИМ повышает чувствительность усилителя на 10 дб и позволяет измерять ослабление до 30 дб одной ступенью с предельной погрешностью, не превышающей $\pm 0,09$ дб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрелкова Е. И., Установка для проверки поглощающих ослабителей трехсантиметрового диапазона волн, „Измерительная техника“, № 2, 1956.
2. Коерр S., Theorie und Praxis des phasenempfindlichen Gleichrichters in der modernen Messtechnik, Hochfrequenz und Elektroakustik, Bd. 64, H. 4, Januar, 1956.
3. Левин М. И., Векторные измерители для неуравновешенных мостов переменного тока, Труды МГИМИП, вып. 2, 1950.

Поступила в редакцию
29/V 1959 г.

Е. И. СРЕЛКОВА
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ОСЛАБЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОРОТКОЗАМЫКАЮЩЕГО ПОРШНЯ

В настоящей статье приводятся результаты экспериментального исследования метода измерения малых ослаблений с помощью короткозамыкающего поршня.

Вопрос об измерении малых ослаблений с помощью короткозамыкающего поршня широко освещен в иностранной литературе [1, 2], однако в ней не приводится достаточных данных о погрешности измерения.

Измерение ослабления с помощью короткозамыкающего поршня сводится к измерению коэффициента отражения на входе ослабителя при различных положениях подключенного к его выходу короткозамыкающего поршня.

Волна напряжения, падающая на вход ослабителя, частично отражается (так как приборы, используемые на практике, не являются идеально согласованными). Амплитуда волны, проходящей через ослабитель, уменьшается вследствие рассеивания мощности в поглощающем элементе ослабителя. На выходе ослабителя волна полностью отражается от короткозамыкающего поршня (если последний без потерь) и снова ослабляется, проходя обратно. Волны, отраженные от входа ослабителя и от короткозамыкающего поршня, определяют значение коэффициента отражения на входе ослабителя. Если изменять фазу коэффициента отражения от короткозамыкающего поршня, меняя его положение, то коэффициент отражения на входе ослабителя будет изменяться от минимального до максимального, проходя все промежуточные значения. Выражение для коэффициента отражения на входе короткозамкнутого ослабителя Γ_2^v имеет следующий вид [1]:

$$\Gamma_2^v = \left[S_{22} - \frac{S_{12}^2 |S_{11}|^2}{S_{11}(1 - |S_{11}|^2)} \right] - \frac{|S_{12}|^2}{1 - |S_{11}|^2} e^{j2\theta_k}, \quad (1)$$

где S_{11} и S_{22} — коэффициенты отражения на входе и выходе ослабителя, когда он с противоположной стороны нагружен на волновое сопротивление Z_0 ;

S_{12} — коэффициент передачи ослабителя;

x — расстояние, определяющее положение короткозамыкающего поршня;

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

λ_d — длина волны в волноводе.

Выражение (1) представляет собой уравнение окружности на комплексной плоскости радиуса R с центром в точке A [1]

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{|S_{12}|^2}{1 - |S_{11}|^2} \\ A &= S_{22} - \frac{S_{12}^2 |S_{11}|^2}{S_{11}(1 - |S_{11}|^2)} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Если измеренные значения Γ_2' для различных положений короткозамыкающего поршня нанести на комплексную плоскость и провести через эти точки окружность, то радиус определит составляющую ослабления за счет поглощения мощности

$$N_a = 10 \lg \frac{1}{R}. \quad (3)$$

После дополнительных графических построений на круге могут быть определены коэффициенты отражения ослабителя $|S_{11}|$ и $|S_{22}|$ [1].

Для того чтобы измерять ослабления в возможно более широком диапазоне значений, необходимо обеспечить измерение коэффициентов отражения от очень больших $|\Gamma| = 0,98$ ($N \approx 0,1$ дБ) до малых значений $|\Gamma| \approx 0,05$ ($N \approx 13$ дБ).

Методика измерения ослабления

Блок-схема измерения ослабления приведена на рис. 1*.

В качестве индикатора зонда линии при измерении коэффициентов стоячей волны напряжения (к. с. в. н.) $r \ll 6$ был использован усилитель

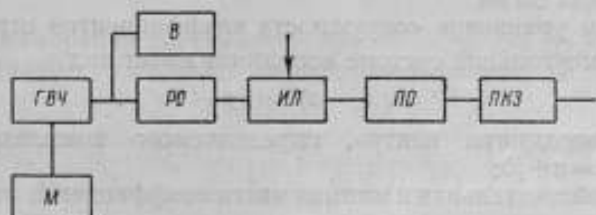


Рис. 1. Блок-схема измерения ослабления:

M — модулятор; $ГВЧ$ — генератор высокой частоты; $В$ — вольтмер;
 $РО$ — развязывающий ослабитель; $ИЛ$ — измерительная линия;
 $ПО$ — поверяемый ослабитель; $ПКЗ$ — подвижный короткозамыкающий поршень.

типа 28-ИМ. Значение к. с. в. н. определялось как отношение напряжений в пучности и узле напряжения $r = \frac{U_{max}}{U_{min}}$. Для измерения больших к. с. в. н. применялся чувствительный супергетеродинный приемник с градуированным ослабителем на входе.

Перепад уровней мощности в пучности и узле напряжения определялся с помощью градуированного ослабителя.

* Аппаратура, используемая в схеме, изготавливается промышленностью серийно.

Значение к. с. в. н. рассчитывалось по формуле

$$r = 10^{0,05\Delta N} \quad (4)$$

где $\Delta N = N_1 - N_2$ — разность значений ослабления (в дБ).

Для каждого положения короткозамыкающего поршня были измерены к. с. в. н. и положение первого узла напряжения от конца линии. При этом положение поршня изменяли в пределах расстояний не менее половины длины волны $\frac{\lambda_x}{2}$ для того, чтобы пройти весь круг диаграммы коэффициента отражения Γ_2 .

Модуль и фаза Γ_2 определялись по известным формулам

$$|\Gamma_2'| = \frac{r-1}{r+1};$$

$$\varphi = 2\beta d_{\min},$$

где $d_{\min} = d_1 + d_0$ — сдвиг узла напряжения от конца линии;

d_1 — показание индикатора положения зонда измерительной линии;

d_0 — расстояние между концом линии и начальным отсчетом по индикатору положения зонда (постоянная величина для линии).

Измеренные значения коэффициентов отражения наносили на комплексную плоскость. Затем через концы полученных векторов коэффициентов отражения проводили окружность с центром A , определяемым пересечением перпендикуляров, восстановленных из середин хорд («окружность коэффициентов отражения»).

Оценка погрешности измерения

Исходными данными при оценке погрешности измерения ослабления являются погрешность измерения к. с. в. н. Δr и погрешность измерения положения зонда Δd_{\min} .

Рассмотрим уравнение «окружности коэффициентов отражения» Γ_2' , которое в прямоугольной системе координат имеет вид

$$R^2 = (x - a)^2 + (y - b)^2, \quad (5)$$

где a и b — координаты центра, определяемого комплексным числом $A = a + jb$;

x и y — действительная и мнимая части коэффициента отражения Γ_2' .

$$\Gamma_2' = |\Gamma_2'| e^{j2\beta d_{\min}},$$

$$\left. \begin{aligned} x &= |\Gamma_2'| \cos 2\beta d_{\min} = |\Gamma_2'| \cos \varphi \\ y &= |\Gamma_2'| \sin 2\beta d_{\min} = |\Gamma_2'| \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_x} \text{ — фазовая постоянная.}$$

Мнимая и действительная части a и b числа A уравнения (2) равны

$$\left. \begin{aligned} a &= [|S_{22}| \cos \alpha_2 - R |S_{11}| \cos (\alpha_T - \alpha_1)] \\ b &= [|S_{22}| \sin \alpha_2 - R |S_{11}| \sin (\alpha_T - \alpha_1)] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где α_1 и α_2 — фазовые углы коэффициента отражения S_{11} и S_{22} ;

α_T — фазовый угол коэффициента передачи.

Подставив выражения (6) и (7) в уравнение (5), получим

$$R^2 = |\Gamma_2'|^2 + 2|\Gamma_2'| |S_{22}| \cos(\alpha_2 - \varphi) - R|S_{11}| \cos(\alpha_1 - \alpha_2 - \varphi) + |S_{22}|^2 + (R|S_{11}|)^2 - 2R|S_{11}| |S_{22}| \cos(\alpha_2 + \alpha_1 - \alpha_1). \quad (8)$$

В этом уравнении $|S_{22}|$, $|S_{11}|$ и фазовые углы α_2 , α_1 и α_1 являются параметрами ослабителя. Для используемых поглощающих ослабителей 3-сантиметрового диапазона волн $|S_{11}| = |S_{22}| = |S|$.

Для упрощения примем также, что

$$\alpha_2 - \varphi = \alpha_1 - \alpha_1 - \varphi = 0.$$

Принимая $\alpha_2 = \alpha_1 = \alpha$, получим

$$\theta = \alpha - \varphi;$$

$$\alpha_1 = \alpha_1 + \alpha_2 = 2\alpha.$$

Поскольку для определения ослабления нас интересует только величина радиуса, то принятое допущение несколько не исказит результата, так как при изменении θ от 0 до 360° будет пройдена вся окружность коэффициентов отражения Γ_2' и изменится лишь начало отсчета фазы φ , т. е. фактически эта окружность будет повернута на угол α . Ее радиус будет равен

$$R = \frac{-|S|(|\Gamma_2'| \cos \theta + |S|) \pm \sqrt{|S|^2(|\Gamma_2'| \cos \theta + |S|)^2 + (1 - |S|^2)[|\Gamma_2'|^2 + 2|\Gamma_2'| |S| \cos \theta + |S|^2]}}{(1 - |S|^2)}. \quad (9)$$

Это выражение определяет зависимость радиуса окружности от исходных измеряемых величин $|\Gamma_2'|$ и θ или φ .

Согласно формуле (3), погрешность измерения ослабления пропорциональна относительной погрешности измерения радиуса окружности

$$\xi_{N_n} = 4,35 \frac{\xi_R}{R}. \quad (10)$$

Если при измерении систематические погрешности будут исключены, то это дает право суммировать частные погрешности по квадратичному закону

$$\xi_R = \sqrt{(\Delta R_{|\Gamma_2'|})^2 + (\Delta R_\theta)^2} = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial |\Gamma_2'|} \xi_{|\Gamma_2'|}\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \theta} \xi_\theta\right)^2}, \quad (11)$$

где $\xi_{|\Gamma_2'|}$ — случайная погрешность измерения модуля коэффициента отражения, которая через погрешность измерения к с. в. н. ξ_r выражается следующим образом:

$$\xi_{|\Gamma_2'|} = \frac{2}{(r+1)^2} \xi_r,$$

$\xi_\theta = \xi_{\alpha_{\min}}$ — погрешность измерения фазового угла коэффициента отражения (погрешность измерения положения узла напряжения на линии).

Расчет ожидаемых погрешностей ξ_{N_n} для различных значений ослабления производился следующим образом. Задаваясь определенным значением ослабления N , для которого рассчитывалась погрешность (а следовательно, радиусом окружности R), по формуле (8) определяли мо-

дугу коэффициента отражения $|\Gamma_2|$ для различных значений угла θ в пределах от 0 до 360°. Далее, по известному $|\Gamma_2|$ и заданному $|S|$ рассчитывали частные производные и погрешность измерения радиуса окружности и ослабления.

Результаты расчета показали, что при погрешности измерения положения узла на измерительной линии $\xi_{d_{\min}} = 0,005$ см, частная погрешность ΔR_0 является очень малой величиной. Основную долю погрешности ξ_{N_0} составляет погрешность измерения к. с. в. н. на линии.

На рис. 2 приведены расчетные кривые максимальных погрешностей ξ_{N_0} для различных значений ослабления при погрешности измерения к. с. в. н. $\xi_r = 0,5\%$ и 2% и $\xi_{d_{\min}} = 0,005$ см (масштаб графика в скобках соответствует кривой 1).

Из приведенных кривых следует, что при погрешности измерения к. с. в. н. $\xi_r = 0,5\%$ (кривая 2) ослабление до 6 дБ может быть измерено

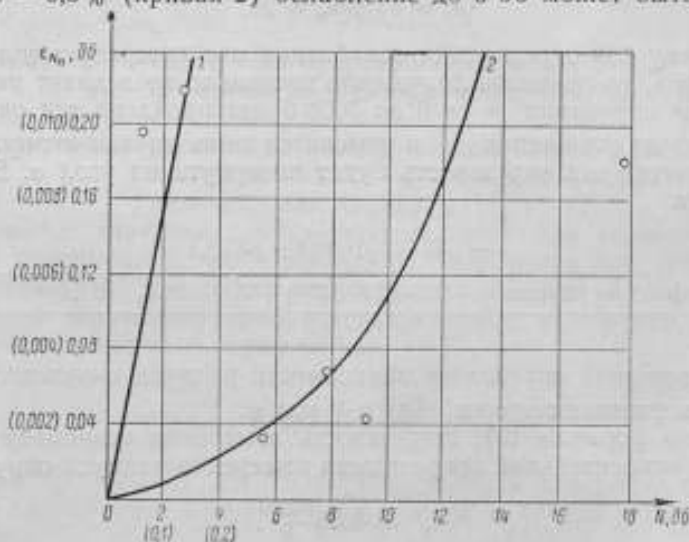


Рис. 2. Зависимость погрешности измерения ослабления N при различных погрешностях к. с. в. н.

с погрешностью, не превышающей $\pm 0,05$ дБ, значения ослаблений 6—9 дБ могут быть измерены с погрешностью $\pm 0,1$ дБ. Для ослаблений свыше 9 дБ погрешность измерения значительно увеличивается.

Как известно, к. с. в. н. тракта может быть определен из измерений напряжений: в узле и в пучности напряжения, в узле и на расстоянии l от узла и на расстоянии l_1 и l_2 от узла.

Анализ показал, что большую точность измерения к. с. в. н. дает метод измерения отношения напряжений в пучности и узле.

При использовании квадратичного детектора с усилителем типа 28-ИМ значение к. с. в. н. определяется выражением

$$r = \sqrt{\frac{\alpha_{\max} \cdot n_{\max} \cdot m_{\max}}{\alpha_{\min} \cdot n_{\min} \cdot m_{\min}}}$$

где n_{\max} , m_{\max} и n_{\min} , m_{\min} — коэффициенты деления делителя напряжения на входе усилителя;

α_{\max} и α_{\min} — отсчеты по индикаторному прибору усилителя соответственно в пучности и узле напряжения.

Погрешность измерения к. с. в. н. обуславливается неквадратичностью характеристики детектора, нелинейностью амплитудной характеристики усилителя, нестабильностью мощности генератора высокой частоты (с. в. ч.), нестабильностью коэффициента усиления усилителя, неточностью поверки делителей напряжения усилителя и погрешностью индикаторного прибора. При работе с клистронными генераторами с. в. ч. в режиме импульсной модуляции может возникать дополнительная погрешность за счет паразитной частотной модуляции.

Систематическая погрешность за счет неправильности коэффициентов деления делителя напряжения на входе усилителя типа 28-ИМ исключается путем поверки делителей и введения соответствующих поправок. Случайная погрешность поверки делителей учитывается при определении суммарной случайной погрешности измерения к. с. в. н. При средней квадратичной погрешности значений коэффициентов деления 0,1% погрешность результата измерения к. с. в. н. будет $S_r = 0,1\%$.

Экспериментально проверяемая амплитудная характеристика усилителя не отклоняется от линейной в пределах погрешности индикаторного прибора (класса I). Поэтому систематическая погрешность измерения к. с. в. н. за счет нелинейности амплитудной характеристики отсутствует.

Погрешность за счет неквадратичности характеристики детектора исключается путем использования заведомо квадратичного участка, определяемого экспериментально [3].

Погрешность измерения к. с. в. н. за счет паразитной частотной модуляции также исключается установкой определенной величины модулирующего напряжения на отражателе клистрона, а также контролем формы отгибающейся колебаний с. в. ч. Погрешность, вызываемая другими перечисленными выше факторами, характеризуется средней квадратичной погрешностью ряда измерений $\sigma_r = 0,3\%$. Суммарная погрешность измерения к. с. в. н. равна

$$\sigma_z = \sqrt{S_r^2 + \sigma_r^2} = \sqrt{0,1^2 + 0,3^2} \approx 0,3\%. \quad (12)$$

Эта погрешность имеет место для всех значений к. с. в. н. (менее 6), при которых отсчет в узле напряжения не меньше 50 делений шкалы индикаторного прибора.

При измерении больших к. с. в. н. с помощью гетеродинного приемника погрешность, согласно (4), определяется в основном неточностью градуировки ослабителя по формуле

$$\xi_r = 0,115 \sqrt{\xi_{N_1}^2 + \xi_{N_2}^2}, \quad (13)$$

где ξ_{N_1} и ξ_{N_2} — погрешности значений ослабления N_1 и N_2 .

Наибольшая погрешность результата измерения при градуировке ослабителя не превышала $\pm 0,1$ дБ для $N < 15 \div 18$ дБ и $\pm 0,2$ дБ — при $N \geq 18 \div 35$ дБ. Следовательно, при измерении к. с. в. н. $r = 6 \div 70$ погрешность равна 2%. Соответствующая погрешность измерения ослабления представлена кривой I на рис. 2.

При измерении к. с. в. н. с согласованным генератором погрешность, обусловленная шунтирующей проводимостью зонда, может быть рассчитана по формулам [4]

$$r' = r'' \left(1 - g \frac{r-1}{r+1} \right),$$

или

$$\frac{\Delta r}{r} = g \frac{r-1}{r+1}, \quad (14)$$

где r'' — действительное значение к. с. в. н.;
 r' — измеренное значение к. с. в. н.;
 $g = \frac{Z_0}{R_3}$ — активная часть нормированной шунтирующей проводимости;
 Z_0 — волновое сопротивление линии;
 R_3 — активная составляющая шунтирующего сопротивления зонда.

Значение g для линии 3-сантиметрового диапазона волн типа 33-И при различных погружениях зонда определялось экспериментально с помощью другой такой же измерительной линии, включенной в тракт последовательно с исследуемой линией, и рассчитывалось по формуле [4]

$$g = 1 - \frac{U_1}{U_2}, \quad (15)$$

где U_1 и U_2 — напряжение по индикатору вспомогательной линии, когда зонд исследуемой линии находится соответственно в пучности и узле напряжения.

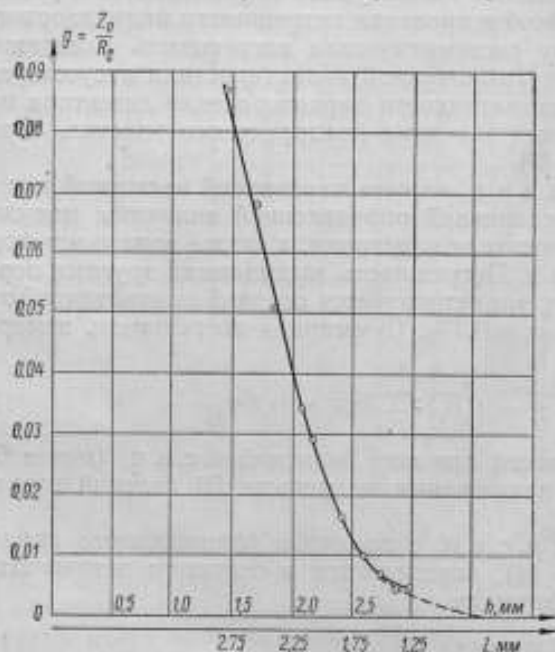


Рис. 3. Зависимость шунтирующей проводимости зонда от глубины его погружения:
 h — подъем; l — погружение зонда.

На рис. 3 изображены результаты измерения шунтирующей проводимости в зависимости от глубины погружения зонда l (в мм). На рис. 4 приведены расчетные кривые ожидаемых погрешностей измерения ослабления в зависимости от шунтирующей проводимости g . Из кривых следует, что при $g < 0,005$ систематическая погрешность составляет $\theta \approx \approx 0,01$ дБ при измерении ослаблений $N > 2$ дБ и является пренебрежимо малой по сравнению со случайной погрешностью при $N < 2$ дБ.

При шунтирующей проводимости $g > 0,005$ систематическая погрешность значительно возрастает и на нее следует вводить поправку.

Отсутствие систематической погрешности измерения к. с. в. н. при малых погружениях зонда подтверждается также экспериментальной кривой (рис. 5), характеризующей измерение одного и того же значения к. с. в. н. при различных погружениях зонда.

Из кривой видно, что для погружения зонда $l < 1,5$ мм (подъем по шкале подъема зонда $h > 2,8$ мм) систематическая погрешность вследствие наличия шунтирующей проводимости не выявляется при средней квадратичной погрешности измерения $\sigma_r = 0,2\%$.

Известно, что относительное изменение показаний индикатора зонда линии $\frac{\Delta U}{U}$ пропорционально относительной неравномерности погружения зонда $\frac{\Delta l}{l}$.

Для уменьшения погрешности измерения к. с. в. н. вследствие неравномерного погружения зонда выгоднее было бы работать при большом погружении. Однако, как известно, при этом увеличивается систематическая погрешность за счет шунтирующей проводимости. Поэтому необходимо выбрать компромиссное решение.

Неравномерность погружения зонда при перемещении каретки вдоль линии определялась экспериментально путем наблюдения за распределением напряженности поля в согласованном высокочастотном тракте. Погружение зонда было выбрано приблизительно равным 1,3 мм ($h=2,9$ мм). Измерения повторяли 4 раза в одних и тех же условиях. Результаты приведены на рис. 6, на котором каждый отдельный ряд измерений обозначен соответствующими значениями. Из рисунка следует, что в пределах шкалы линии от 1 до 4,2 см колебания показаний индикатора лежат в пределах 1%.

Эти колебания показаний обусловлены не только неравномерностью погружения зонда, но и влиянием остаточного к. с. в. н., погрешностью индикаторного прибора и нестабильностью мощности генератора.

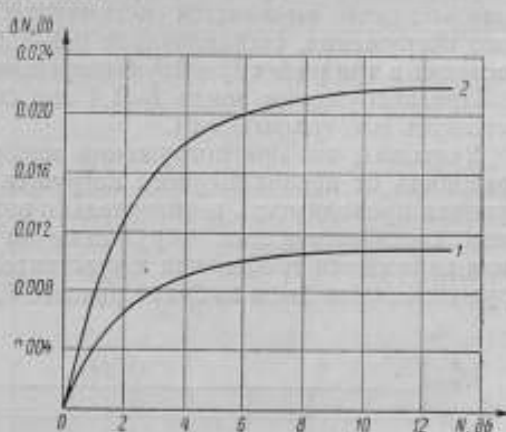


Рис. 4. Зависимость погрешности измерения от значения ослабления при различной шунтирующей проводимости зонда: 1 — $g = 0,005$; 2 — $g = 0,01$.

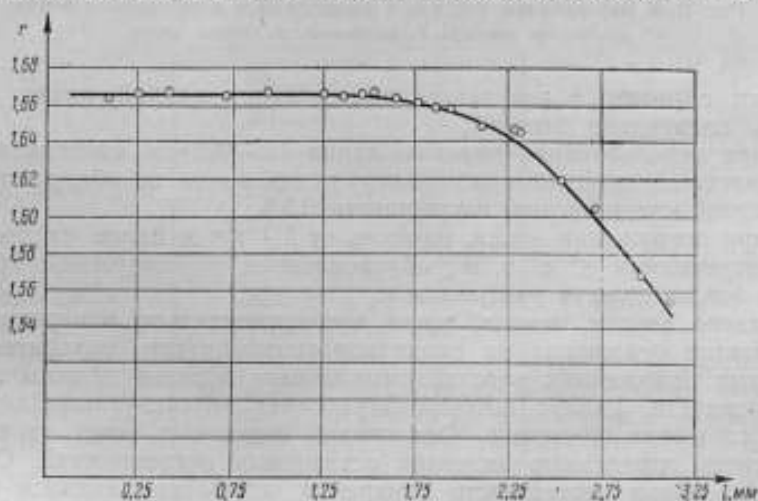


Рис. 5. Зависимость результата измерения фиксированного значения к. с. в. н. r от глубины погружения зонда l .

Оценка погрешности измерения к. с. в. н. вследствие неравномерного погружения зонда в указанном выше участке была проведена экспериментально путем измерения к. с. в. н. в различных точках этого участка и при разной глубине погружения зонда.

К. с. в. н. в линии создавался с помощью поглощающего клина, помещенного в волновод. При передвижении клина изменялось распре-

ление напряжения в линии. Для каждого определенного положения клина значение к. с. в. н. определялось по 6 раз по двум соседним значениям U_{\max} и U_{\min} , расположенным в участке равномерного погружения зонда.

Из табл. 1 следует, что при малом погружении зонда ($l \approx 0,25$ мм) довольно резко выявляется систематическая погрешность от неравномерного погружения, составляющая 0,3—0,6% (см. графу 5), которая превосходит в три раза случайную погрешность (см. графу 3).

При погружении зонда $l \approx 1,4$ мм систематическая погрешность отсутствует (см. графы 3 и 5).

Учитывая, что при погружении зонда на 1,4 мм систематическая погрешность от неравномерного погружения его не выявляется, а шунтирующая проводимость незначительно возрастает по сравнению со значением, соответствующим погружению на 0,25 мм, и, кроме того, что при этом снижаются требования к чувствительности индикатора, рабочее погружение зонда было выбрано равным 1,3—1,4 мм.

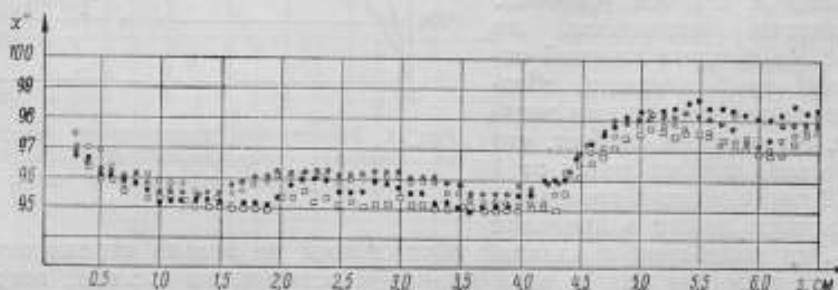


Рис. 6. К определению участка с равномерным погружением зонда:
 α — отклонение прибора; S — расстояние по шкале линии.

Таким образом, в результате исследования данной линии можно сделать следующие выводы:

1) при использовании участка линии 1,0—4,2 см систематическая погрешность от неравномерного погружения зонда не обнаруживается при средней квадратичной погрешности 0,3%;

2) при погружении зонда, начиная от 1,4 мм и более, систематическая погрешность к. с. в. н., обусловленная шунтирующей проводимостью зонда, должна учитываться.

Согласно теории метода, точки экспериментально измеренных коэффициентов отражения на входе короткозамкнутого ослабителя при различных положениях короткозамыкающего поршня должны лежать на окружности, радиус которой определяет величину ослабления за счет поглощения мощности. Отклонения отдельных точек от средней окружности определяют значения остаточных погрешностей. Строгим способом оценки погрешности измерения ослабления являлся бы метод наименьших квадратов. Однако этот метод чрезвычайно громоздок для использования его в данном случае.

Для ускорения обработки результатов измерения к. с. в. н. можно применить более простой метод, который состоит в следующем. Строим на комплексной плоскости диаграмму коэффициента отражения. Для определения центра окружности находим точку пересечения перпендикуляров, восстановленных из середины отрезков прямых, соединяющих окончания векторов коэффициентов отражения. Вследствие наличия погрешности измерения пересечение перпендикуляров дает не точку,

Таблица 1

Положение U_{\max} и U_{\min} по шкале линии, см	Среднее значение к. с. в. н. из 6 измерений в одной и тех же точках линии r_1	Относительная средняя квадратичная погрешность ряда измерений $\sigma_r, \%$	Среднее значение к. с. в. н. из двух рядов измерений $r_{\text{ср}}$	Отклонение значений к. с. в. н. r_1 от среднего значения $r_{\text{ср}}, \%$
Погружение зонда $l \approx 0,25$ мм ($h = 4$ мм)				
2,6—3,8	1,215	0,2	1,222	-0,6
2,6—1,5	1,229	0,3		+0,6
3,3—4,35	1,228	0,2	1,231	-0,2
3,3—2,10	1,237	0,1		+0,5
1,0—2,10	1,228	0,1		-0,2
3,65—2,57	1,244	0,3	1,239	+0,4
1,43—2,57	1,234	0,4		-0,4
4,03—2,90	1,252	0,2	1,248	+0,3
1,84—2,90	1,244	0,2		-0,3
4,64—3,25	1,222	0,1	1,218	+0,3
2,20—3,25	1,210	0,2		-0,7
2,20—1,05	1,222	0,2		+0,3
Погружение зонда $l \approx 1,4$ мм ($h = 2,81$ мм)				
3,75—2,7	1,2695	0,2	1,2704	-0,1
1,5—2,7	1,2713	0,2		+0,1
4,2—3,1	1,2390	0,2	1,2378	+0,1
1,9—3,1	1,2365	0,2		-0,1
2,7—3,9	1,2025	0,3	1,2019	0
2,7—1,5	1,2013	0,3		0
2,15—3,3	1,2240	0,3	1,2236	0
2,15—1,05	1,2232	0,3		0
3,4—2,26	1,2320	0,2	1,2320	0
1,1—2,26	1,2320	0,2		0
2,4—3,5	1,2143	0,3	1,2146	0
2,4—1,28	1,2148	0,2		0
К. с. в. н. генератора $r_{\text{ген}} = 1,01$.				

а небольшую область, внутри которой должен лежать центр окружности. Выбрав его ориентировочно внутри этой области, проводим окружность по возможности ближе ко всем экспериментальным точкам. Таким путем из приближенного построения определим радиус окружности R_0 и координаты центра a_0 и b_0 (рис. 7).

Значение радиуса-вектора для каждой экспериментальной точки R_i рассчитываем по формуле

$$R_i = \sqrt{(x - a_0)^2 + (y - b_0)^2}, \quad (16)$$

где x и y — действительная и мнимая части измеренного коэффициента отражения.

Далее находим разности $v_i = R_i - R_0$ и определяем Σv_i .

1. Если $\Sigma v_i = 0$, то это означает, что найденное выше значение R_0 является наиболее вероятным и что значение ослабления может быть

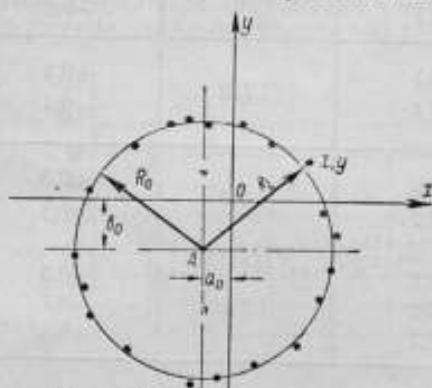


Рис. 7. Построение диаграммы коэффициента отражения.

рассчитано по формуле (3). Если при этом распределение v_i имеет случайный характер, то, следовательно, выбрано наиболее вероятное положение центра окружности, и случайная погрешность значения радиуса окружности ξ_R может быть определена по общеизвестным формулам теории случайных погрешностей.

Соответствующая погрешность значения ослабления определяется по формуле (10).

2. Если $\Sigma v_i \neq 0$, но распределение знаков v_i имеет систематический характер, то это указывает на то, что координаты центра окружности

выбраны неверно. Поэтому, прежде чем определять погрешность, необходимо уточнить положение центра, ориентируясь по распределению знаков v_i .

3. Если $\Sigma v_i \neq 0$, то необходимо определить поправку к радиусу $\Delta R_0 = \frac{\Sigma v_i}{n}$. После введения этой поправки следует снова найти v_i , распределение которых позволит уточнить положение центра и найти погрешность измерения.

Обычно после однократного, и реже после двукратного, расчета можно найти наиболее вероятные значения положения центра и радиуса окружности.

Для проверки упрощенного метода было проведено сравнение результатов измерений, обработанных этим методом и методом наименьших квадратов.

Обработка измерений методом наименьших квадратов производилась следующим образом.

На основании построенной диаграммы коэффициента отражения были найдены приближенные значения радиуса, смещения центра окружности и составляющих коэффициентов отражения R_0 , a_0 , b_0 , x_0 и y_0 , действительные значения которых

$$R_0 + \Delta R; a_0 + \Delta a; b_0 + \Delta b; x_0 + \Delta x \text{ и } y_0 + \Delta y,$$

где ΔR , Δa , Δb , Δx и Δy — соответствующие поправки.

Уравнение окружности имеет вид

$$(R_0 + \Delta R)^2 = [(x_0 + \Delta x) - (a_0 + \Delta a)]^2 + [(y_0 + \Delta y) - (b_0 + \Delta b)]^2.$$

Пренебрегая членами со вторыми степенями поправок, получим линейное уравнение относительно поправок

$$\Delta R + \frac{(x_0 - a_0)}{R_0} \Delta a + \frac{(y_0 - b_0)}{R_0} \Delta b - \frac{(x_0 - a_0)}{R_0} \Delta x - \frac{(y_0 - b_0)}{R_0} \Delta y = 0.$$

Поправки Δx и Δy определяли для каждой экспериментальной точки как разности между координатами измеренного коэффициента отражения и координатами наиболее вероятного его значения

$$\Delta x = x - x_0; \quad \Delta y = y - y_0. \quad (17)$$

Для каждой экспериментальной точки были составлены условные уравнения по формуле (17), решение которых проводится методом наименьших квадратов.

Обработка результатов измерений ослаблений $N=9$ дБ и $N=0,27$ дБ показала, что погрешности результатов измерения, полученные при методах наименьших квадратов и приближенном, совпадают между собой.

Приведенная выше методика касается оценки погрешности измерения только составляющей ослабления за счет поглощения N_g . Для определения значения полного ослабления необходимо знать коэффициент отражения ослабителя, который может быть непосредственно измерен на линии или рассчитан по формуле

$$|\Gamma|_{\text{осл}} = \frac{|\Gamma|_{\text{max}} - |\Gamma|_{\text{min}}}{2}, \quad (18)$$

где $|\Gamma|_{\text{max}}$ и $|\Gamma|_{\text{min}}$ — максимальный и минимальный коэффициенты отражения, взятые из диаграммы, построенной по экспериментальным точкам.

Зная $|\Gamma|_{\text{осл}}$, значение полного ослабления N можно определить по известной формуле

$$N = 10 \lg \frac{1}{R} + 10 \lg \frac{1}{1 - |\Gamma|_{\text{осл}}^2}.$$

Для поглощающих ослабителей 3-сантиметрового диапазона воли $|\Gamma|_{\text{осл}} = 0,07$, поэтому составляющая ослабления за счет отражения мала, и погрешность измерения полного ослабления определяется в основном погрешностью измерения радиуса окружности.

Необходимо учесть, что ослабление, измеренное методом короткозамыкающего поршня, обусловлено не только поглощением мощности в поверяемом ослабителе, но и потерями в линии и короткозамыкающем поршне. Поэтому ослабление за счет потерь в линии и короткозамыкающем поршне измерялось отдельно этим же методом при выключенном ослабителе и вводилось в виде поправки с отрицательным знаком.

В табл. 2 для сравнения приведены результаты измерений на частоте $f=9370$ МГц одних и тех же значений ослабления методами квадратичного детектора [3] и короткозамыкающего поршня.

Таблица 2

Отсчет по шкале ослабителей, обороты	Ослабление $\delta\text{б}$, измеренное по методу				Расхождение результатов измерений, $\delta\text{б}$
	квадратичного детектора		короткозамыкающего поршня		
x	N_1	$3S_N$	N_2	$3S_N$	$N_1 - N_2$
0,40	0,55	$\pm 0,02$	0,58	$\pm 0,02$	-0,03
1,00	2,74	$\pm 0,02$	2,73	$\pm 0,02$	+0,01
1,40	5,47	$\pm 0,02$	5,46	$\pm 0,02$	+0,01
1,80	8,99	$\pm 0,03$	8,96	$\pm 0,04$	+0,03
2,60	17,98	$\pm 0,06$	17,89	$\pm 0,18$	+0,09

S_N — средняя квадратичная погрешность результата измерения ослабления.

Как видно из табл. 2, расхождение в результатах измерений не превосходит наибольших возможных значений случайных погрешностей, что свидетельствует об отсутствии неучтенных систематических погрешностей. Обозначенные кружками на рис. 2 значения экспериментальных погрешностей совпадают с расчетными.

Таким образом, на основании полученных результатов измерений* можно сделать вывод, что метод короткозамыкающего поршня целесообразно использовать для измерения только малых ослаблений. При использовании указанной ранее типовой аппаратуры погрешность измерения ослаблений в диапазоне 0,1—10 $\delta\text{б}$ составляет соответственно 0,01—0,04 $\delta\text{б}$. При измерении больших ослаблений погрешность значительно увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Измерения на сверхвысоких частотах, перевод с английского, под редакцией Штейншлейгера, изд. "Советское радио", 1952.
2. Дешан Ж., Определение коэффициента отражения и вносимых потерь волноводного соединения, "Вопросы радиолокационной техники", № 4, 1954.
3. Стрелкова Е. И., Установка для проверки поглощающих ослабителей трехсантиметрового диапазона волн, "Измерительная техника", № 2, 1956.
4. Tischer F., Die Genauigkeit der Impedanzmessung bei Mikrowellen, Trans. Roy. Inst. Technol., № 36, Stockholm, 1950, p. 31.

Поступила в редакцию
29/V 1959 г.

* Часть экспериментальных работ выполнена Т. Б. Морозовой.

Б. Е. РАБИНОВИЧ, О. В. СТОЯКИНА
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ АТТЕНЮАТОРА НА ПРОВОЛОЧНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЯХ

В статье описываются метод и результаты исследования аттенюатора, выполненного на проволочных сопротивлениях и предназначенного для частоты 4 Мгц. Показано, что частотная погрешность 90-децибельного аттенюатора не превосходит трех сотых децибела.

При разработке специального измерительного приемника типа ИП-2, предназначенного для определения ослабления в дециметровом диапазоне волн методом замещения на промежуточной частоте, возникла необходимость в изготовлении образцового аттенюатора. Этот аттенюатор предназначался для последовательного включения в тракт усилителя промежуточной частоты 4 Мгц приемника.

При рассмотрении возможных конструкций было признано нецелесообразным изготовление образцового аттенюатора предельного типа, несмотря на то, что такие аттенюаторы могли быть хорошо рассчитаны. В идеальных предельных аттенюаторах на равные отрезки длины приходятся равные ослабления, однако в реальных условиях элементы связи и концевой эффект приводят к нелинейности ослабления на начальном участке и к большому начальному затуханию, что при последовательном включении аттенюатора в тракт усилителя потребовало бы увеличения коэффициента усиления последнего. Поэтому было принято решение выполнить образцовый аттенюатор на проволочных сопротивлениях.

Для аттенюатора была выбрана П-образная схема [1, 2]. Конструктивно он представляет собой группу из двух многозвенных П-образных аттенюаторов (рис. 1) со ступенями 9×10 и 5×2 дБ (общее ослабление 100 дБ). Относительно невысокая рабочая частота давала возможность создать образцовый аттенюатор на проволочных сопротивлениях, использование которых удобно с точки зрения точности их изготовления. Сопротивления для образцового аттенюатора были выполнены на слюдяных каркасах (минимально возможных для данного сопротивления размеров) в виде плотной встречной (петлевой) намотки и подогнаны на постоянном токе к номинальным значениям с погрешностью, не превышающей $\pm 0,05\%$.

Намотка осуществлялась манганиновой проволокой диаметром 0,05 мм. Манганин выбран из-за его высокого удельного сопротивления,

малого температурного коэффициента и высокой стабильности. Малый диаметр провода давал возможность снизить скин-эффект до сотых долей процента и укоротить длину проволоки, требующейся для намотки сопротивлений, что дает уменьшение индуктивности сопротивлений.

Встречная (петлевая) намотка состоит из двух параллельных обмоток, витки которых укладываются в противоположных направлениях. Результирующее магнитное поле намотанных таким образом сопротивлений весьма мало. Также мало влияние емкости между витками ввиду

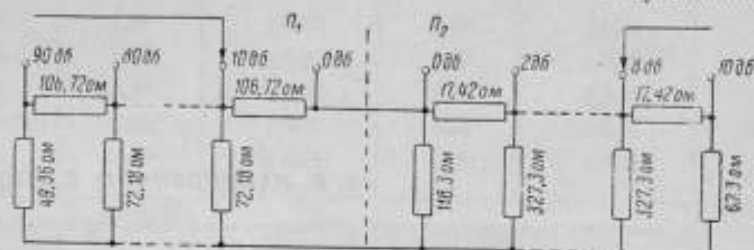


Рис. 1. Схема аттенуаторов на 90 и 10 дБ.

незначительной разности потенциалов между ними. Практически величина индуктивности катушек сопротивлений 17,42 ом, измеренная на частоте 1 кГц, не превосходила $\pm 0,04$ мкГн, а постоянная времени — $(2 \div 3) 10^{-9}$ сек.

Аттенуаторы были смонтированы в массивных секционированных латунных корпусах. Размеры секций по сравнению с длиной волны были малы, что обеспечивало

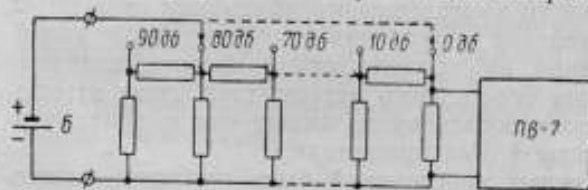


Рис. 2. Схема проверки аттенуатора на постоянном токе

высокое затухание полей рассеивания при переходе от одной секции аттенуатора к другой. Благодаря экранировке емкости между отдельными звеньями аттенуатора сведены к емкостям по отношению к земле.

Проверка аттенуатора на постоянном токе осуществлялась с помощью компенсатора типа ПВ-7 класса 0,2 путем измерения напряжений на выходе аттенуатора U_0 при минимальном ослаблении и U_n при ослаблении, соответствующем проверяемой ступени (рис. 2).

Ослабление определялось выражением

$$N = 20 \lg \frac{U_n}{U_0} \text{ дБ.}$$

При таком способе измерения ослабления — для всех ступеней относительно нулевой — нельзя обеспечить достаточную точность для ступеней 50—90 дБ. Поэтому ослабление четырех последних ступеней 90-децибельного аттенуатора измерялось относительно ступени 50 дБ, к которой через специальный контакт подключался компенсатор. Батарея присоединялась к движку этого же аттенуатора.

При допустимой погрешности подгонки сопротивлений, равной $\pm 0,05\%$, погрешность ослабления на постоянном токе могла быть рассчитана из выражения

$$\Delta N_n = 0,005 \sqrt{\frac{N_n}{10}} \text{ дБ,} \quad (1)$$

где N_n — величина измеряемого ослабления.

Ожидаемая частотная погрешность аттенюатора на рабочей частоте 4 Мгц очень мала, что не позволяет определить ее прямым измерением. Определение погрешности произведено путем экстраполяции частотной характеристики, снятой при высоких частотах, в направлении частоты 4 Мгц.

Снятие частотной зависимости производилось двумя независимыми способами: на образцовом компенсационном вольтметре типа ОКВ-2 и на супергетеродинном измерительном приемнике типа ИП-2.

По первому способу напряжение высокой частоты (4-100 Мгц), подаваемое на аттенюатор от генератора стандартного сигнала, измерялось подключенным к аттенюатору вольтметром типа ОКВ-2 при минимальном ослаблении и при ослаблении, соответствующем поверяемой ступени. Ослабление рассчитывалось по отношению напряжений. Схема измерения отличалась от схемы поверки на постоянном токе (рис. 2) тем, что вместо батарей включался генератор стандартного

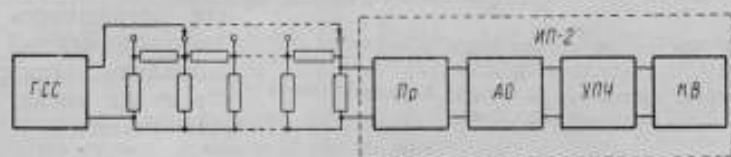


Рис. 3. Схема измерения ослабления на высокой частоте.

сигнала ГСС, а вместо компенсатора типа ПВ-7 — вольтметр типа ОКВ-2, что давало возможность измерять ослабление до 20 дб.

Второй способ заключается в том, что ослабление исследуемого аттенюатора, помещенного в тракт высокой частоты между ГСС и входом приемника типа ИП-2, замещалось ослаблением аттенюатора, стоящего в тракте промежуточной частоты приемника. Аттенюатор, встроенный в приемник, был того же типа, что и испытуемый, поэтому такой способ годился в принципе только для измерения относительного изменения ослабления с изменением частоты. Таким образом была снята частотная зависимость от 4 Мгц и выше для ослабления 10-50 дб с погрешностью единичного измерения около $\pm 0,1$ дб (рис. 3). Каждое измерение повторялось по 5 раз.

На рис. 4 показана зависимость от частоты разности между измеренным ослаблением и его номинальным значением для двух аттенюаторов. Как это видно, для обоих аттенюаторов частотная зависимость начинает заметно проявляться лишь при частотах выше 15 Мгц.

Нелинейный характер зависимости не дает возможности выполнить линейную экстраполяцию.

На рис. 5 и 6 приведены те же частотные зависимости, но в логарифмическом масштабе. Их можно считать линейными в пределах погрешности измерения. Прямые, экстраполированные до пересечения с линией, соответствующей частоте 4 Мгц, дали для 10-децибельного аттенюатора значение погрешности

$$\Delta N' = -10^{-4} \text{ дб} \quad (2)$$

и для 10 дб 90-децибельного аттенюатора

$$\Delta N' = -4 \cdot 10^{-3} \text{ дб}. \quad (3)$$

Эти результаты показывают, что при рабочей частоте 4 Мгц частотная погрешность почти полностью определяется attenuатором на 90 дб. Для определения закона накопления частотной погрешности

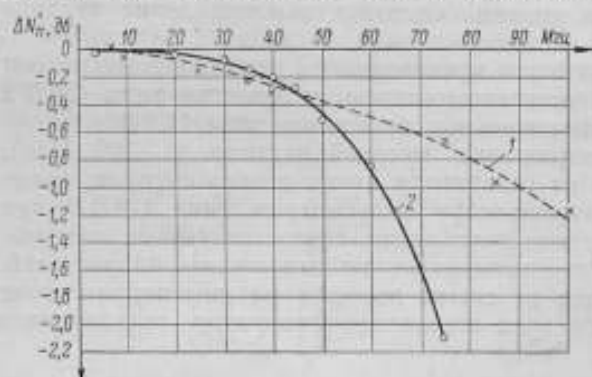


Рис. 4. Частотная погрешность ослабления attenuаторов:
1—90-децибелный attenuатор (0,1—10 дб); 2—10-децибелный attenuатор (0,1—10 дб).

при введении нескольких ступеней attenuатора с помощью прибора типа ИП-2 находили погрешность для 1, 2, 3 и 4-х ступеней attenuатора на 90 дб.

Измерения были произведены на нескольких частотах, достаточно высоких, чтобы приращение $\Delta N'$ было большим. Было найдено, что частотная погрешность возрастает, примерно, пропорционально квадратному корню из числа введенных ступеней.

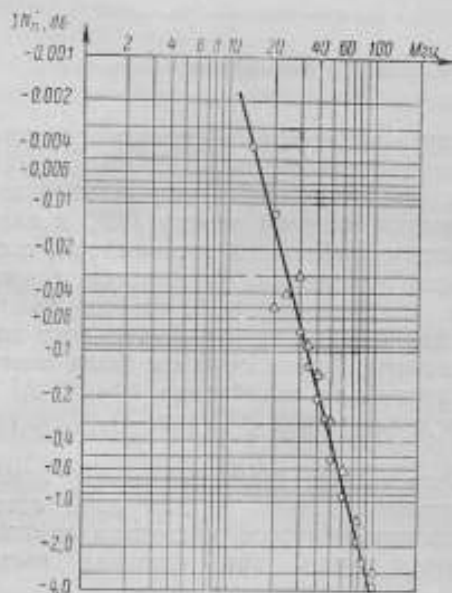


Рис. 5. Частотная погрешность ослабления attenuатора на 10 дб, изображенная в логарифмическом масштабе:

△—измерения с помощью образцового компенсационного вольтметра типа ОКВ-2; ○—измерения с помощью измерительного приемника типа ИП-2.

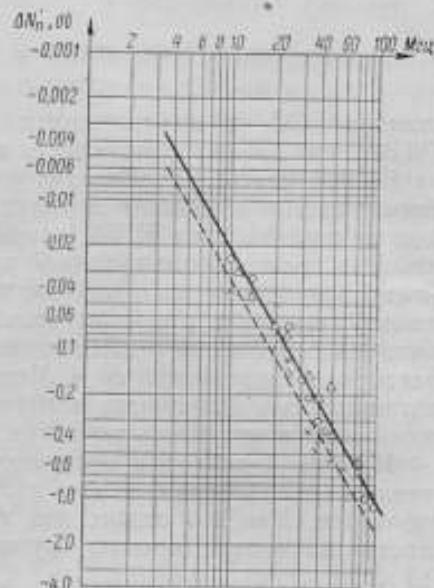


Рис. 6. Частотная погрешность ослабления attenuатора на 90 дб, изображенная в логарифмическом масштабе:

△—измерения с помощью образцового компенсационного вольтметра типа ОКВ-2; ×, ○—измерения с помощью измерительного приемника типа ИП-2; — для 10 дб; - - - - для 90 дб.

Отсюда частотная погрешность n -й ступени attenuатора данной конструкции могла быть найдена, если известна погрешность его первой ступени (при условии идентичности ступеней) из выражений

$$\Delta N_n' = \Delta N' \sqrt{n}, \quad (4)$$

или

$$\Delta N'_n = \Delta N' \sqrt{\frac{N_x}{10}} \text{ дб.} \quad (5)$$

На рис. 6 пунктиром нанесена снятая экспериментально по прибору типа ИП-2 частотная зависимость погрешности четырех ступеней (0÷40 дб) аттенюатора на 90 дб. При экстраполяции прямой до 4 Мгц погрешность оказывается равной $8 \cdot 10^{-3}$ дб, что совпадает с результатами, полученными из выражения (4) или (5).

В таблице приводятся данные частотной погрешности для ступеней 90-децибельного аттенюатора, вычисленные по формуле

$$\Delta N'_n = 4 \cdot 10^{-3} \sqrt{n}, \quad (6)$$

$N_x, \text{ дб}$	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\Delta N'_n \cdot 10^3, \text{ дб}$	-4	-6	-7	-8	-9	-10	-11	-12	-12

Для проверки идентичности ступеней аттенюаторов последние были включены по схеме, приведенной на рис. 3, но в этом случае от ГСС подавалось напряжение частотой 4 Мгц, а измерительный приемник использовался только как чувствительный индикатор, а не как измеритель ослабления. Процесс сличения сводился к замещению каждой ступени 90-децибельного аттенюатора вторым аттенюатором на 10 дб. Это производилось при повышенной чувствительности индикатора приемника типа ИП-2 (цена деления 0,02 дб). Расхождение между затуханиями двух аттенюаторов не превосходило 0,008 дб, что подтверждает идентичность всех ступеней аттенюатора на 90 дб при высоких частотах.

Таким образом, полная погрешность аттенюатора на рабочей частоте 4 Мгц не превосходит

$$\Delta N = (0,005 + 0,004) \sqrt{\frac{N_x}{10}} \approx 0,003 \sqrt{N_x} \text{ дб.} \quad (7)$$

При

$$N_x = 90 \text{ дб} \quad \Delta N \approx 0,03 \text{ дб.}$$

Результаты исследования показывают, что аттенюатор на проволочных сопротивлениях при рабочей частоте 4 Мгц не уступает лучшим образцам аттенюаторов предельного типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петит Дж. и Термен Ф., Измерительная техника в электронике, ИЛ, 1955.
2. Соловьев Н. Н., Основы измерительной техники проводной связи, Госэнергоиздат, 1957.

Поступила в редакцию

29/V 1959 г.

О. В. СТОЯКИНА
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИБЛИЖЕННЫХ ФОРМУЛ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ, ИЗМЕРЯЕМОЙ РЕЗОНАНСНЫМ МЕТОДОМ

В статье рассматриваются приближенные формулы для вычисления диэлектрической проницаемости, измеряемой резонансным методом, и приводятся графики, дающие возможность вводить поправку к значениям ϵ , найденным по этим формулам.

Для измерения диэлектрической проницаемости широко применяется резонансный метод, основанный на измерении укорочения резонансной длины настроенной двухпроводной или коаксиальной линии при внесении в нее образца исследуемого диэлектрика.

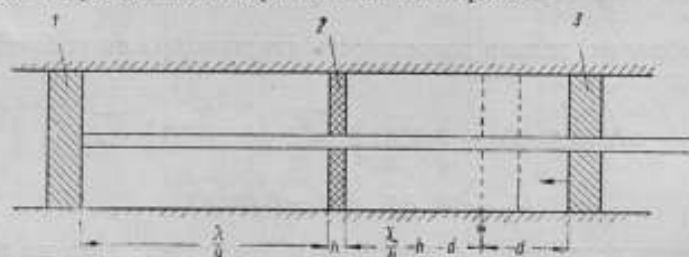


Рис. 1. Отрезок коаксиальной линии с образцом.

Теоретический анализ этого метода в приложении к твердым диэлектрикам впервые был выполнен Д. А. Рожанским [1]. В результате решения волнового уравнения для линии, нагруженной образцом диэлектрика в виде тонкой плоскопараллельной пластины, Д. А. Рожанский вывел следующую зависимость диэлектрической проницаемости ϵ от укорочения резонансной длины линии d и толщины образца диэлектрика h

$$\epsilon = \frac{h + d}{h} \quad (1)$$

Эта формула выведена для частного случая, когда образец диэлектрика 2 устанавливался в настроенную без него полуволновую линию таким образом, чтобы одна из его граней находилась в пучности напряжения, т. е. на расстоянии четверти длины волны от короткозамыкающего поршня 1 (рис. 1).

Точное значение диэлектрической проницаемости ϵ для этого случая может быть получено из трансцендентного уравнения, допускающего только графическое решение, связанное с известными трудностями.

Экспериментатору желательно иметь в своем распоряжении простое выражение, дающее возможность непосредственно определять значение ϵ . Этому требованию отвечает формула (1), выведенная при условии, что отношение толщины образца диэлектрика к длине волны мало, благодаря чему могло быть использовано разложение тригонометрических функций в ряды по малому аргументу с сохранением только первого члена разложения. Значение ϵ , вычисленное по этой формуле, имеет некоторую погрешность, возникающую за счет пренебрежения высшими членами разложения.

И. Д. Эльциным [2] была предложена для резонансного метода другая приближенная формула, пригодная для диэлектриков, обладающих потерями. При выводе формулы И. Д. Эльцин также исходил из теории длинных линий, но, в отличие от Д. А. Рожанского, рассматривал внесимую диэлектриком нагрузку как распределенную, а не как сосредоточенную. В процессе вывода, кроме первых членов разложения тригонометрических функций в ряды, он удерживал и вторые, а затем при перемножении членов разложения, в которые входили отношения толщины диэлектрика к длине волны, пренебрегал членами выше второй степени. В результате была получена следующая формула:

$$\epsilon = \frac{h+d}{2h} \left[1 + \alpha^2 d(h+d) - \frac{1}{4} \alpha^2 \Delta^2 \right], \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ — коэффициент фазы;

Δ — ширина резонансной кривой для линии с диэлектриком.

В статье [2] приведены результаты измерений ϵ ряда материалов, вычисленные по формулам (1) и (2). Из сопоставления этих результатов видно, что для всех материалов значения диэлектрических проницаемостей, рассчитанные по формуле (2), оказались несколько большими, чем полученные по формуле (1). Полагая, что разность в результатах произошла за счет неточности формулы (1), И. Д. Эльцин считает более правильным при измерениях в дециметровом диапазоне пользоваться предложенной им формулой (2).

Однако это утверждение нельзя считать достаточно основательным ввиду отсутствия анализа причин этой разницы. В частности, не было принято во внимание то обстоятельство, что при выводе формулы (2) имели место действия с комплексными выражениями в знакопеременных рядах.

В настоящей статье произведена оценка систематической погрешности, получающейся при использовании приближенных формул (1) и (2).

Для того чтобы выяснить, насколько существенными являются отбрасываемые за малостью члены разложения, была выведена еще одна приближенная формула (3)*. Вывод формулы кропотлив и приводить его нет необходимости, так как он произведен при тех же граничных условиях и тем же методом, который изложен в статье [2], с той лишь разницей, что при разложении тригонометрических функций в ряды, кроме первых и вторых, удерживались и третьи члены разло-

* Отчет ВНИИМ по теме № 86-3 за 1949 г.

жения, а при перемножении их оставались члены со степенями до третьей включительно. Эта формула имеет следующий вид:

$$\varepsilon = \frac{h+d}{h} \left[1 + \frac{1}{3} \alpha^2 d (h+d) - \frac{1}{4} \alpha^2 \Delta^2 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{h}{h+d} \right) \right]. \quad (3)$$

Формула (3), как и (2), выведена без пренебрежения влиянием потерь на ε .

При исследовании погрешностей приближенных формул все рассуждения можно упростить, если пренебречь членами, учитывающими потери (содержащими ширину резонансной кривой Δ).

Для того чтобы оценить, насколько существенным может оказаться пренебрежение членом, содержащим Δ , по сравнению со вторым членом в квадратных скобках выражения (3), в основном характеризующим отличие приближенных формул (3) и (1), находим отношение абсолютных значений этих членов:

$$\frac{1}{4} \alpha^2 \Delta^2 \left[1 - \frac{1}{3} \frac{h}{h+d} \right]$$

и второго

$$\frac{1}{3} \alpha^2 \Delta^2 (h+d).$$

Ширина резонансной кривой может быть выражена через тангенс угла потерь δ по известной формуле Д. А. Рожанского [1]

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta}{2(d+h)}^* \quad (4)$$

* В статье И. Д. Эльцина [2], а затем К. Р. Водопьянова и В. И. Ворожцова [3], посвященных рассмотрению формул для вычисления угла диэлектрических потерь, произведена неправильная запись, а затем и трактовка формулы Д. А. Рожанского.

Д. А. Рожанский, рассматривая резонансный метод измерений [1], не дал окончательного выражения для тангенса угла потерь, но получил выражения, которые могут быть решены относительно вещественной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости. В его написании это выглядит следующим образом:

$$d(\varepsilon' - 1) = y_1 - y_0;$$

$$\varepsilon'' d = y_2 - y_1,$$

где d — толщина образца диэлектрика;

$y_1 - y_0$ — укорочение резонансной длины линии при внесении диэлектрика;

$y_2 - y_1$ — половина ширины резонансной кривой для линии с диэлектриком.

Решая эти выражения относительно ε' и ε'' , можно определить тангенс угла потерь

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{y_2 - y_1}{y_1 - y_0 + d},$$

где δ — угол потерь.

Если перейти к обозначениям, принятым в этой статье, и принять h вместо d , $\frac{\Delta}{2}$ вместо $y_2 - y_1$, d вместо $y_1 - y_0$, то выражение для тангенса угла потерь будет иметь следующий вид:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta}{2(d+h)}.$$

Между тем, в упомянутых статьях Д. А. Рожанскому приписывается формула

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta}{2d},$$

что, как видно из предыдущего, не соответствует действительности и послужило упомянутым авторам поводом для неправильных выводов о неприменимости формулы Д. А. Рожанского для дециметрового диапазона.

В результате преобразований отношение двух упомянутых выше членов получается в виде

$$\left(\frac{2h}{d} + 3\right) \operatorname{tg}^2 \delta.$$

Для толстого образца диэлектрика при малом ϵ , например, когда $h=2d$, рассматриваемое отношение будет равно $7 \operatorname{tg}^2 \delta$. Даже при сильно проводящем диэлектрике с тангенсом угла потерь 0,1 в формуле (3) третий член составит всего 7% от второго члена, т. е. пренебрежение им внесет погрешность второго порядка.

Это заключение дает возможность при исследовании приближенных формул пренебречь влиянием потерь на ϵ и, опустив в формулах (2) и (3) члены, содержащие Δ , сопоставить следующие приближенные выражения

$$\epsilon_I = \frac{h+d}{h} \quad *; \quad (1')$$

$$\epsilon_{II} = \frac{h+d}{h} [1 + \alpha^2 d (h+d)]; \quad (5)$$

$$\epsilon_{III} = \frac{h+d}{h} \left[1 + \frac{1}{3} \alpha^2 d (h+d)\right], \quad (6)$$

с точной для диэлектрика без потерь формулой В. И. Романова [4].

Для рассматриваемого случая (расположения образца диэлектрика в линии) формула В. И. Романова может быть написана следующим образом:

$$\frac{1}{V\epsilon} \operatorname{ctg} \alpha h \sqrt{\epsilon} = \operatorname{ctg} \alpha (h+d). \quad (7)$$

Ввиду трансцендентности выражения (7) зависимость между точным и приближенным значениями диэлектрической проницаемости была найдена путем вычислений. Для этого выражение (7) было решено относительно $\operatorname{tg} \alpha d$

$$\operatorname{tg} \alpha d = \frac{V\epsilon \operatorname{tg} \alpha h \sqrt{\epsilon} - \operatorname{tg} \alpha h}{1 + V\epsilon \operatorname{tg} \alpha h \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \alpha h}. \quad (8)$$

Затем в выражение (8) были подставлены выбранные значения ϵ и вычислены соответствующие им значения d . Найденные таким образом значения d , а также выбранные соответствующие им значения α и h были подставлены в выражения (1'), (5) и (6), после чего были вычислены приближенные значения диэлектрической проницаемости ϵ , ϵ_{II} и ϵ_{III} . При расчете взяты значения ϵ в пределах $2 \div 9$ и длины волн $20 \div 90$ см.

Зависимость $\epsilon=f(h)$ для частного случая $\epsilon=3$ и длинах волн 10, 20, 50, 90 см показана на рис. 2.

Кривые, соответствующие диэлектрическим проницаемостям, рассчитанным по формулам (1'), (5) и (6), расположились по обе стороны от горизонтальной прямой, соответствующей выбранному значению ($\epsilon=3$), причем значения, полученные по формулам (1') и (6), оказались меньше, а по формуле (5) — больше выбранного.

Из рис. 2 видно, что диэлектрические проницаемости, вычисленные по формуле (5), имеют более резкую зависимость от длины волны и толщины образца, чем вычисленные по формулам (1') и (6). Например,

* Индексы I, II, III у ϵ в формулах (1'), (5) и (6) введены для удобства дальнейшего сравнения точного и приближенного значений диэлектрической проницаемости.

при толщине образца 0,7 см, длине волны 50 см и $\epsilon = 3$ при расчетах по формулам (1'), (5) и (6) получены следующие значения: $\epsilon_I = 2,955$; $\epsilon_{II} = 3,087$; $\epsilon_{III} = 2,999$. Соответствующие им относительные погрешности вычисления диэлектрической проницаемости по формулам (1'), (5) и (6) будут равны

$$\theta_{0I} = \frac{\epsilon_I - \epsilon}{\epsilon} 100 = -1,5\%; \quad \theta_{0II} = \frac{\epsilon_{II} - \epsilon}{\epsilon} 100 = 2,9\%;$$

$$\theta_{0III} = \frac{\epsilon_{III} - \epsilon}{\epsilon} 100 = -0,03\%.$$

Из рассмотрения кривых видно, что формула, предложенная И. Д. Эльциным, вносит в определение диэлектрической проницаемости большую систематическую погрешность, чем формула Д. А. Рожанского. Это не получило отражения в статье И. Д. Эльцина, работавшего в диапазоне метровых волн ($\lambda = 336$ см) и пользовавшегося тонкими по сравнению с длиной волны образцами диэлектриков, тем более что в опубликованных им результатах измерений разница в значениях ϵ , вычисленных по формулам (1) и (2), не превосходила 0,2%.

Отсутствие в упомянутой статье значений ϵ , вычисленных по более точной формуле [4], не дало возможности установить, что погрешности формул в работах [1] и [2] имеют противоположные знаки.

Кривые, приведенные на рис. 2, рассчитаны для частного случая и наглядно иллюстрируют погрешность приближенных формул (1'), (5) и (6). Фактически же для того,

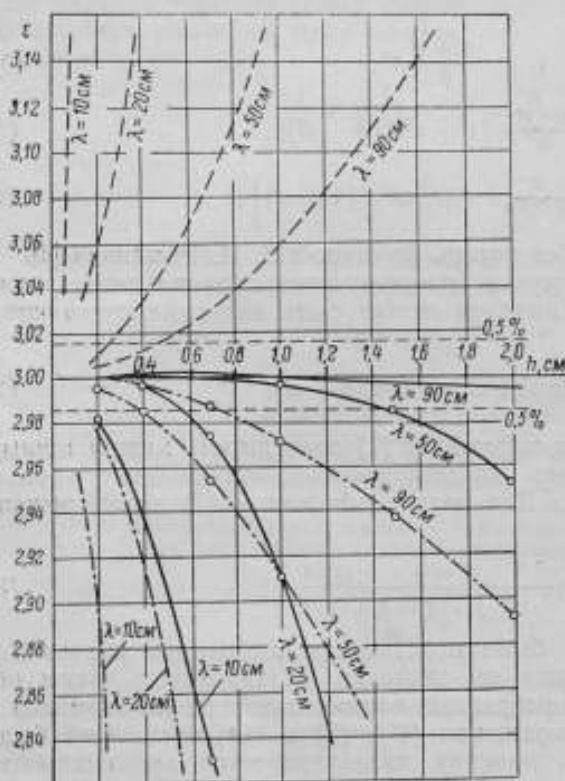


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости, вычисленной по формулам (1'), (5) и (6), от толщины образца

чтобы иметь возможность пользоваться графиками для оценки ожидаемой погрешности вычисления ϵ по приближенным формулам, следует знать зависимость приближенных значений ϵ не только от толщины образца и длины волны, но и от укорочения резонансной длины линии, являющегося, в свою очередь, функцией точного значения ϵ .

Для ряда частных случаев можно рассчитать и построить зависимости погрешностей приближенных формул от произведения коэффициентов фаз ($\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$) на толщину образца и на правильное значение диэлектрической проницаемости, однако пользоваться такими графиками

нельзя, так как они предполагают заранее известную величину ϵ . Вместо этого описанным выше способом с помощью выражения (8) были рассчитаны для дециметрового диапазона графики зависимости погрешностей определения диэлектрической проницаемости по каждой из трех приближенных формул (1'), (5) и (6) от произведения $ah\epsilon_1$. Значение ϵ_1 было выбрано потому, что в процессе измерений оно легко может быть рассчитано по формуле (1'), после чего, зная произведение $ah\epsilon_1$, можно найти по графикам поправку и определить правильное значение ϵ .

На рис. 3, а, б и в представлены расчетные кривые зависимости относительных погрешностей определения диэлектрической проницаемости по формулам (1'), (5) и (6) от произведения $ah\epsilon_1$. Графики на рис. 3, а и б выполнены в одинаковом масштабе, а на рис. 3, в, ввиду меньшей погрешности формулы, масштаб ординаты увеличен в 10 раз. Необходимо отметить, что на рис. 3, а и в погрешность является отрицательной, а на рис. 3, б — положительной.

Кроме своего основного назначения — внесения поправок на погрешность приближенных формул — графики также могут быть использованы для рационального выбора толщины образца, подлежащего измерению диэлектрика, при ориентировочно известных значениях ϵ и λ .

То обстоятельство, что формула (3) дает возможность в случае, если погрешность одинакова для всех трех формул, пользоваться при измерении диэлектрической проницаемости более толстыми образцами, является ее существенным преимуществом. Это очевидно из анализа выражения для определения случайной погрешности измерения ϵ рассматриваемым методом.

По закону сложения случайных погрешностей любая из средних погрешностей косвенного измерения будет

$$\xi_y = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 \xi_1^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_2}\right)^2 \xi_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial F}{\partial x_m}\right)^2 \xi_m^2},$$

где ξ — общее обозначение случайной погрешности;

$\frac{\partial F}{\partial x} = D$ — частные погрешности косвенных измерений.

Если воспользоваться для простоты формулой (1), то частные погрешности для каждой из входящих в нее переменных h и d будут равны

$$D_h = \frac{\partial \epsilon}{\partial h} \xi_h = -\frac{d}{h},$$

$$D_d = \frac{\partial \epsilon}{\partial d} \xi_d = \frac{1}{h}.$$

Отсюда средняя погрешность измерения

$$\xi_\epsilon = \frac{1}{h} \sqrt{\xi_d^2 + \frac{d^2}{h^2} \xi_h^2},$$

т. е. случайная погрешность измерения будет меньше при толстых образцах.

Кроме того, выбор более толстых образцов в еще большей степени влияет на уменьшение погрешности измерения угла диэлектрических потерь, определение которого обычно сопутствует измерению значения ϵ .

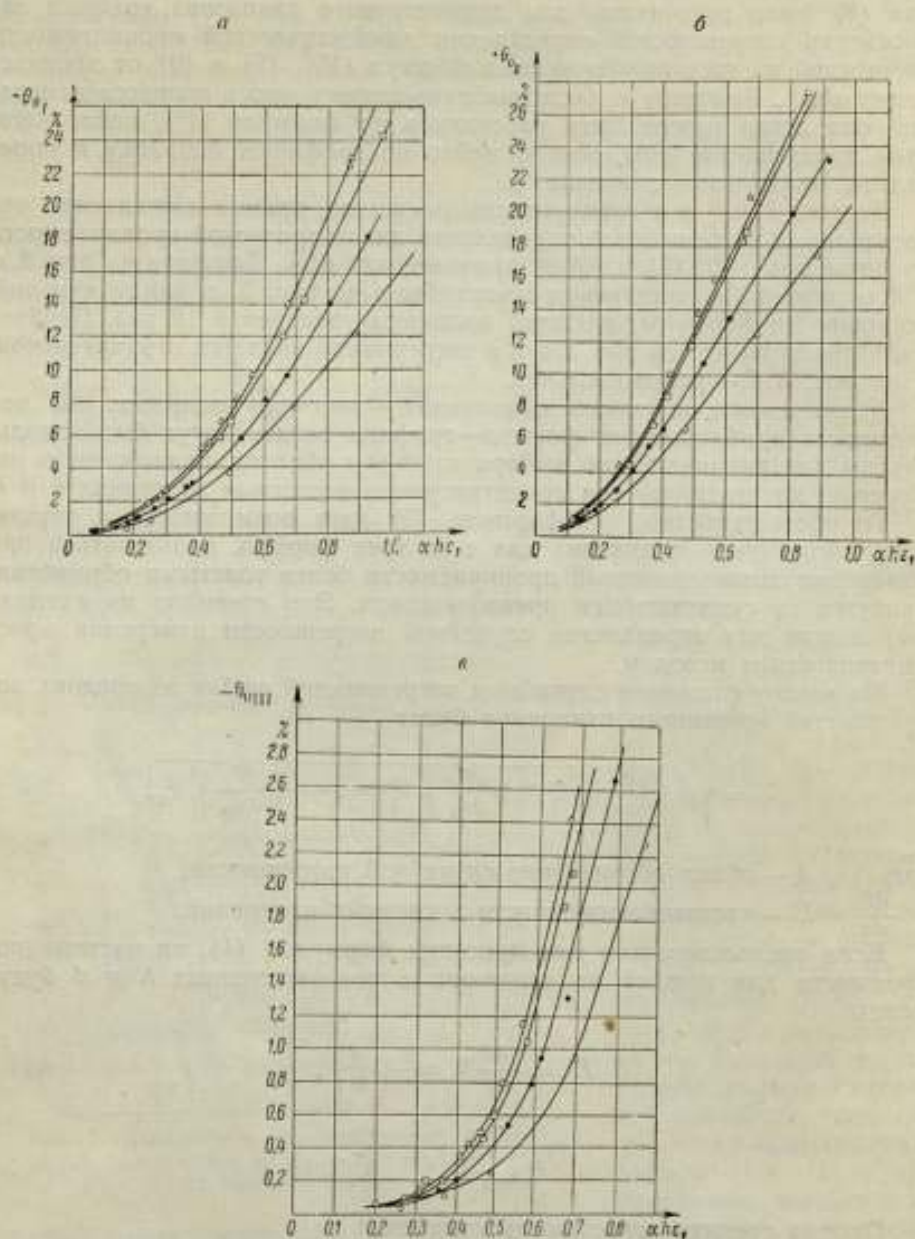


Рис. 3. Относительная погрешность вычисления диэлектрической проницаемости по формулам (1'), (5) и (6) в зависимости от произведения коэффициента фазы на толщину образца и диэлектрическую проницаемость, найденную по формуле (1'); а — по формуле (1'); б — по формуле (5); в — по формуле (6). \circ — $\tau = 2$; \bullet — $\tau = 3$; \square — $\tau = 6$; \triangle — $\tau = 9$.

Заключение

На основании рассмотрения приближенных формул (1'), (5) и (6) можно убедиться, что неудачный выбор формулы для расчета ϵ , измеренной резонансным методом, может внести погрешность, значительно превышающую погрешность измерения. Поэтому для приближенных вычислений можно рекомендовать пользоваться формулой (1) Д. А. Рожанского или предлагаемыми в настоящей работе формулами (6), а при существенных потерях — (3). Затем к полученным значениям необходимо вносить поправки по графикам, изображенным на рис. 3, а и в. Пользование формулой (2) в дециметровом диапазоне волн приводит к существенной погрешности.

При измерениях в сантиметровом диапазоне волн пренебрежения, сделанные при выводе формул (1'), (5) и (6), становятся недопустимыми, так что пользоваться этими формулами в сантиметровом диапазоне не следует.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рожанский Д. А. Метод измерения диэлектрических постоянных и абсорбции при высоких частотах, ЖТФ, т. 3, 1933, стр. 985.
2. Эльцин И. Д. Метод пластины для определения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь, ЖТФ, т. 18, 1948, стр. 657.
3. Водопьянов К. Р. и Ворожцов В. И. К вопросу об измерении угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости твердых диэлектриков в области ультракоротких и дециметровых волн, ЖТФ, т. 22, 1952, стр. 1877.
4. Романов В. И. К теории измерения диэлектрических постоянных и коэффициентов абсорбции в области коротких электрических волн, ЖЭТФ, т. 6, 1936, стр. 144.

Поступила в редакцию

2/VI 1959 г.

И. А. ГИЛИНСКИЙ, А. Ф. КУГАЕВСКИЙ
ИГМИП

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ В ДЕЦИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Статья посвящена рассмотрению вопроса измерения параметров магнитодиэлектриков при помощи коаксиального резонатора методом холостого хода и короткого замыкания.

Определение комплексных параметров магнитодиэлектриков $\mu^* = \mu' - j\mu''$ и $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ в дециметровом диапазоне волн наиболее часто производится при помощи измерительных линий методом холостого хода и короткого замыкания. При малых потерях измерительная линия не дает желаемой точности. Поэтому одним из путей повышения точности является использование для подобных измерений коаксиальных резонаторов.

Применение метода холостого хода и короткого замыкания для измерений с помощью резонаторов рассмотрено в литературе только для полых резонаторов применительно к сантиметровому диапазону*. В настоящей статье рассматривается измерение параметров магнитодиэлектриков при помощи коаксиального резонатора с применением метода холостого хода и короткого замыкания.

Для определения значения ϵ' и μ' нужно произвести измерения резонансной длины коаксиального резонатора при трех положениях образца (см. рисунок): а) когда он расположен на расстоянии $\lambda/4$ от закорачивающего поршня (где λ — длина волны в пустом резонаторе); б) когда он расположен вплотную у поршня и в) без образца.

Применяя выражения для токов и напряжений, известные из теории длинных линий, а также используя граничные условия и условия «сшивания», получим условие резонанса: для положения образца а:

$$z_0 \cdot \operatorname{tg} \beta_1 d = z_1 \cdot \operatorname{tg} \beta (\Delta l_1 + d); \quad (1)$$

* Сарафанов В. И., К вопросу об измерении комплексных диэлектрических и магнитных проницаемостей в магнитодиэлектриках на сантиметровых волнах, «Радиотехника и электроника», № 3, т. 1, 1956.

для положения образца б:

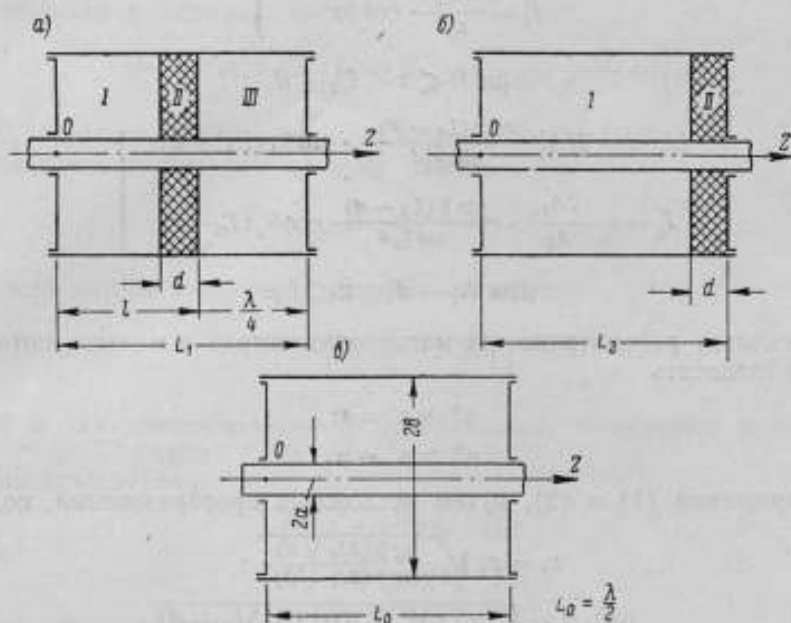
$$z_A \cdot \operatorname{tg} \beta_A d = z_0 \cdot \operatorname{tg} \beta (\Delta L_2 + d). \quad (2)$$

Здесь z_0 и β — волновое сопротивление и фазовая постоянная воздушной части резонатора;

z_A и β_A — волновое сопротивление и фазовая постоянная образца;

$$\Delta L_1 = L_0 - L_1^*;$$

$$\Delta L_2 = L_0 - L_2.$$



Выражения для токов и напряжений по сечениям:
для положения образца а:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= -2jA_1 \cdot \sin \beta z \\ J_1 &= \frac{2A_1}{z_0} \cdot \cos \beta z \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

при $0 \leq z \leq l - d$.

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= -2jA_1 \frac{\sin \beta (l - d)}{\cos \beta_A d} \cdot \cos \beta_A (l - z) \\ J_2 &= \frac{2A_1}{z_A} \cdot \frac{\sin \beta (l - d)}{\cos \beta_A d} \cdot \sin \beta_A (l - z) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

при $l - d \leq z \leq l$.

* Обозначения ясны из рисунка.

$$\left. \begin{aligned} U_3 &= -2jA_1 \frac{\sin \beta(l-d)}{\cos \beta_a d} \cdot \sin \beta(L_1 - z) \\ J_3 &= -\frac{2A_1}{z_0} \frac{\sin \beta(l-d)}{\cos \beta_a d} \cos \beta(L_1 - z) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

при $l \leq z \leq L_1$;

для положения образца б:

$$\left. \begin{aligned} U_1' &= -2jA_1' \cdot \sin \beta z \\ J_1' &= \frac{2A_1'}{z_0} \cdot \cos \beta z \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

при $0 \leq z \leq L_2 - d$.

$$\left. \begin{aligned} U_2' &= -2jA_1' \frac{\sin \beta(L_2-d)}{\sin \beta_a d} \cdot \sin \beta_a(L_2 - z) \\ J_2' &= -\frac{2A_1'}{z_a} \cdot \frac{\sin \beta(L_2-d)}{\sin \beta_a d} \cos \beta_a(L_2 - z) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

при $L_2 - d \leq z \leq L_2$.

Поскольку рассматривается магнитоэлектрик с малыми потерями, можно записать

$$\begin{aligned} \varepsilon^* &\simeq \varepsilon' = \varepsilon; \\ \mu^* &\simeq \mu' = \mu. \end{aligned} \quad (8)$$

Из выражений (1) и (2), путем несложных преобразований, получим

$$z_a = z_0 \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \beta(\Delta l_2 + d)}{\operatorname{tg} \beta(\Delta l_1 + d)}}; \quad (9)$$

$$\operatorname{tg} \beta_a d = \sqrt{\operatorname{tg} \beta(\Delta l_1 + d) \cdot \operatorname{tg} \beta(\Delta l_2 + d)} \quad (10)$$

и окончательно

$$\mu = \mu' = \frac{z_a \cdot \beta_a}{z_0 \cdot \beta_0}; \quad (11)$$

$$\varepsilon = \varepsilon' = \frac{z_0 \cdot \beta_a}{z_a \cdot \beta_0}. \quad (12)$$

Диэлектрические и магнитные потери, определяемые как

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}; \quad \operatorname{tg} \delta_\mu = \frac{\mu''}{\mu'}$$

могут быть выражены через величины добротности резонатора с образцом и без образца.

Добротность резонансной системы определяется уравнением

$$\frac{1}{Q} = \frac{P}{\omega \cdot W_n}, \quad (13)$$

где W_n — энергия, запасенная в системе при резонансе;
 P — мощность потерь;
 ω — резонансная частота.

Линейная плотность запасенной энергии будет

$$W = \frac{1}{4} [C |U|^2 + L |J|^2], \quad (14)$$

где L и C — индуктивность и емкость на единицу длины.

Интегрируя по длине резонатора и учитывая выражения (3) — (7) и (14), найдем:

для положения образца a :

$$W_a = |A_1|^2 \cdot C_1 \left[l - d + \frac{\sin^2 \beta (l-d)}{\cos^2 \beta_n d} \left(\varepsilon d + \frac{\lambda}{4} \right) \right]; \quad (15)$$

для положения образца b :

$$W'_a = |A'_1|^2 \cdot C_1 \left[L_2 - d + \frac{\sin^2 \beta (L_2 - d)}{\sin^2 \beta_n d} \varepsilon d \right], \quad (16)$$

где C_1 — емкость на единицу длины участков I и III.

Мощность потерь на единицу длины

$$P = \frac{1}{2} [G |U|^2 + R |J|^2]; \quad (17)$$

мощность потерь в торцевых поверхностях будет

$$P_\tau = \frac{1}{2} R_\tau \cdot |J|^2, \quad (18)$$

где R и G — сопротивление и проводимость, отнесенные к единице длины.

Для диэлектрика

$$G_s = \omega \cdot \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta_\varepsilon \cdot C_1;$$

$$R_s = \omega \cdot \mu \cdot \operatorname{tg} \delta_\mu \cdot L_1;$$

для стенок резонатора

при $G = 0$

$$R = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot d_n;$$

для сопротивления торца

$$R_\tau = \frac{1}{4\pi} \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot d_n \ln \frac{b}{a}.$$

Здесь d_n — толщина скин-слоя;

μ_0 — магнитная проницаемость вакуума (применена рационализованная практическая система единиц);

μ и ε — относительные проницаемости;

a — радиус внутреннего провода коаксиала;

b — радиус наружного провода коаксиала.

Суммарная мощность потерь в резонаторе

$$P_n = P_1 + P_2 + P_3 + P_\tau, \quad (19)$$

где P_1, P_2, P_3 — потери в стенках I, II и III участков.

Частные выражения для потерь:
для положения образца *a*:

$$P_1 = \frac{|A_1|^2 \cdot \omega \mu_0 d_n}{4\pi \cdot z_0^2} \left\{ \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \left[l - d + \frac{\sin 2\beta (l-d)}{2\beta} \right] + 2 \ln \frac{b}{a} \right\}; \quad (20)$$

$$P_n = |A_1|^2 \cdot \omega \cdot \varepsilon \cdot C_1 \frac{\sin^2 \beta (l-d)}{\cos^2 \beta_a d} \left[\left(d + \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right) \cdot \operatorname{tg} \delta_e + \right. \\ \left. + \left(d - \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right) \operatorname{tg} \delta_\mu \right]; \quad (21)$$

P_n — потери в магнитоэлектрике;

$$P_2 = \frac{|A_1|^2 \cdot \varepsilon}{4\pi \cdot \mu \cdot z_0^2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot d_n \frac{\sin^2 \beta (l-d)}{\cos^2 \beta_a d} \left(d - \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right); \quad (22)$$

$$P_3 = \frac{|A_1|^2 \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot d_n}{4\pi z_0^2} \cdot \frac{\sin^2 \beta (l-d)}{\cos^2 \beta_a d} \left[\frac{\lambda}{4} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) + 2 \ln \frac{b}{a} \right]; \quad (23)$$

для положения образца *b*:

при $P_0 = 0$

$$P'_1 = \frac{|A'_1|^2 \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot d_n}{4\pi \cdot z_0^2} \cdot \left\{ \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \left[L_2 - d + \frac{\sin 2\beta (L_2 - d)}{2\beta} \right] + \right. \\ \left. + 2 \ln \frac{b}{a} \right\}; \quad (24)$$

$$P'_n = |A_1|^2 \cdot \omega \cdot \varepsilon C_1 \cdot \frac{\sin^2 \beta (L_2 - d)}{\sin^2 \beta_a d} \left[\left(d + \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right) \operatorname{tg} \delta_e + \right. \\ \left. + \left(d - \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right) \cdot \operatorname{tg} \delta_\mu \right]; \quad (25)$$

$$P'_2 = \frac{|A_1|^2 \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot d_n \cdot \varepsilon}{4\pi \cdot z_0^2 \cdot \mu} \cdot \frac{\sin^2 \beta (L_2 - d)}{\sin^2 \beta_a d} \left[\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(d + \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right) + 2 \ln \frac{b}{a} \right]. \quad (26)$$

Обозначим

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{P_1 + P_2 + P_3}{\omega \cdot W_n}; \quad (27)$$

$$\frac{1}{Q'_0} = \frac{P'_1 + P'_2}{\omega \cdot W'_n}. \quad (28)$$

Тогда, учитывая выражения (8), (13), (19), (21) и (25), получаем

$$\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} = \frac{\varepsilon \cdot \frac{\cos^2 \beta (\Delta l_1 + d)}{\cos^2 \beta_a d} \left[\left(d + \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right) \cdot \operatorname{tg} \delta_e + \left(d - \frac{\sin 2\beta_a d}{2\beta_a} \right) \cdot \operatorname{tg} \delta_\mu \right]}{\frac{\lambda}{4} - d + \Delta l_1 + \frac{\cos^2 \beta (\Delta l_1 + d)}{\cos^2 \beta_a d} \left(\varepsilon d + \frac{\lambda}{4} \right)} \quad (29)$$

$$\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} = \frac{\epsilon \cdot \frac{\sin^2 \beta (\Delta l_2 + d)}{\sin^2 \beta_n d} \left[\left(d + \frac{\sin 2\beta_n d}{2\beta_n} \right) \cdot \operatorname{tg} \delta_n + \left(d - \frac{\sin 2\beta_n d}{2\beta_n} \right) \cdot \operatorname{tg} \delta_e \right]}{\frac{\lambda}{2} - d + \Delta l_2 + \frac{\sin^2 \beta (\Delta l_2 + d)}{\sin^2 \beta_n d} \epsilon \cdot d}, \quad (30)$$

где Q_1 — добротность резонатора для образца, помещенного на расстоянии $\lambda/4$ от поршня, измеренная по расстройке резонансной кривой;

Q_0 — добротность резонатора для образца, расположенного вплотную у поршня.

Из выражений (25) и (26) можно в результате несложных преобразований определить значения $\operatorname{tg} \delta_e$ и $\operatorname{tg} \delta_n$.

Толщина скин-слоя d_n , входящая в равенства (27) и (28), определяется через добротность Q_p «пустого» резонатора по формуле

$$d_n = \frac{\lambda \ln \frac{b}{a}}{Q_p \left[\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \frac{\lambda}{2} + 4 \ln \frac{b}{a} \right]}. \quad (31)$$

При малых толщинах

$$\beta_n d \ll 1 \text{ и } \sin 2\beta_n d \approx 2\beta_n d,$$

$$\operatorname{tg} \beta_n d \approx \beta_n d.$$

Тогда $\operatorname{tg} \delta_e$ определяется из уравнения (29), а $\operatorname{tg} \delta_n$ — из уравнения (30). Из выражения (1) может быть найдена диэлектрическая, а из (2) — магнитная проницаемость. Таким образом, при малых толщинах возможно раздельное определение электрических и магнитных характеристик.

Поступила в редакцию

8/1 1960 г.

Л. Н. БРЯНСКИЙ, Е. Б. ЗАЛЬЦМАН
ВНИИФРИ

ОБРАЗЦОВЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ НАГРУЗКИ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В настоящей статье описываются конструкции и методы аттестации образцовых нагрузок, подвижных в процессе аттестации. Исследуются источники погрешности измерения к. с. в. н. при помощи подвижной нагрузки и оценивается суммарная погрешность аттестации образцовых волноводных нагрузок с к. с. в. н., равным приблизительно 2.

Образцовой волноводной нагрузкой мы называем всякую достаточно стабильную во времени нагрузку, коэффициент стоячей волны напряжения (к. с. в. н.) которой известен с необходимой точностью. Образцовые нагрузки применяются для проверки измерительных линий, для калибровки импедометров (рефлектометров), для испытаний согласующих трансформаторов, для точного измерения направленности ответвителей и т. п.

По конструкции образцовые нагрузки могут быть разбиты на две основные группы: неподвижные, т. е. нагрузки, не имеющие подвижных частей, и подвижные нагрузки с передвигающимися либо в процессе эксплуатации, либо только в процессе аттестации поглощающе-отражающими элементами. Различным конструкциям образцовых нагрузок присущи и различные методы их аттестации. Ниже описываются конструкции и методы аттестации образцовых нагрузок, подвижных в процессе аттестации.

Конструкция образцовых нагрузок и приспособлений для их аттестации

Конструктивно образцовые волноводные нагрузки очень просты и состоят из отрезка волновода, в котором перемещается поглощающе-отражающий элемент нагрузки. С одной стороны волновода имеется стандартный фланец, другой его конец открыт.

Поскольку основным назначением нагрузки является проверка измерительных волноводных линий, то необходимо, чтобы погрешность, возникающая из-за отражений в месте стыка волновода измерительной линии с волноводом нагрузки, была отнесена на счет измерительной линии. Поэтому волновод и фланец нагрузки должны быть изготовлены по

номинальным размерам с допуском, по крайней мере втрое более строгим, чем обычный допуск.

На некотором расстоянии от фланца в широкой стенке расположено отверстие, в которое при аттестации нагрузки проходит зонд.

Поглощающе-отражающий элемент (рис. 1) состоит из объемного поглотителя, форма которого обеспечивает малый к. с. в. н. (1,03—1,05),

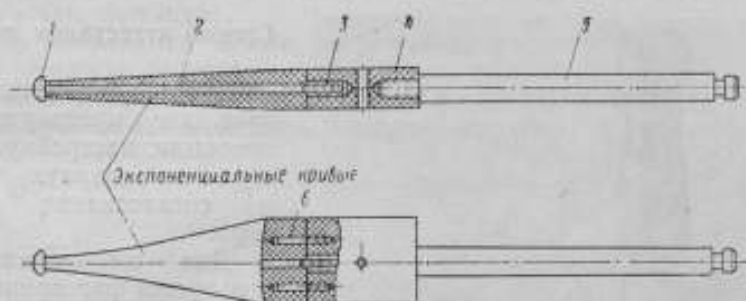


Рис. 1. Конструкция поглощающе-отражающего элемента.

1—отражатель; 2—поглотитель; 3—штулка; 4—направляющая; 5—поводок; 6—шпилька.

и металлического стержня с расширением на конце, расположенного по оси волновода и проходящего сквозь объемный поглотитель. Размеры расширения подбираются для получения нужного к. с. в. н. Такая конструкция обеспечивает почти полную независимость значения к. с. в. н. нагрузки от изменений свойств объемного поглотителя.

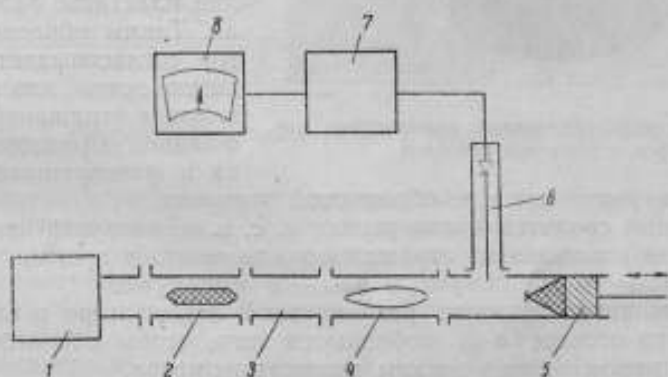


Рис. 2. Блок-схема установки для аттестации образцовых нагрузок.

1—кlyстронный генератор; 2—развязывающий ослабитель; 3—согласующий трансформатор; 4—Фазовращатель; 5—образцовая нагрузка; 6—зондовая головка с детектором; 7—делитель напряжений; 8—индикатор (микроамперметр).

Блок-схема установки для аттестации нагрузок представлена на рис. 2. Установка содержит генератор, согласующий трансформатор, фазовращатель, аттестуемую нагрузку в держателе, зондовую головку и систему индикации.

Для аттестации нагрузка вставляется в специальный держатель, на котором сверху укреплена зондовая головка, а позади имеется механизм

для перемещения поглощающе-отражающей системы нагрузки (рис. 3).

Система индикации состоит из квадратичного детектора, делителя напряжений, коэффициент деления которого соответствует к. с. в. н. нагрузки (например, 4,0 для к. с. в. н., равного 2), и выходного стрелочного прибора (микроамперметр М-95 на 1 мка).

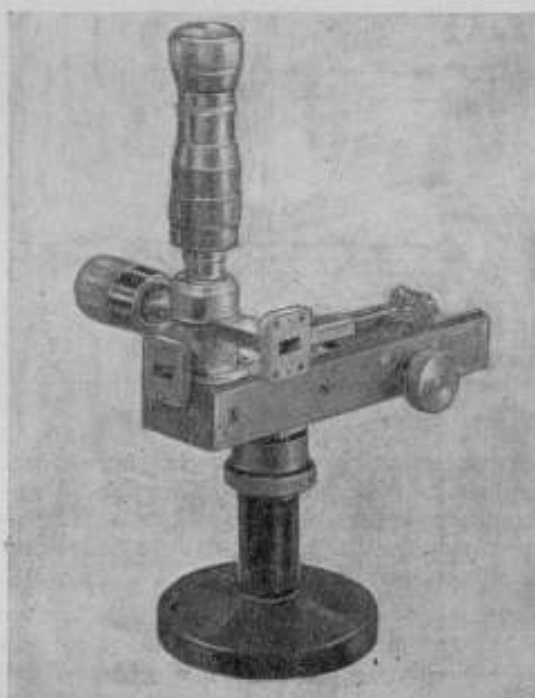


Рис. 3. Держатель образцовых волноводных нагрузок с зондовой головкой.

результат измерения к. с. в. н. образцовой нагрузки.

Аттестация сводится к измерению к. с. в. н. нагрузки посредством перемещения поглощающе-отражающего элемента и производства двух отсчетов: α_{\max} — в максимуме и α_{\min} — в минимуме.

Для повышения точности регулировкой аттенюатора и включением делителя при отсчете α_{\max} добиваются того, чтобы оба отсчета были близки к правому концу шкалы микроамперметра.

Коэффициент стоячей волны K подсчитывается по формуле

$$K = \sqrt{\frac{\eta \alpha_{\max}}{\alpha_{\min}}}, \quad (1)$$

где η — коэффициент деления делителя напряжения.

Для уменьшения случайной погрешности измерение к. с. в. н. повторяется несколько раз.

Так как образцовые нагрузки не являются частотно независимыми (их к. с. в. н. изменяется в диапазоне волновода примерно на $\pm 5\%$), процесс согласования и аттестации повторяется на каждой рабочей частоте.

Способ аттестации нагрузок

Процесс аттестации включает две предварительные операции: настройку генератора на заданную частоту и согласование генератора.

Для согласования используется фазовращатель и зондовая головка, установленная на образцовой нагрузке [1]. Зонд совмещается с пучностью поля путем перемещения поглощающе-отражающего элемента нагрузки, затем регулировкой согласующего трансформатора добиваются постоянства показаний индикатора при произвольном положении пластины фазовращателя. Таким образом, генератор согласовывается в плоскости зонда, что исключает влияние отражений от стыка фланцев образцовой нагрузки и фазовращателя на ре-

Погрешность аттестации образцовых нагрузок

При измерении к. с. в. н. образцовой нагрузки по изложенному выше методу исключаются две основные погрешности, свойственные методу измерения к. с. в. н. с помощью измерительной линии: погрешность из-за неравномерности связи зонда с линией, поскольку зонд неподвижен, и погрешность из-за наличия неоднородностей между зондом и нагрузкой («погрешность фланца»).

Однако появляются новые погрешности:

а) погрешность рассогласования, обусловленная тем, что при изменении длины тракта между неидеально согласованным генератором и нагрузкой изменяется мощность, отдаваемая генератором в тракт;

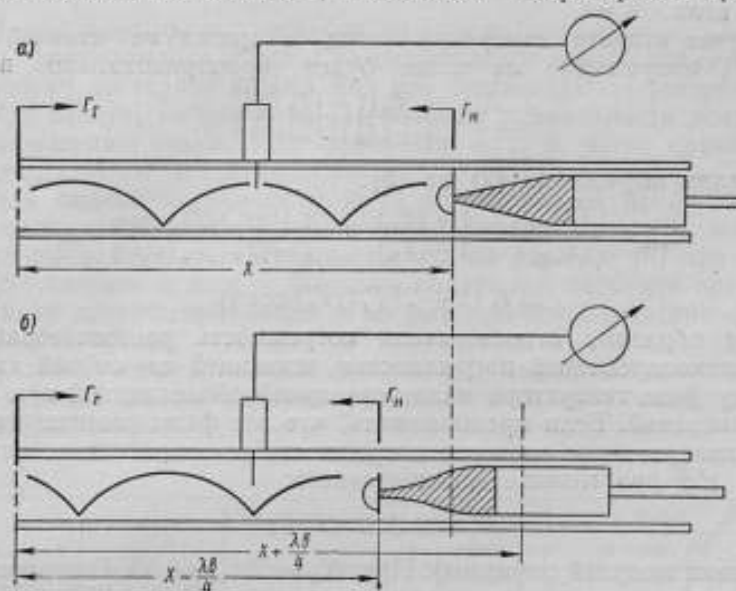


Рис. 4. Распределение поля в тракте с подвижной нагрузкой.

б) погрешность из-за наличия вертикальных колебаний поглощающе-отражающего элемента в процессе его перемещения, которые обусловлены неоднородностью канала волновода по высоте (погрешность из-за неравномерности).

Кроме того, сохраняются некоторые погрешности, присущие и измерительной линии:

- в) погрешность из-за шунтирующей проводимости зонда;
- г) погрешность из-за неквадратичности детектора;
- д) погрешность, вносимая индикаторным прибором;
- е) погрешность из-за нестабильности генератора по мощности.

Приведем расчет погрешности рассогласования.

Пусть Γ_r — комплексный коэффициент отражения генератора, Γ_n — комплексный коэффициент отражения нагрузки; $\varphi = \varphi_r + \varphi_n$ — сумма фаз коэффициентов отражений генератора и нагрузки при произвольной плоскости отсчета, где φ_r — «фаза генератора», φ_n — «фаза нагрузки».

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda_n} X,$$

где X — расстояние между генератором и нагрузкой (рис. 4);

λ_n — длина волны в волноводе.

При этих переменных амплитуда волны E , падающей на нагрузку в несогласованном тракте, выражается формулой

$$E = \frac{E_0}{1 - |\Gamma_r| |\Gamma_n| e^{i\varphi}},$$

где E_0 — амплитуда волны в идеально согласованном тракте [2].

В случае первого измерения (зонд в максимуме стоячей волны (рис. 4, а) напряжение на зонде пропорционально величине

$$|E_{\max}| = \frac{E_0(1 + |\Gamma_n|)}{1 - |\Gamma_r| |\Gamma_n| \cos \varphi}. \quad (2)$$

Выражение (2) легко получается суммированием падающей и отраженной волн.

В случае второго измерения (зонд в минимуме стоячей волны, рис. 4, б) напряжение на зонде будет пропорционально величине

$$|E_{\min}| = \frac{E_0(1 - |\Gamma_n|)}{1 + |\Gamma_r| |\Gamma_n| \cos \varphi}. \quad (3)$$

Разделим выражения (2) на (3):

$$K_{\text{изм}} = \frac{|E_{\max}|}{|E_{\min}|} = \frac{1 + |\Gamma_n|}{1 - |\Gamma_n|} \cdot \frac{1 + |\Gamma_r| |\Gamma_n| \cos \varphi}{1 - |\Gamma_r| |\Gamma_n| \cos \varphi} \approx \\ \approx K(1 + 2|\Gamma_r| |\Gamma_n| \cos \varphi).$$

Таким образом, относительная погрешность рассогласования является знакопеременной погрешностью, имеющей случайный характер, поскольку фаза генератора является случайной величиной при каждой серии измерений. Если предположить, что все фазы равновероятны, то среднее квадратичное значение погрешности из-за рассогласования σK_p будет в $\sqrt{2}$ раз меньше максимального:

$$\sigma K_p = \pm \sqrt{2} \cdot \Gamma_r \Gamma_n \quad (4)$$

(здесь знаки модулей опущены). При $K_n = 2 \Gamma_n = 0,33$. Генераторы сантиметрового диапазона нетрудно согласовать до $K_r = 1,015$ ($\Gamma_r = 0,008$). Следовательно, $\sigma K_p = \pm 0,37\%$.

Заметим, что для одной и той же серии измерений фаза генератора одна и та же. Поэтому при суммировании эта погрешность не делится на \sqrt{n} , где n — число измерений.

Погрешность из-за неравномерности очень просто оценить экспериментально известным способом «по максимумам». При определенном положении фазовращателя производится перемещение отражательно-поглощающего элемента. Записываются значения максимумов стоячей волны.

Неодинаковость максимумов указывает на наличие неравномерности при перемещении отражательно-поглощающего элемента образцовой нагрузки. Измерение повторяется при других положениях фазовращателя. Достаточно пройти таким образом половину длины волны в волноводе.

При квадратичном детекторе относительная погрешность измерения к. с. в. н. из-за неравномерности, как нетрудно показать, определяется формулой

$$\Delta K_{\text{кр}} = \frac{\Delta \alpha_{\max}}{2\sigma_{\text{ср}}}, \quad (5)$$

где α — показания индикатора (при квадратичном детекторе); $\Delta \alpha_{\max}$ — наибольшая разница двух соседних максимумов.

Полагая закон распределения погрешности в пределах $\pm \Delta K_{\text{пр}}$ равновероятным, находим

$$\sigma K_{\text{пр}} = \frac{\Delta K_{\text{пр}}}{\sqrt{3}}.$$

Погрешность измерения к. с. в. н. из-за шунтирующей проводимости зонда ΔK_s рассматривалась различными авторами. Воспользуемся формулой, приведенной в литературе [3]:

$$\Delta K_s = -g \frac{K-1}{K+1}. \quad (6)$$

В этой формуле мы пренебрегли членом, пропорциональным произведению проводимости зонда g на коэффициент отражения генератора Γ_r , поскольку последний весьма мал при согласованном генераторе.

Как следует из формулы (6), наличие проводимости зонда приводит к уменьшению результатов измерения к. с. в. н. по сравнению с его действительным значением.

Для оценки погрешности из-за шунтирующей проводимости зонда можно поступить двояко: или, как обычно, измерить проводимость зонда g и рассчитать погрешность ΔK_s по формуле (6) или непосредственно измерять к. с. в. н. методом подвижной нагрузки при различных глубинах погружения зонда и по результатам измерения оценить погрешность ΔK_s .

В табл. 1 представлены результаты непосредственного измерения к. с. в. н. образцовой нагрузки при различной глубине погружения зонда зондовой головки.

Таблица 1

Длина волны, см	Сечение волновода, мм	Значения к. с. в. н.								
		при глубине погружения зонда, мм								
		-0,5	0,5	1	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
3,2	23×10	—	1,87	1,88	1,88	1,88	1,88	1,87	1,86	1,79

Из табл. 1 следует, что при глубине погружения зонда 2 мм для волновода сечением 23×10 мм погрешность из-за шунтирующей проводимости зонда ничтожна.

Сравним значения g , вычисленные по данным табл. 1, с результатами непосредственного измерения проводимости зонда g , которое производится следующим образом. В тракт между генератором и исследуемой зондовой головкой включается вспомогательная измерительная линия. Тракт замыкается накоротко. Зонд зондовой головки устанавливается сначала в максимум, затем в минимум стоячей волны. Зонд измерительной линии устанавливается в максимум. Можно сказать, что проводимость зонда g равна

$$g = \frac{\Delta \alpha}{2\alpha_{\text{ср}}}, \quad (7)$$

где $\Delta \alpha$ — разность показаний индикатора вспомогательной измерительной линии при двух указанных положениях зонда исследуемой головки;

$\alpha_{\text{ср}}$ — среднее из двух показаний.

В табл. 2 сравниваются значения проводимости зонда, вычисленные по формуле (6), исходя из данных табл. 1, и значения проводимости зонда, вычисленные по формуле (7), для волновода сечением 23×10 мм при длине волны 3 см.

В соответствии с данными табл. 2 можно утверждать, что при расчете погрешности из-за шунтирующей проводимости зонда ΔK_3 по формуле (6) с подстановкой

Таблица 2

Глубина погружения зонда, мм	Расчет по формуле (6)	Расчет по формуле (7)
2,0	0,00	0,01
2,5	0,00	0,02
3,0	0,02	0,04
3,5	0,035	0,06
4,0	0,30	0,13

значения g , найденного по формуле (7), мы несколько увеличиваем оценку этой погрешности или, во всяком случае, не уменьшаем. Полагая, что при нормальном погружении зонда, равном 1,5—2 мм (в трехсантиметровом диапазоне), проводимость $g < 0,01$, найдем, что

$$\Delta K_3 < 0,3\% (K = 2).$$

Остальные погрешности, перечисленные выше, — погрешность из-за неквадратичности детектора (систематическая), погрешности, вносимые индикаторным прибором, и погрешность из-за нестабильности генератора по мощности, — рассматривались в литературе, посвященной градуировке аттенюаторов [4]. Как и там, погрешность из-за неквадратичности детектора исключается работой на уровнях мощности, при которых ток детектора в максимуме стоячей волны не превышает 1—4 мкА. Применялись детекторы типа ДКВ-5, которые, как правило, квадратичны при токах, меньших 5 мкА.

Погрешность, вносимая индикаторным прибором, обычно складывается из вариации прибора и погрешности из-за неточности отсчета. У прибора М-95 вариация пренебрежимо мала; наибольшую возможную погрешность отсчета по шкале прибора полагаем равной $\pm 0,2$ деления, или $\pm 0,2\%$ [4], так как оба отсчета производятся вблизи конца шкалы (100 делений). Учитывая, что отсчетов два, найдем, что средняя квадратичная погрешность измерения к. с. в. н. $\sigma K_{ин}$, вносимая индикаторным прибором, составит

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot 0,2 = 0,14\%.$$

Погрешность из-за неточности делителя подсчитывается с учетом формулы (1)

$$\sigma K_{дел} = \frac{1}{2} \sigma \eta,$$

где $\sigma \eta$ — относительная погрешность делителя.

Поскольку сопротивления делителя подгонялись с средней квадратичной погрешностью не более $\pm 0,1\%$, то $\sigma \eta$ будет не более $\pm 0,2\%$ (два сопротивления), а $\sigma K_{дел}$ не более $\pm 0,1\%$.

В результате длительного исследования средняя квадратичная нестабильность мощности генератора была оценена в $\pm 0,8\%$. Следовательно, погрешность измерения к. с. в. н. из-за нестабильности генератора по мощности составит

$$\sigma K_{вт} = \frac{\sqrt{2}}{2} 0,8 = 0,57\%.$$

Очевидно, что погрешности σK_n и $\sigma K_{н.г}$ уменьшаются с увеличением числа измерений в \sqrt{n} раз, где n — число измерений.

Формула для суммарной средней квадратичной погрешности результата S_z будет выглядеть так:

$$S_z = \pm \sqrt{(\sigma K_p)^2 + (\sigma K_{np})^2 + (\sigma K_{дел})^2 + \left(\frac{\sigma K_n}{\sqrt{n}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma K_{н.г}}{\sqrt{n}}\right)^2}.$$

Подставляя сюда полученные выше оценки отдельных составляющих:

$$\sigma K_p = \pm 0,37\%;$$

$$\sigma K_{np} = \pm 0,14\%;$$

$$\sigma K_{дел} = \pm 0,10\%;$$

$$\sigma K_n = \pm 0,14\%;$$

$$\sigma K_{н.г} = \pm 0,57\%$$

и полагая $n=10$ (обычная серия измерений), найдем, что $S_z = \pm 0,4\%$.

Предельную погрешность аттестации волноводной нагрузки ΔK будем подсчитывать по формуле (при доверительной вероятности 0,997)

$$\Delta K = \pm (3S_z + |\Delta K_3|) = \pm 1,5\%.*$$

Напомним, что ΔK_3 — погрешность измерения к. с. в. н. из-за шунтирующей проводимости зонда, имеющая систематический характер.

Таким образом, аттестованная описанным способом волноводная нагрузка с к. с. в. н., равным приблизительно 2, пригодна для проверки измерительных волноводных линий, имеющих допускаемую погрешность $\pm 5\%$.

Следует отметить некоторые возможные способы снижения погрешности измерения к. с. в. н. описанным методом (методом подвижной нагрузки).

Более тщательный теоретический и экспериментальный анализ свойств зонда позволит получить надежную поправку, в результате чего в суммарную погрешность войдет только неисключенный остаток погрешности из-за проводимости зонда порядка 0,1%.

Погрешность из-за рассогласования может быть уменьшена или вовсе исключена, если при каждом измерении перемещением пластины фазовращателя (рис. 2) устанавливается новая «фаза генератора», т. е. если усреднить результаты измерения «по всем фазам». При этом фаза генератора переводится из систематической погрешности в случайную, и можно применить деление на \sqrt{n} , где n — число измерений.

Наконец, применение специальных способов стабилизации мощности с. в. ч. генераторов, описанных в литературе [5], позволит снизить нестабильность генератора по мощности до величины порядка $\pm 0,1\%$. Прикидочная оценка предельной погрешности метода подвижной нагрузки при реализации перечисленных способов дает цифру $\pm 0,4\%$.

Можно, однако, показать, что при существующих допусках на размеры волноводов и фланцев уменьшение погрешности измерения к. с. в. н. образцовых нагрузок до значений менее процента нецелесообразно. Действительно, источник отражения с коэффициентом отражения Γ пе-

* Полученная цифра суммарной погрешности аттестации относится к нагрузкам с сечением волновода 23×10 мм и 72×34 мм. Для сечений волноводов меньших размеров сантиметрового диапазона погрешность аттестации возрастает, но не превышает $\pm 2\%$.

ред нагрузкой вносит относительную погрешность по к. с. в. н. 2Γ . При соединении двух волноводов отражения от места соединения неизбежны. Многочисленные измерения показывают, что величина Γ в сантиметровом диапазоне имеет порядок 0,001—0,005. Следовательно, только одна погрешность из-за отражений от места соединения волноводов (так называемая «погрешность фланца») может составить $\pm 1\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брянский Л. Н. Измерение коэффициента стоячей волны напряжения генератора с помощью фазовращателя, «Измерительная техника», № 2, 1958.
2. Герценштейн М. Е., Брянский Л. Н. Погрешность ослабителя вследствие рассогласования в тракте сверхвысоких частот, «Измерительная техника», № 1, 1956.
3. Герценштейн М. Е. Определение шунтирующей проводимости зонда измерительной линии, «Измерительная техника», № 4, 1956.
4. Стрелкова Е. И. Установка для проверки поглощающих ослабителей трехсантиметрового диапазона волн, «Измерительная техника», № 2, 1956.
5. Eigen S., Transact. IRE. MTT-5, № 2, April, 1957, p. 202—206.

Поступила в редакцию
8/1 1960 г.

В. С. БУЗНОВ

ВНИИФТРИ

СЛИЧЕНИЕ МЕТОДОВ ПОВЕРКИ РАМОЧНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ В ПОЛЕ ИНДУКЦИИ И В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

В статье описываются результаты сличения двух методов поверки рамочных измерителей напряженности поля — в полях индукции и излучения. Показана сходимость этих методов в пределах погрешности измерений ($\pm 5\%$).

Методика градуировки и поверки рамочных измерителей напряженности поля (ИНП) в диапазоне частот 12 кГц ÷ 50 МГц основана на использовании магнитной составляющей H электромагнитного поля индукции.

Несмотря на то, что рамочная антенна ИНП реагирует на магнитную составляющую поля, принято рамочные измерители напряженности поля градуировать в значениях электрической составляющей поля. Такой способ градуировки вполне допустим, если измерители напряженности поля работают в зоне излучения и в свободном пространстве, где соотношение между магнитной и электрической составляющей вполне однозначно и выражается формулой

$$E = 120\pi H, \quad (1)$$

В действительности же антенна ИНП располагается на расстоянии h от поверхности земли, где это соотношение может быть нарушено, что приведет к некоторой систематической погрешности метода. Кроме того, при расчете магнитного поля индукции также может быть допущена систематическая погрешность, обусловленная наличием земли и посторонних металлических предметов. Все это может привести к неправильным показаниям ИНП по сравнению с действительной напряженностью поля, определяемой методом образцовой антенны [1].

В связи с этим возникла необходимость провести сличение методов поверки ИНП в поле индукции и в поле излучения, для чего был проведен следующий эксперимент. С помощью вспомогательного диполя создавалось горизонтально поляризованное электромагнитное поле. Питание передающего диполя осуществлялось от генератора высокой частоты, имеющего симметричный выход. На расстоянии от передающей антенны (диполя), равном 5λ , был расположен приемный образцовый

диполь, ориентированный по линии AB (рис. 1). Напряженность поля E_0 в месте расположения диполя определялась как

$$E_0 = \frac{\varepsilon}{I_d}, \quad (2)$$

где ε — э. д. с., наведенная в диполе (в в);

I_d — действующая длина диполя (в м).

При измерении напряженности поля каждый раз проверялась диаграмма направленности диполя. При повороте диполя с помощью координатного устройства на 180° диаграмма напряженности поля во всех случаях отличалась от расчетной не более чем на 1,5%.

После измерения напряженности поля диполь заменяли настроенной рамкой от измерителя напряженности поля типа ИНП-5, ориентированной в плоскости горизонтальной поляризации. Наведенная полем излучателя э. д. с. в рамке ИНП-5 определялась с помощью специального индикатора (рис. 2), подключенного к выходным зажимам рамки.

После измерения э. д. с. ток в передающем диполе выключали и

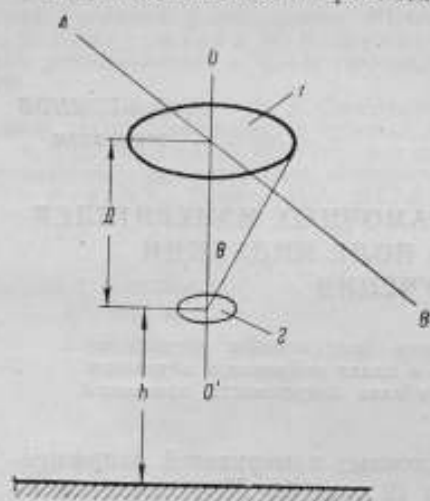


Рис. 1. Расположение рамок излучателя и приемника.

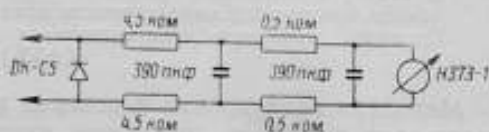


Рис. 2. Схема вольтметра с симметричным входом.

с помощью симметричного рамочного излучателя 2 (рис. 1) создавали образцовое поле индукции.

Регулировкой тока в симметричной рамке излучателя поле индукции изменяли до момента совпадения показаний индикатора в рамке 1 с показаниями при измерении поля излучения.

Напряженность поля, создаваемого полем индукции в месте расположения приемной рамки ИНП-5, рассчитывалась по формуле [2]:

$$E = \frac{60\pi N I A_1^2}{(D^2 + A_1^2 + A_2^2)^{3/2}} \sqrt{1 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} (D^2 + A_1^2 + A_2^2)} \cos \theta, \quad (3)$$

где N — число витков рамки излучателя;

I — ток в рамке излучателя (в а);

A_1 — радиус рамки излучателя (в м);

A_2 — радиус приемной рамки (в м);

D — расстояние между рамками (в м);

θ — угол между осью, проходящей через центры рамок, и линией, проведенной из центра рамки излучателя до витков приемной рамки, равный примерно 10° ;

λ — длина волны (в м).

Было проведено три сличения на частоте 50 Мгц и одно сличение на частоте 25 Мгц. Измерения проводились при различных уровнях напряженности поля.

Результаты сличений для частоты 50 Мгц приведены в табл. 1, для 25 Мгц — в табл. 2.

Таблица 1

$E_0, \text{в/м}$	$E, \text{в/м}$				$\Delta = \frac{E - E_0}{E_0} \cdot 100, \%$
	8 сентября	10 сентября	11 сентября	среднее	
0,079	0,0835	0,083	0,0835	0,0833	+5,3
0,103	0,100	0,101	0,101	0,101	-1,9
0,115	0,119	0,112	0,119	0,117	+1,4

На основании результатов сличения двух методов градуировки и поверки рамочных измерителей напряженности поля можно сделать следующие выводы.

Таблица 2

$E_0, \text{в/м}$	$E, \text{в/м}$	$\Delta = \frac{E - E_0}{E_0} \cdot 100, \%$
0,0434	0,0439	+1,2

Выводы

1. Измерители напряженности поля, отградуированные или поверенные в поле индукции, могут без дополнительной погрешности применяться для измерения напряженности поля в зоне излучения.

2. Формулы (2) и (3), соответствующие двум различным методам поверки и калибровки измерителей напряженности поля, дают хорошую сходимость в пределах погрешности сличений.

3. Погрешности сличений определяются следующими составляющими*:

а) наибольшей погрешностью δ_1 измерения напряженности поля методом образцовой антенны (диполем), равной для данных частот $\pm 4\%$;

б) наибольшей погрешностью δ_2 , определяемой методом образцового поля индукции и равной $\pm 3\%$;

в) наибольшей погрешностью δ_3 , вносимой индикатором и равной $\pm 0,5\%$;

г) наибольшей погрешностью δ_4 , вносимой нестабильностью тока в передающей антенне в процессе измерения и равной $\pm 5\%$.

Максимальная суммарная погрешность (при нормальном законе распределения частных погрешностей) равна

$$\delta = \pm \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2 + \delta_4^2} \approx \pm 5,0\%$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Термен Ф. и Петтит Д. Измерительная техника в электронике, ИЛ, 1955.
2. Бузинов В. С., Исследование погрешностей метода поверки измерителей напряженности поля в диапазоне частот от 12 кгц до 25 Мгц, Труды ВНИИФТРИ, № 48 (108), Стандартгиз, М., 1960.

Поступила в редакцию
8/1 1960 г.

*См. отчет ВНИИФТРИ по теме 28-9 за 1959 г.

СПЕКТР ГЕНЕРАТОРА РАДИОИМПУЛЬСОВ С КРУТЫМ ФРОНТОМ

В статье приводится расчет спектра генератора радиоимпульсов с крутым фронтом, предназначенного для проверки измерителей радиопомех. Рассмотрен случай модуляции по управляющей сетке; выяснено, что при модуляции по несимметричной схеме мешающие составляющие спектра имеют заметную величину; применение симметричной схемы позволяет уменьшить эти составляющие. На основании полученных соотношений определена оптимальная с точки зрения возможных погрешностей длительность фронта. При экспериментальной проверке формулы для спектральной плотности измерение последней сведено к измерению гармоник спектра повторяющихся импульсов.

Для «импульсной» проверки измерителей помех необходимо импульсное напряжение с известной спектральной плотностью. Перекрывание диапазона ультракоротковолновых измерителей помех спектром видеоимпульсов наталкивается на технические трудности, связанные с генерированием импульсов наносекундной длительности. Поскольку при по-

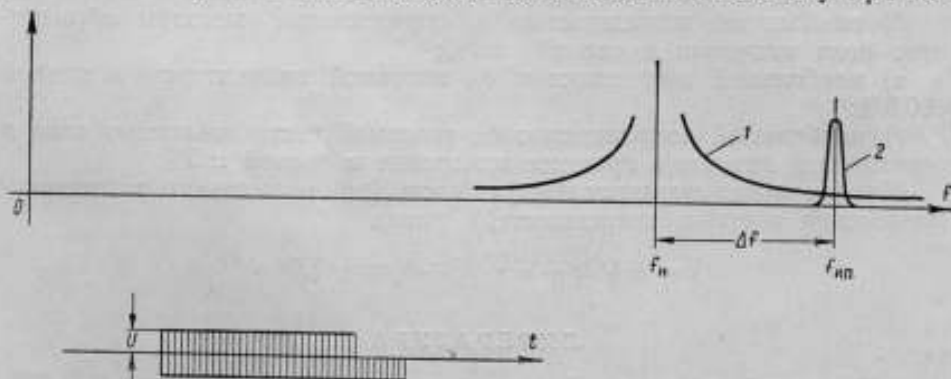


Рис. 1. Диаграмма спектров при использовании радиоимпульса с крутым фронтом для проверки измерителей помех.

1—спектр радиоимпульса; 2—частотная характеристика измерителя помех.

верке измерителей помех нет необходимости перекрывать сразу весь диапазон частот прибора, оказывается возможным использование радиоимпульсов с относительно узким спектром, «группирующимся» около частоты заполнения [1].

Удобной формой радиоимпульса является импульс с крутым фронтом. В идеальном случае для определения его спектральной плотности, равной

$$\Phi = \frac{U}{2\pi\Delta f},$$

достаточно измерить лишь амплитуду U и разность Δf между частотой несущей f_n и частотой настройки измерителя помех $f_{\text{ип}}$ (рис. 1). При получении такого сигнала с помощью реальной схемы возникают неизбежные искажения спектра. Их необходимо учитывать при определении погрешности воспроизведения спектральной плотности и при выборе оптимальных условий проверки измерителей помех.

Спектр анодного тока при постоянном смещении на управляющей сетке

Для удобства измерения амплитуды радиоимпульса применяется «негативная» модуляция, при которой сигнал представляет собой синусо-

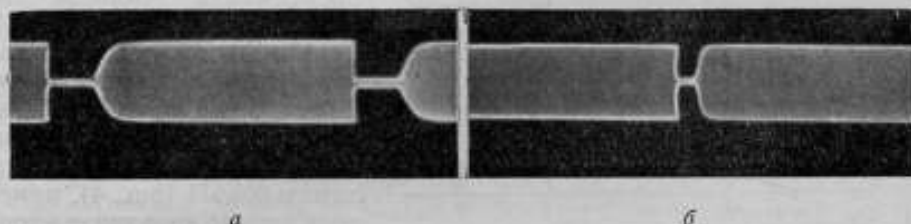


Рис. 2. Осциллограммы радиоимпульсов с частотой следования:
а—3000 гц; б—500 гц.

идальное колебание, прерываемое относительно узкими паузами неизменной длительности (рис. 2). Сигнал такой формы может быть получен

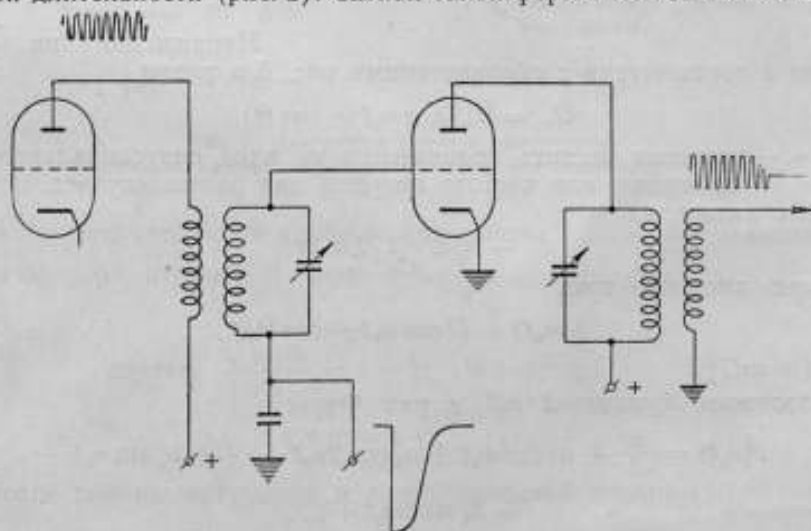


Рис. 3. Схема модуляции на управляющую сетку.

как при модуляции на управляющую сетку, так и при модуляции на защитную сетку или анод. Однако в первом случае легче получить кру-

той фронт импульса анодного тока, так как при одной и той же скорости нарастания запирающего напряжения лампа может быть закрыта быстрее по управляющей сетке. Один из возможных вариантов схемы модуляции на управляющую сетку приведен на рис. 3.

Поскольку модуляция на управляющую сетку производится изменением смещения, определим сначала спектральный состав анодного тока в зависимости от величины смещения.

При расчете передающих устройств обычно определяется состав анодного тока в функции угла отсечки Θ при линейной аппроксимации

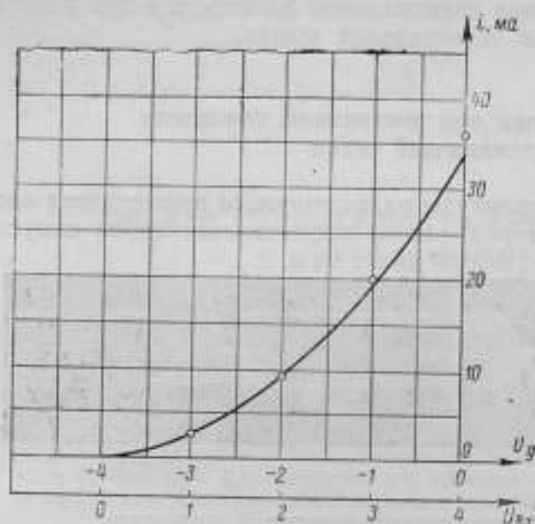


Рис. 4. Аппроксимация характеристики 6Ж5П; $U_{g2} = 150$ в, $U_a = 150$ в. Точками показаны значения

$$i = mU_{g2}^2 \text{ при } m = 2,25 \frac{\text{мА}}{\text{В}^2}.$$

при линейной аппроксимации анодно-сеточной характеристики лампы [2]. Для расчетов спектра, связанных с точными измерениями, линейная аппроксимация оказывается недостаточной, особенно при переходе в режим класса А, поэтому желательна более точная аппроксимация реальной характеристики применяемой лампы. Анодно-сеточные характеристики многих ламп удовлетворительно аппроксимируются параболой. Так, для типовой характеристики лампы 6Ж5П (рис. 4), поместив начало координат в точку отсечки $U_{g2} = -4$ в, можно считать $i = mU_{g2}^2$. При $m = 2,25 \text{ мА/В}^2$ погрешность аппроксимации не превышает 4% от i_{max} .

Напряжение на сетке лампы в соответствии с обозначениями рис. 5, а равно

$$U_{g2} = U_m (\cos \omega_n t - \cos \Theta),$$

где ω_n — круговая частота подаваемого на вход синусоидального напряжения, или частота несущей для радиопульса.

Для интервала

$$-\Theta \leq \omega_n t \leq +\Theta$$

импульс анодного тока

$$i(\omega_n t) = I (\cos \omega_n t - \cos \Theta)^2,$$

где $I = mU_m^2$.

Разложим функцию $i(\omega_n t)$ в ряд Фурье

$$i(\omega_n t) = \frac{a_0}{2} + a_1 \cos \omega_n t + a_2 \cos 2\omega_n t + \dots + b_1 \sin \omega_n t + b_2 \sin 2\omega_n t + \dots$$

Поскольку $i(\omega_n t)$ функция четная, все $b_n = 0$.

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i(\omega_n t) d(\omega_n t) = \frac{I}{\pi} (\Theta - 3 \sin \Theta \cos \Theta + 2\Theta \cos^2 \Theta).$$

Коэффициент для n -й гармоники

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i(\omega_n t) \cos n\omega_n t d(\omega_n t) = \frac{I}{\pi} \left[\frac{1}{n(n-1)(n-2)} \sin(n-2)\Theta - \frac{2}{n(n-1)(n+1)} \sin n\Theta + \frac{1}{n(n+1)(n+2)} \sin(n+2)\Theta \right].$$

В частном случае для 1, 2 и 3-й гармоник

$$a_1 = \frac{I}{\pi} \left(\frac{3}{2} \sin \Theta - 2\Theta \cos \Theta + \frac{1}{6} \sin 3\Theta \right);$$

$$a_2 = \frac{I}{\pi} \left(\frac{\Theta}{2} - \frac{1}{3} \sin 2\Theta + \frac{1}{24} \sin 4\Theta \right);$$

$$a_3 = \frac{I}{6\pi} \left(\sin \Theta - \frac{1}{2} \sin 3\Theta + \frac{1}{10} \sin 5\Theta \right).$$

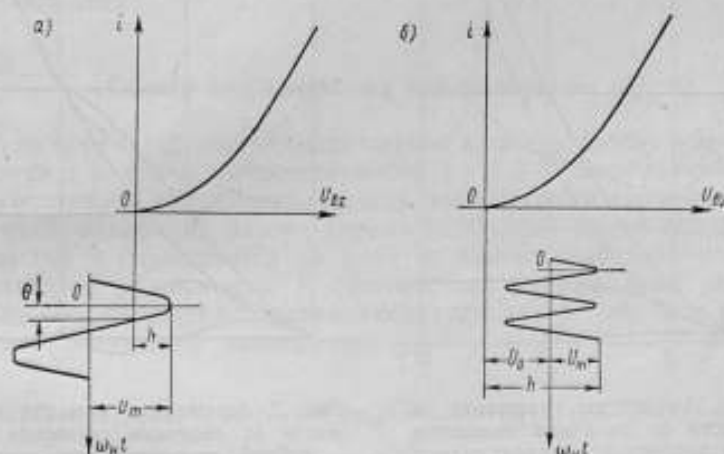


Рис. 5. Дваграмма токов и напряжений;
а — работа с отсечкой; б — работа без отсечки.

Чтобы получить более удобную для нашего применения зависимость, выразим угол отсечки Θ через $\gamma = \frac{h}{U_m}$.

Тогда

$$\cos \Theta = \frac{U_m - h}{U_m} = 1 - \gamma; \quad \Theta = \arccos(1 - \gamma);$$

$$\sin \Theta = \sqrt{(2 - \gamma)\gamma}.$$

После замены аргумента и преобразований получим

$$\frac{a_{\text{пост}}}{2I} = \frac{1}{4\pi} \left[\arccos(1 - \gamma) - 3(1 - \gamma)\sqrt{\gamma(2 - \gamma)} + 2(1 - \gamma)^2 \arccos(1 - \gamma) \right], \quad (1)$$

где $a_{\text{пост}} = \frac{a_0}{2}$;

$$\frac{a_1}{2I} = \frac{1}{\pi} \left[\sqrt{\gamma(2-\gamma)} - (1-\gamma) \arccos(1-\gamma) + \frac{1}{3} \sqrt{\gamma^3(2-\gamma)^3} \right]; \quad (2)$$

$$\frac{a_2}{2I} = \frac{1}{4\pi} \left\{ \arccos(1-\gamma) - \frac{1}{3}(1-\gamma) \sqrt{\gamma(2-\gamma)} \left[3 + 2\gamma(2-\gamma) \right] \right\}. \quad (3)$$

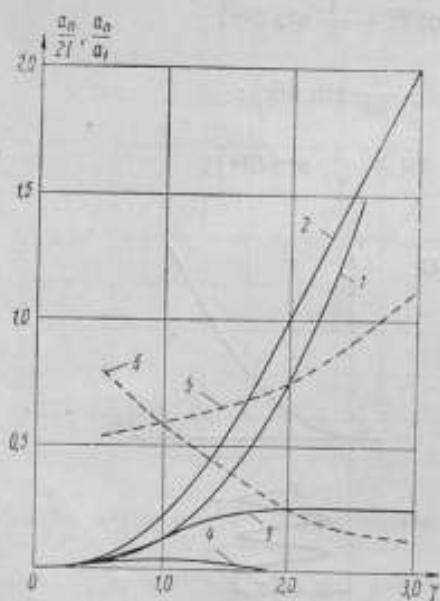


Рис. 6. Амплитуды гармоник в зависимости от величины смещения при квадратичной аппроксимации ламповой характеристики:

$$1 - \frac{a_{\text{пост}}}{2I}; 2 - \frac{a_1}{2I}; 3 - \frac{a_2}{2I}; 4 - \frac{a_3}{2I};$$

$$5 - \frac{a_{\text{пост}}}{a_1}; 6 - \frac{a_2}{a_1}.$$

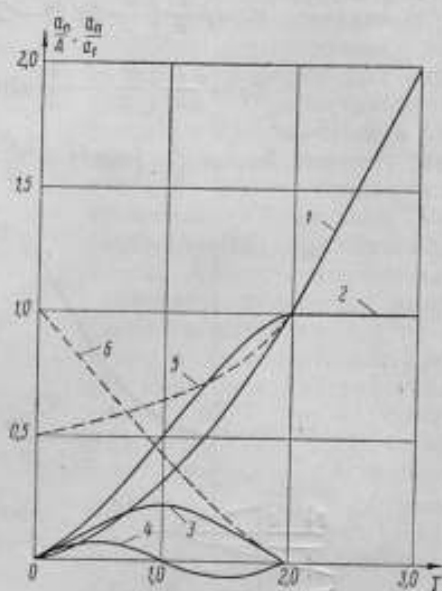


Рис. 7. Амплитуды гармоник в зависимости от величины смещения при линейной аппроксимации ламповой характеристики:

$$1 - \frac{a_{\text{пост}}}{A}; 2 - \frac{a_1}{A}; 3 - \frac{a_2}{A}; 4 - \frac{a_3}{A};$$

$$5 - \frac{a_{\text{пост}}}{a_1}; 6 - \frac{a_2}{a_1}.$$

Полученные зависимости справедливы при работе с отсечкой, т. е. при

$$0 \leq \gamma < 2 \quad (\text{или } 0 \leq \theta \leq \pi).$$

При работе в режиме класса А (рис. 5, 6) и при $(\gamma > 2)$

$$U_{\text{вх}} = U_0 + U_m \cos \omega_n t = h - U_m + U_m \cos \omega_n t =$$

$$= U_m [(\gamma - 1) + \cos \omega_n t].$$

Анодный ток равен

$$i(\omega_n t) = m U_{\text{вх}}^2(\omega_n t) = m U_m^2 [(\gamma - 1) + \cos \omega_n t]^2;$$

$$i(\omega_n t) = I \left[\frac{1}{2} + (\gamma - 1)^2 + 2(\gamma - 1) \cos \omega_n t + \frac{1}{2} \cos 2\omega_n t \right].$$

Так как отсечка отсутствует, из последнего выражения непосредственно получаем

$$\frac{a_{\text{пост}}}{2I} = \frac{1}{2} (\gamma - 1)^2 + \frac{1}{4}; \quad (4)$$

$$\frac{a_1}{2I} = \gamma - 1; \quad (5)$$

$$\frac{a_2}{2I} = \frac{1}{4}. \quad (6)$$

По формулам (1)–(6) построены кривые (рис. 6). Для сравнения на рис. 7 приведены аналогичные кривые, полученные при линейной аппроксимации сеточной характеристики; здесь $A = sU_m$, где s — крутизна характеристики. Графики на рис. 6 и рис. 7 заметно отличаются друг от друга (например, кривые для 1-й гармоники при $\gamma > 2$); поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться кривыми, приведенными на рис. 6, как более точными.

Спектр анодного тока при запираии лампы

До подачи запирающего напряжения лампа работает при постоянном смещении в режиме, соответствующем $\gamma = 1 \div 3$. Это значение γ определяет «исходное» соотношение между амплитудами гармоник тока. При медленном запираии лампы (время запираии много больше периода синусоиды) γ уменьшается до нуля по закону, определяемому формой запирающего напряжения. В соответствии с графиками рис. 6 будут уменьшаться амплитуды составляющих анодного тока; для него можно написать следующее выражение:

$$i(t) = a_{\text{пост}}(t) + a_1(t) \cos(\omega_n t + \varphi_1) + a_2(t) \cos(2\omega_n t + \varphi_2) + \\ + a_3(t) \cos(3\omega_n t + \varphi_3) + \dots$$

или в комплексной форме

$$i(t) = a_{\text{пост}}(t) + \frac{1}{2} a_1(t) [e^{j(\omega_n t + \varphi_1)} + e^{-j(\omega_n t + \varphi_1)}] + \\ + \frac{1}{2} a_2(t) [e^{j(2\omega_n t + \varphi_2)} + e^{-j(2\omega_n t + \varphi_2)}] + \frac{1}{2} a_3(t) [e^{j(3\omega_n t + \varphi_3)} + \\ + e^{-j(3\omega_n t + \varphi_3)}] + \dots \quad (7)$$

При запираии идеальным скачком это выражение для тока также справедливо. В промежуточном же случае, когда время, за которое происходит запираие, сравнимо с периодом синусоиды, справедливость выражения (7) не очевидна; однако его уточнение должно привести к неоправданно громоздкому расчету. Для простоты будем исходить из предположения применимости формулы (7) и в этом промежуточном случае; как показал описанный ниже эксперимент, такое допущение возможно.

Используя принцип наложения и теорему о переносе спектра [3, 4], получим спектральную плотность (спектр) анодного тока

$$S(\omega) = S_{\text{пост}}(\omega) + \frac{1}{2} e^{j\varphi_1} S_1(\omega - \omega_n) + \frac{1}{2} e^{-j\varphi_1} S_1(\omega + \omega_n) + \\ + \frac{1}{2} e^{j\varphi_2} S_2(\omega - 2\omega_n) + \frac{1}{2} e^{-j\varphi_2} S_2(\omega + 2\omega_n) + \\ + \frac{1}{2} e^{j\varphi_3} S_3(\omega - 3\omega_n) + \frac{1}{2} e^{-j\varphi_3} S_3(\omega + 3\omega_n) + \dots$$

где $S_{\text{пост}}(\omega)$ — спектр «постоянной составляющей»;
 $S_1(\omega)$ — спектр огибающей «1-й гармоники»;
 $S_2(\omega)$ — спектр огибающей «2-й гармоники» и т. д.

Для приближенного определения соотношений между различными составляющими спектра достаточно рассмотреть случай, когда лампа запирается идеальным скачком. Тогда

$$a_{\text{пост}}(t) = \begin{cases} A_{\text{пост}}, & t < 0 \\ 0, & t > 0 \end{cases}; \quad a_1(t) = \begin{cases} A_1, & t < 0 \\ 0, & t > 0 \end{cases}$$

и т. д.

Спектр огибающей « n -й гармоники»

$$S_n(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_n(t) e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^0 A_n e^{-j\omega t} dt;$$

вводя, как обычно, экспоненциальный множитель, имеем

$$S_n(\omega) = A_n \int_{-\infty}^0 e^{at} e^{-j\omega t} dt = \frac{A_n}{a - j\omega} \Big|_{-\infty}^0 = \frac{A_n}{j\omega}.$$

Спектр тока

$$S(\omega) = -\frac{A_{\text{пост}}}{j\omega} - \frac{1}{2} e^{j\varphi_1} \frac{A_1}{j(\omega - \omega_n)} - \frac{1}{2} e^{-j\varphi_1} \frac{A_1}{j(\omega + \omega_n)} - \\ - \frac{1}{2} e^{j\varphi_2} \frac{A_2}{j(\omega - 2\omega_n)} - \frac{1}{2} e^{-j\varphi_2} \frac{A_2}{j(\omega + 2\omega_n)} - \\ - \frac{1}{2} e^{j\varphi_3} \frac{A_3}{j(\omega - 3\omega_n)} - \frac{1}{2} e^{-j\varphi_3} \frac{A_3}{j(\omega + 3\omega_n)} - \dots$$

На рис. 8 показана зависимость модуля спектральной плотности составляющих тока от частоты.

Перейдем к спектру действительных амплитуд, переписав тождество для тока в действительной форме [4]

$$i(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[-\frac{2A_{\text{пост}}}{\omega} \sin \omega t - \right. \\ \left. - \frac{A_1}{\omega - \omega_n} \sin(\omega t + \varphi_1) - \frac{A_1}{\omega + \omega_n} \sin(\omega t - \varphi_1) - \right. \\ \left. - \frac{A_2}{\omega - 2\omega_n} \sin(\omega t + \varphi_2) - \frac{A_2}{\omega + 2\omega_n} \sin(\omega t - \varphi_2) - \dots \right] d\omega.$$

Полезной является составляющая

$$-\frac{1}{2\pi} \frac{A_1}{\omega - \omega_n} \sin(\omega t + \varphi_1),$$

остальные должны быть сведены к малой величине, так как учесть эти составляющие не представляется возможным.

Как видно из рис. 6, при $\gamma = 1 \div 3$ в худшем случае

$$\frac{a_{\text{пост}}}{a_1} \approx 1,0 \quad \text{и} \quad \frac{a_2}{a_1} \approx 0,5.$$

При $\omega \approx \omega_n$ между наиболее заметными мешающими компонентами получаются следующие соотношения:

$$\frac{\frac{A_2}{|\omega - 2\omega_n|}}{\frac{2A_{\text{пост}}}{\omega}} \approx 0,25; \quad \frac{\frac{A_1}{\omega + \omega_n}}{\frac{2A_{\text{пост}}}{\omega}} \approx 0,25.$$

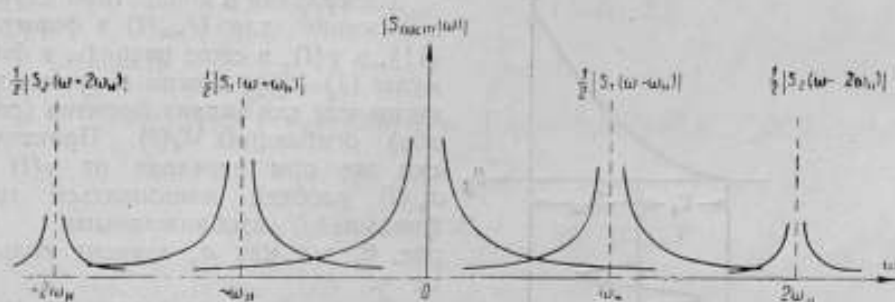


Рис. 8. Спектр анодного тока при запырании лампы идеальным скачком.

Таким образом, наибольшую опасность представляет спектр «постоянной составляющей». С учетом двух основных составляющих

$$i(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[-\frac{2A_{\text{пост}}}{f} \sin 2\pi ft - \frac{A_1}{f - f_n} \sin(2\pi ft + \varphi_1) \right] df.$$

Выписывая коэффициенты при синусах, получаем

$$\Phi_1(f) = \frac{A_1}{2\pi |f - f_n|}; \quad (8)$$

$$\Phi_{\text{пост}}(f) = \frac{A_{\text{пост}}}{\pi f}, \quad (9)$$

где Φ_1 и $\Phi_{\text{пост}}$ — абсолютные величины спектральной плотности для действительных амплитуд.

Выражения (8) и (9) для спектральной плотности удобны при измерениях. Отношение наибольшей нежелательной составляющей к полезной в худшем случае

$$\frac{\Phi_{\text{пост}}}{\Phi_1} = \frac{A_{\text{пост}}}{\pi f} \frac{2\pi \Delta f}{A_1} \approx \frac{2\Delta f}{f}, \quad (10)$$

где $\Delta f = (f - f_n)$.

В действительности фронт составляющих анодного тока имеет конечную длительность. С увеличением длительности фронта возникает по-

грешность из-за «завала» зависимости $\Phi_1(f)$. С другой стороны, погрешность, определяемая отношением $\Phi_{\text{пост}}$ в этом случае уменьшается. Поэтому при расчете спектра Φ_1 желательно учитывать длительность фронта как для полезной, так и для мешающей составляющей.

Учет влияния длительности фронта анодного тока

Для определения «огibaющих» как функций времени $a_n(t)$ достаточно найти зависимость $\gamma(t)$, так как значения $a_n(\gamma)$ определены ранее. Из рис. 9 видно, что

$$\gamma(t) = 1 + \frac{1}{U_m} [U_{\text{отс}} - U_{\text{см}} - U_{\text{зап}}(t)]. \quad (11)$$

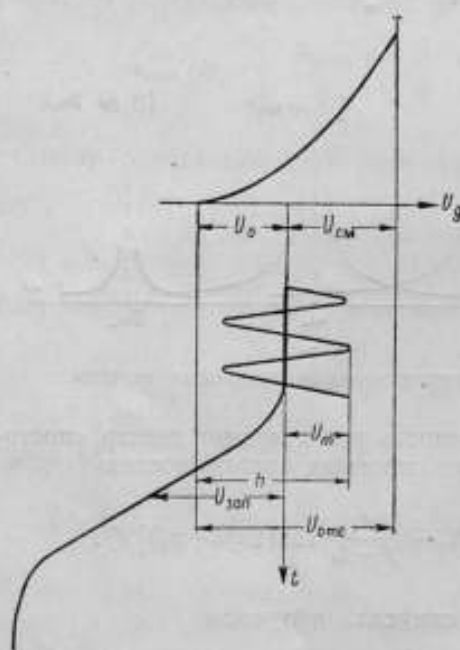


Рис. 9. Напряжение на сетке во время загорания лампы.

Подставляя в конкретном случае выражение для $U_{\text{зап}}(t)$ в формулу (11), а $\gamma(t)$, в свою очередь, в формулы (1)–(6), можно получить зависимости для задних фронтов (спадов) огibaющих $a_n(t)$. Практически же при переходе от $\gamma(t)$ к $a_n(t)$ удобнее пользоваться графиками, изображенными на рис. 6, так как a_n зависит только от γ .

Легко убедиться в том, что кривые спада огibaющих в различных случаях заметно отличаются по форме друг от друга.

Для огibaющей «1-й гармоники» эти отличия не имеют существенного значения, так как при измерениях используется лишь начальный участок ее спектра; в этом случае для оценки отклонения спектра от спектра идеального скачка достаточно линейная аппроксимация спада. Известно, что для линейного спада

$$\frac{S(\omega)}{S_{\text{ид}}(\omega)} = \frac{\sin \frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}},$$

где $S(\omega)$ — спектр скачка с линейным спадом (фронтом);

$S_{\text{ид}}(\omega)$ — спектр идеального скачка;

τ — длительность спада по уровню 0–1.

При линейной аппроксимации спада спектральная плотность «1-й гармоники» в начальном участке спектра будет

$$\Phi_{1\tau} = \frac{A_1}{2\pi\Delta f} \frac{\sin \pi\Delta f\tau}{\pi\Delta f\tau},$$

или

$$\Phi_{1\tau} \approx \frac{A_1}{2\pi\Delta f} \left| 1 - \frac{(\pi\Delta f\tau)^2}{3!} \right|, \quad (12)$$

где τ — длительность реального спада по уровням 0,05—0,95.

Что касается спада постоянной составляющей, то для него линейная аппроксимация не подходит, потому что «хвост» спектра, который в данном случае представляет интерес, уже зависит от формы спада. Поскольку последняя может изменяться, точное вычисление спектра для каждого случая не имеет смысла. Желательно поэтому аппроксимировать кривую спада так, чтобы спектр приближенной кривой был более «размытым», чем спектр точных кривых; тогда погрешность от спектра «постоянной составляющей» будет вычисляться с некоторым запасом. Для этой цели подходит, например, следующая функция:

$$\left. \begin{aligned} f(t) &= 1 - 0,5e^{-\beta t} & t \leq 0 \\ f(t) &= 0,5e^{-\beta t} & t \geq 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Ее спектр

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^0 (1 - 0,5e^{-\beta t}) e^{j\omega t} dt + \\ &+ \int_0^{+\infty} 0,5e^{-\beta t} e^{-j\omega t} dt \rightarrow \frac{1}{j\omega} \frac{\beta^2}{\beta^2 + \omega^2}. \end{aligned}$$

Поделив на спектр идеального скачка, получаем

$$\frac{S(\omega)}{S_{\text{ид}}(\omega)} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\beta}\right)^2}. \quad (14)$$

Расхождение приближенной зависимости (13) с действительными кривыми получается значительным (около 10% от наибольшего значения); зато кривая ее спектра согласно формуле (14), не имея нулей, проходит несколько выше значений, получаемых при более точных аппроксимациях, зависимость (14) к тому же очень проста.

С учетом выражений (9) и (14)

$$\Phi_{\text{пост}\tau} = \frac{A_{\text{пост}}}{\pi f} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi f}{\beta}\right)^2}.$$

Длительности фронтов «постоянной составляющей» и «первой гармоники» отличаются мало; полагая их равными и пользуясь формулами (13), выразим β через τ

$$\beta = \frac{4,61}{\tau}.$$

(τ — длительность спада по уровням 0,05—0,95).
После замены β получаем

$$\Phi_{\text{пост}\tau} = \frac{A_{\text{пост}}}{\pi f} \frac{1}{1 + 1,86 (f\tau)^2}. \quad (15)$$

Оптимальная длительность фронта анодного тока

Рабочим участком спектра является тот интервал расстроек Δf , для которого применима формула (8). Очевидно, на этом участке отклонение спектра «1-й гармоники» от значения, определяемого формулой (8), должно быть мало, т. е.

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_{1z}}{\Phi_1} \leq d; \quad (16)$$

кроме того, должна быть мала мешающая составляющая

$$\frac{\Phi_{\text{пост}} \tau}{\Phi_1} \leq c, \quad (17)$$

где c и d — допустимые погрешности.

Поскольку на величину расстройки Δf , кроме условий (16) и (17), накладываются и другие ограничения, более удобно из этих условий определять пределы для длительности фронта τ .

Из выражения (16) после подстановки формул (8) и (12) получаем

$$\tau \leq \tau_{\text{max}} = \frac{\sqrt{6d}}{\pi \Delta f}, \quad (18)$$

а из выражения (17) с учетом формул (8) и (15)

$$\tau \geq \tau_{\text{min}} = \frac{0,734}{f} \sqrt{\frac{2A_{\text{пост}}}{cA_1} \frac{\Delta f}{f} - 1};$$

при $A_{\text{пост}} \approx A_1$

$$\tau_{\text{min}} = \frac{0,734}{f} \sqrt{\frac{2}{c} \frac{\Delta f}{f} - 1}. \quad (19)$$

Значение Δf должно превышать ширину полосы измерителя помех (в диапазоне 16–150 МГц полоса составляет 0,1 МГц) не менее чем в 10 раз. Можно показать, что при этом соотношении «перекося» спектра должен еще мало сказываться на результатах испытания измерителя помех.

Наименее благоприятным с точки зрения пределов для τ является случай, когда измерение Δf осуществляется с помощью прибора, имеющего низкую точность по частоте. Тогда для определения Δf [и, следовательно, Φ_1 по формуле (8)] с необходимой точностью величину отношения $\frac{\Delta f}{f}$ приходится поддерживать достаточно большой. В табл. 1 приведены результаты расчета длительности фронта для $\frac{\Delta f}{f} \approx 0,05$.

Таблица 1

Диапазон f , МГц	Расстройка Δf , МГц	Пределы для длительности фронта	
		τ_{min} (при $c = 4\%$), 10^{-8} сек	τ_{max} (при $d = 3\%$), 10^{-8} сек
16–23	1,0	6	13
23–37	1,5	5	9
37–60	2,4	3	6
60–100	4,0	2	4
100–150	6,0	1	2

Из табл. 1 видно, что значение τ нужно менять при переходе от диапазона к диапазону. Величина τ может быть приближенно определена по осциллограмме запирающего напряжения с учетом соотношения $t_1 \approx 1,4\tau$, где t_1 — время, в течение которого $U_{\text{зап}}$ изменяется от нуля до значения, соответствующего $\gamma=0$, т. е. до

$$U_{\text{зап}} = U_m + U_{\text{отс}} - U_{\text{см}}$$

Модуляция по симметричной схеме

Описанная схема модуляции позволяет воспроизвести спектральную плотность радиопульса тока с удовлетворительной точностью. Однако в случае применения сравнительно больших значений $\frac{\Delta f}{f}$ она имеет недостаток, состоящий в необходимости установления длительности фронта τ в относительно узких пределах. Этот недостаток связан в первую очередь с сильным мешающим действием спектра «постоянной составляющей» тока и может быть уменьшен в схеме, приведенной на рис. 10.

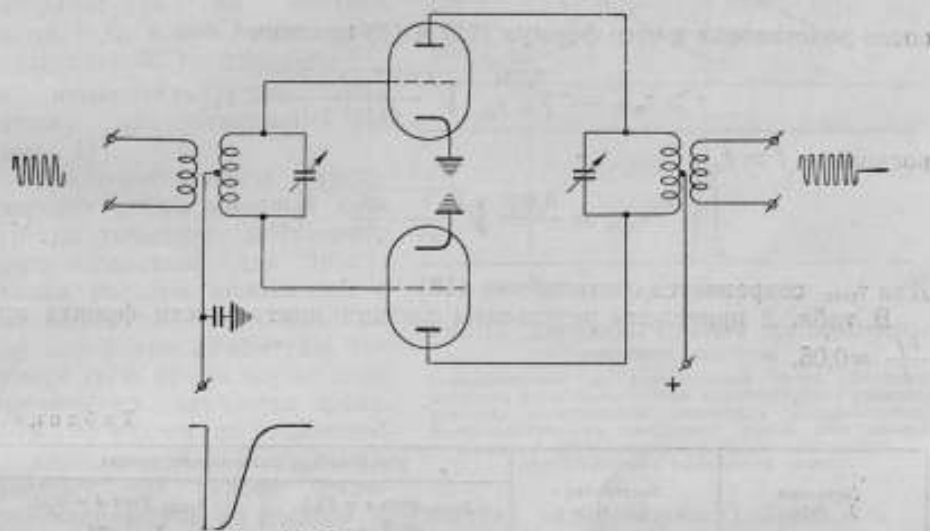


Рис. 10. Симметричная схема модуляции.

При отсутствии запирающего напряжения схема представляет собой двухтактный усилитель. Как известно, суммарный анодный ток такого каскада не содержит постоянной составляющей и четных гармоник. Поэтому в случае запирающего идеальным скачком тождество для тока может быть записано следующим образом:

$$i(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[-\frac{A_1}{f-f_n} \sin(2\pi ft + \varphi_1) - \frac{A_1}{f+f_n} \sin(2\pi ft - \varphi_1) - \right. \\ \left. - \frac{A_3}{f-3f_n} \sin(2\pi ft + \varphi_3) - \dots \right] df; \quad (20)$$

при $\gamma > 1$ из рис. 6 получаем $\frac{a_2}{a_1} < 0,2$; тогда при $f \approx f_n$

$$\frac{\frac{A_2}{|f - 3f_n|}}{\frac{A_1}{f + f_n}} < 0,2,$$

в третьем члене выражения $i(t)$ можно пренебречь по сравнению со вторым.

С учетом длительности фронта мешающая составляющая

$$\Phi_{-1\tau} = \frac{A_1}{2\pi(f + f_n)} \cdot \frac{1}{1 + \left[\frac{2\pi}{\beta} (f + f_n) \right]^2}, \quad (21)$$

где $\beta = \frac{4,61}{\tau}$;

полезная составляющая определяется формулой (8).

Из условия

$$\frac{\Phi_{-1\tau}}{\Phi_1} \leq c$$

после подстановки в него формул (21) и (8) находим

$$\tau \geq \tau_{\min} = \frac{0,734}{f + f_n} \sqrt{\frac{\Delta f}{c(f + f_n)} - 1};$$

поскольку $f \approx f_n$

$$\tau_{\min} \approx \frac{0,367}{f} \sqrt{\frac{1}{2c} \frac{\Delta f}{f} - 1}. \quad (22)$$

Для τ_{\max} сохраняется соотношение (18).

В табл. 2 приведены результаты расчета длительности фронта при $\frac{\Delta f}{f} \approx 0,05$.

Таблица 2

Диапазон f , МГц	Расстройка Δf , МГц	Пределы для длительности фронта	
		τ_{\min} (при $c = 2\%$), 10^{-8} сек	τ_{\max} (при $d = 3\%$), 10^{-8} сек
16-23	1,0	2	13
23-37	1,5	1,2	9
37-60	2,4	0,8	6
60-100	4	0,5	4
100-150	6	0,3	2

Как видно из таблицы, значение τ может меняться в довольно широких пределах. При $c \geq 2,5\%$ величина τ вообще не ограничена снизу.

Таким образом, в отношении величины мешающих составляющих симметричная схема имеет заметное преимущество по сравнению с обычной схемой, и с этой точки зрения ей следует отдавать предпочтение.

Спектр выходного напряжения

Приведенный выше расчет показывает, что спектральная плотность тока Φ_i при допущении рассмотренных погрешностей может быть выражена следующим образом:

$$\Phi_i = \Phi_1 = \frac{A_1}{2\pi\Delta f} \quad (8)$$

где A_1 — амплитуда импульса «1-й гармоники» тока.

Спектральная плотность напряжения, выделяющегося на анодной нагрузке, будет

$$\Phi_U = \Phi_i |z(f)| \quad (23)$$

где $z(f)$ — сопротивление анодной нагрузки.

Один из возможных способов определения значения Φ_U состоит в том, что при измерении амплитуды импульса напряжения анодный контур настраивается на частоту несущей f_n , а при воздействии спектральной плотностью Φ_U на измеритель помех — на частоту его настройки $f_{ин}$ (рис. 11).

При практическом осуществлении схемы анодный контур оказывается достаточно широкополосным для пропускания спектра огибающей в той мере, какая необходима для измерения амплитуды импульса (т. е. время нарастания напряжения получается пренебрежимо малым по сравнению с длительностью импульса). Поэтому при первой операции напряжение на выходе (амплитуда радиопульса) будет

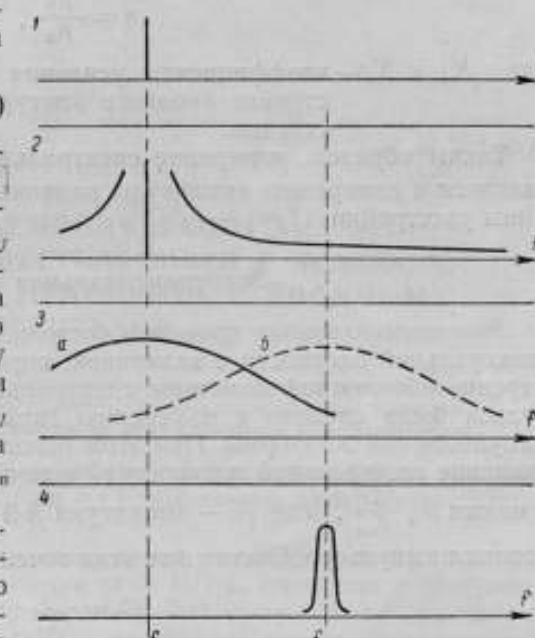


Рис. 11. Диаграммы спектров при перестройке анодного контура.

1 — напряжение на управляющей сетке; 2 — спектр анодного тока; 3 — частотная характеристика анодного контура; а — измерение амплитуды радиопульса; б — воздействие на измеритель помех спектральной плотностью радиопульса; 4 — частотная характеристика измерителя помех.

$$U = A_1 |z_n| \quad (24)$$

где z_n — резонансное сопротивление нагрузки при настройке контура на f_n .

Для второй операции, подставляя формулу (8) в выражение (23), получаем

$$\Phi_U = \frac{A_1}{2\pi\Delta f} |z_f| \quad (25)$$

где z_f — резонансное сопротивление нагрузки при настройке контура на $f = f_{ин}$.

В случае применения пентода и отсутствия обратной связи амплитуда A_1 при перестройке анодного контура не изменяется. Поэтому, опреде-

для A_1 из выражения (24) и подставляя его в формулу (25), получаем

$$\Phi_U = \frac{U_a}{2\pi\Delta f}, \quad (26)$$

где $\alpha = \frac{|z_f|}{|z_n|}$ — поправочный коэффициент.

Значение α может быть определено в режиме усиления путем изменения коэффициентов усиления: умножая числитель и знаменатель выражения для α на крутизну характеристики лампы, получим

$$\alpha = \frac{K_f}{K_n},$$

где K_f и K_n — коэффициенты усиления (в точке резонанса) при настройке анодного контура на частоту f и f_n соответственно.

Таким образом, измерение спектральной плотности Φ_U практически сводится к измерению амплитуды радиоимпульса напряжения U и величины расстройки $\Delta f = |f - f_n|$.

Экспериментальная проверка

Экспериментальная проверка состояла в сопоставлении получаемой спектральной плотности с величиной, определяемой формулой (26). Измерение абсолютной величины спектральной плотности одиночного импульса было сведено к измерению гармоник спектра повторяющихся импульсов той же формы. При этом использовано то обстоятельство, что значение спектральной плотности Φ в точках $\Delta f = kF_{ca}$ совпадает со значениями $A_k \frac{1}{F_{ca}}$, где A_k — амплитуда k -й гармоники, F_{ca} — частота следования импульсов. Считая для этих точек

$$\Phi = \frac{A_k}{F_{ca}},$$

получаем отношение измеренной спектральной плотности Φ к расчетной Φ_U

$$\frac{\Phi}{\Phi_U} = \frac{2\pi\Delta f}{U_a} \frac{A_k}{F_{ca}}.$$

Частота следования F_{ca} устанавливалась равной 5 кГц; гармоники выделялись усилителем с полосой пропускания около 3 кГц по уровню 0,5 и достаточно хорошей в смысле прямоугольности характеристикой.

Проверка производилась с несимметричной схемой на частоте $f_n = 18$ МГц при длительности фронта $\tau \approx 10 \cdot 10^{-8}$ сек. Для $\Delta f < 2$ МГц отличие отношения $\frac{\Phi}{\Phi_U}$ от единицы находится в пределах погрешности измерения, которая составляла около 7%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Переверзев Л. А. Использование радиоимпульсов для проверки измерителей помех, Труды ВНИИФТРИ, вып. 44(104), Стандартгиз, М., 1960.
2. Евтянов С. И. Радиопередающие устройства, Гос. изд. литер. по вопросам связи и радио, М., 1960.
3. Харкевич А. А. Спектры и анализ, ГИТТЛ, М., 1957.
4. Гольдман С. Гармонический анализ, модуляция и шумы, ИЛ, М., 1951.

Поступила в редакцию

8/1. 1960 г.

М. М. ЛЕВИН

ВНИИФТРИ

ПОГРЕШНОСТЬ ГАРМОНИЧЕСКОГО АНАЛИЗА НАПРЯЖЕНИЯ, ОСУЩЕСТВЛЯЕМОГО С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИЕМНИКА С ДИОДНЫМ СМЕСИТЕЛЕМ

В статье определяется погрешность, возникающая при гармоническом анализе напряжения с помощью измерительного приемника без преселектора, которая обусловлена перекрестными искажениями в преобразователе.

Для гармонического анализа периодических напряжений на высоких (в. ч.) и сверхвысоких частотах (с. в. ч.) применяются супергетеродинные измерительные приемники.

Измерительные приемники с. в. ч., а также некоторые измерительные приемники в. ч. (например, приемник типа ИП-2, входящий в комплект установки УГСС) не имеют преселектора. Тот факт, что на смеситель, кроме напряжения измеряемой гармоники, попадает напряжение первой гармоники вызывает погрешность измерения напряжения гармоники. В настоящей статье дается оценка этой погрешности.

Вольтамперная характеристика диода описывается экспонентой вида

$$i = Ae^{hu} \quad (1)$$

В книге Л. С. Гуткина [1] рассматривается работа экспоненциального смесителя при приблизительно равных частотах сигнала и гетеродина и частоте сигнала в целое число раз большей, чем частота гетеродина (работа на «гармониках гетеродина»).

При рассмотрении погрешности гармонического анализа возникает вопрос о связи между напряжением гармоники сигнала и током промежуточной частоты при частоте гетеродина в целое число раз (с точностью до промежуточной частоты) большей, чем основная частота анализируемого сигнала.

Внешнее напряжение u , подведенное к смесителю, равно сумме напряжений сигнала и гетеродина

$$u = U_1 \cos \tau + U_n \cos (n\tau + \psi) + U_r \cos [n\tau + \varphi(t)], \quad (2)$$

где U_1 — амплитуда первой гармоники сигнала;

U_n — амплитуда n -й гармоники сигнала;

U_r — амплитуда напряжения гетеродина;

$\tau = \omega t$;

$\varphi(t) = \Omega t + \alpha$,

здесь Ω — промежуточная частота;
 α — начальная фаза напряжения гетеродина.

Рассмотрим связь между напряжением по формуле (2) и током промежуточной частоты.

Для нахождения тока промежуточной частоты воспользуемся известным приемом — вычислим среднее значение тока смесителя J_{cp} за один период несущей частоты (считая $\varphi = \text{const}$, так как $\omega \gg \Omega$), затем разложим $J_p(t)$ в ряд Фурье по углам φ и вычислим амплитуду гармоники с частотой Ω , которая и будет являться током промежуточной частоты.

Таким образом,

$$J_{cp} = \sum_{s=0}^{\infty} J_s \cos(s\varphi + \gamma_s). \quad (3)$$

Введем обозначения

$$\left. \begin{aligned} kU_1 &= x_1 \\ kU_n &= x_n \\ kU_r &= x_r \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$y_0 = J_0 kR_0, \quad (5)$$

где J_0 — постоянная составляющая тока смесителя;

R_0 — сопротивление нагрузки смесителя постоянному току;

$$y_\Omega = J_1 kR_\Omega, \quad (6)$$

где J_1 — амплитуда тока промежуточной частоты;

R_Ω — сопротивление нагрузки смесителя току промежуточной частоты.

Подставляя выражение (2) и обозначения (4), (5) и (6) в уравнение (1), получаем выражение для мгновенного значения тока смесителя

$$i = Ae^{x_1 \cos \tau + x_n \cos(n\tau + \psi) + x_r \cos(n\tau + \varphi)} \cdot e^{-y_0 - y_\Omega \cos(\tau + \gamma_1)}. \quad (7)$$

Вычислим среднее значение тока смесителя за один период несущей частоты.

$$J_{cp} = Ae^{-y_0 - y_\Omega \cos(\tau + \gamma_1)} J, \quad (8)$$

где

$$J = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{x_1 \cos \tau + x_n \cos(n\tau + \psi) + x_r \cos(n\tau + \varphi)} d\tau. \quad (9)$$

Интеграл J вычислим отдельно; для этого учтем, что x_n мало и, следовательно,

$$e^{x_n \cos(n\tau + \psi)} \approx 1 + x_n \cos(n\tau + \psi).$$

Тогда

$$J = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{x_1 \cos \tau + x_r \cos(n\tau + \varphi)} dt + \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{x_1 \cos \tau + x_r \cos(n\tau + \varphi)} \times \\ \times x_n \cos(n\tau + \psi) dt.$$

Вычисление первого слагаемого выполнено в статье [2]. Во втором сла-

гдем вынесем x_n за знак интеграла и разложим $e^{x_r \cos(n\tau + \varphi)}$ в ряд Фурье

$$\begin{aligned}
 J = & \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_p(x_r) I_{np}(x_i) \cos p\varphi + \frac{x_n}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{x_i \cos \tau} \sum_{q=-\infty}^{\infty} I_q(x_r) \times \\
 & \times \cos(qn\tau + q\varphi) \cdot \cos(n\tau + \psi) d\tau = \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_p(x_r) I_{np}(x_i) \cos p\varphi + \\
 & + \frac{x_n}{2} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} I_q(x_r) \int_{-\pi}^{\pi} e^{x_i \cos \tau} [\cos[(q+1)n\tau + q\varphi + \psi] + \\
 & + \cos[(q-1)n\tau + q\varphi - \psi]] d\tau = \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_p(x_r) I_{np}(x_i) \cos p\varphi + \\
 & + \frac{x_n}{2} \sum_{q=-\infty}^{\infty} I_q(x_r) [I_{n(q+1)}(x_i) \cos(q\varphi + \psi) + \\
 & + I_{n(q-1)}(x_i) \cos(q\varphi - \psi)], \quad (10)
 \end{aligned}$$

Из выражения (8) получаем

$$J_{cp} e^{y_0 + y_2 \cos(\varphi + \gamma_1)} = AJ. \quad (11)$$

Учитывая малость y_2

$$J_{cp} e^{y_0 + y_2 \cos(\varphi + \gamma_1)} = J_{cp} e^{y_0} [1 + y_2 \cos(\varphi + \gamma_1)], \quad (12)$$

откуда

$$J_{cp} e^{y_0} [1 + y_2 \cos(\varphi + \gamma_1)] = AJ. \quad (13)$$

Подставляя в выражение (13) уравнения (3) и (10), получаем

$$\begin{aligned}
 e^{y_0} \sum_{s=0}^{\infty} J_s \cos(s\varphi + \gamma_2) [1 + y_2 \cos(\varphi + \gamma_1)] = A \left\{ \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_p(x_r) \times \right. \\
 \times I_{np}(x_i) \cos p\varphi + \frac{x_n}{2} \sum_{q=-\infty}^{\infty} I_q(x_r) [I_{n(q+1)}(x_i) \cos(q\varphi + \psi) + \\
 \left. + I_{n(q-1)}(x_i) \cos(q\varphi - \psi) \right\}. \quad (14)
 \end{aligned}$$

Из выражения (14) выберем члены, в которые φ входит с коэффициентом ± 1

$$\begin{aligned}
 e^{y_0} [J_1 + J_0 y_2] \cos(\varphi + \gamma_1) = AJ_1(x_r) \{2I_n(x_i) \cos \varphi + \\
 + x_n [I_0(x_i) \cos(\varphi - \psi) + x_n I_{2n}(x_i) \cos(\varphi + \psi)]\}. \quad (15)
 \end{aligned}$$

Так как x_i мало, членом $I_{2n}(x_i) \cos(\varphi + \psi)$ пренебрежем

$$\begin{aligned}
 e^{y_0} [J_1 + J_0 y_2] \cos(\varphi + \gamma_1) = AJ_1(x_r) \{2I_n(x_i) \cos \varphi + \\
 + x_n I_0(x_i) \cos(\varphi - \psi)\}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Поскольку напряжение сигнала мало, можно считать, что постоянная составляющая тока смесителя определяется напряжением гетеродина x_r

$$J_0 e^{i\psi} = AI_0(x_r). \quad (17)$$

Подставляя равенство (17) в уравнение (16) и учитывая, что $y_0 = J_1 kR_0$, получаем

$$J_1 \left(kR_0 + \frac{1}{J_0} \right) \cos(\varphi + \gamma_1) = \frac{I_1(x_r)}{I_0(x_r)} [2I_n(x_1) \cos \varphi + x_n I_0(x_1) \cos(\varphi - \phi)] \quad (18)$$

и, после элементарных тригонометрических преобразований,

$$J_1 \left(kR_0 + \frac{1}{J_0} \right) \cos(\varphi + \gamma_1) = \frac{I_1(x_r)}{I_0(x_r)} \times \\ \times \sqrt{[2I_n(x_1)]^2 + [x_n I_0(x_1)]^2 + 4x_n I_0(x_1) I_n(x_1) \cos \phi \cos(\varphi + \beta)}. \quad (19)$$

Следовательно, $\gamma_1 = \beta$.

Равенство (19) определяет зависимость тока промежуточной частоты от напряжения сигнала и напряжения гетеродина. При достаточно большом значении J_0 эта связь от него не зависит, поэтому допущение, что J_0 не зависит от напряжения сигнала, в данном случае можно считать оправданным. Из равенства (19) следует, что J_1 зависит от начальной фазы гармоники ψ , а следовательно, и погрешность измерения гармоники зависит от ψ .

Так как нас интересует максимальное значение погрешности, то в дальнейшем будем считать $\psi = 0$. Тогда равенство (19) принимает вид

$$J_1 \left(kR_0 + \frac{1}{J_0} \right) = \frac{I_1(x_r)}{I_0(x_r)} [2I_n(x_1) + x_n I_0(x_1)]. \quad (20)$$

Пусть теперь к измерительному приемнику подводится синусоидальное напряжение с частотой гармоники

$$ku = x'_n \cos n\tau. \quad (21)$$

В этом случае равенство (20) принимает вид

$$J_1 \left[kR_0 + \frac{1}{J_0} \right] = \frac{I_1(x_r)}{I_0(x_r)} x'_n. \quad (22)$$

Если показания измерительного приемника при измерении напряжения, содержащего первую гармонику и не содержащего ее, одинаковы, т. е. $J_1 = J'_1$, то

$$x'_n = 2I_n(x_1) + x_n I_0(x_1). \quad (23)$$

Обозначая $x'_n = x_n + \Delta x_n$, получаем выражение для относительной погрешности измерения n -й гармоники измерительным приемником

$$\delta_n = \frac{\Delta x_n}{x_n} = [I_0(x_1) - 1] + 2 \frac{I_n(x_1)}{x_n} = [I_0(x_1) - 1] + 2 \frac{I_n(x_1)}{b_n x_1}, \quad (24)$$

где

$$b_n = \frac{x_n}{x_1}.$$

Вследствие малости x_1 , равенство (24) можно представить в виде

$$\delta_n = \frac{x^2}{4} + \frac{x_1^n}{2^{n-1} n! x_n} = \frac{x_1^2}{4} + \frac{\left(\frac{x_1}{2}\right)^{n-1}}{b_n n!}. \quad (25)$$

Из равенства (25) видно, что наибольшая погрешность имеет место при измерении напряжения второй гармоники.

Найдем из выражения (25) максимальное напряжение, при котором погрешность измерения напряжения второй гармоники не превысит заданной величины δ_2

$$x_1 = \frac{1}{2b_2} (\sqrt{1 + 16b_2^2 \delta_2} - 1) \approx 4b_2 \delta_2 \quad (26)$$

или

$$U_1 = \frac{4b_2 \delta_2}{k}. \quad (27)$$

Если необходимо измерить напряжение второй гармоники с погрешностью $\delta < 2\%$ и при этом $b_2 \approx 5\%$, а $k = 10$, то, согласно равенству (27), напряжение первой гармоники U_1 (без преселектора) должно быть не более 400 мкв.

Наличие преселектора в измерительном приемнике могло бы позволить увеличить напряжение первой гармоники в число раз, равное избирательности преселектора. Однако из-за отсутствия преселектора с постоянным коэффициентом передачи во всем диапазоне частот эта возможность исключается.

Из равенства (23) следует, что при анализе чисто синусоидального напряжения ($x_n = 0$)

$$x'_n = 2I_n(x_1), \quad (28)$$

т. е. приемник будет указывать на наличие высших гармоник, не существующих на самом деле.

Все изложенное выше справедливо и для кристаллических смесителей, вольтамперная характеристика которых выражается уравнением

$$i = A(e^{hu} - 1). \quad (29)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуткин Л. С., Преобразование сверхвысоких частот и детектирование, Госэнергоиздат, М.—Л., 1953.
2. Левин М. М. и Пятигорский Л. М., Труды ВНИИФТРИ, вып. 48 (108), Стандартгиз, М., 1960.

Поступила в редакцию

8/1 1960 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
1. Т. Л. Залуцкая, Л. Е. Печерей. Рассеяние мощности в коаксиальной нагрузке с наружным проводником цилиндрической формы	5
2. А. В. Григорьев, Т. Л. Залуцкая, Л. Е. Печерей, А. И. Смирнов. Погрешность коаксиального калориметрического измерителя мощности из-за неэквивалентности тепловых потерь	10
3. В. Д. Фрумкин. Погрешность термисторного моста ВМИ-1 при измерении импульсной мощности	21
4. Б. Е. Рабинович. Метод воспроизведения малых напряжений высокой частоты	29
5. Б. Е. Рабинович. Образцовый метод воспроизведения малых напряжений высокой частоты на нескольких гармониках	36
6. Г. М. Стрелков. Исследование погрешностей образцовой аппаратуры для воспроизведения малых напряжений при частотах до 1000 Мгц	45
7. Е. И. Стрелкова. О повышении точности измерения ослабления методом квадратичного детектора	56
8. Е. И. Стрелкова. Исследование метода измерения ослабления с помощью короткозамыкающего поршня	62
9. Б. Е. Рабинович, О. В. Стоякина. Исследование частотных погрешностей аттенуатора на проволочных сопротивлениях	75
10. О. В. Стоякина. Исследование погрешностей приближенных формул для вычисления диэлектрической проницаемости, измеряемой резонансным методом	80
11. И. А. Гилинский, А. Ф. Куглевский. К вопросу об измерении параметров магнетодизлектриков в дециметровом диапазоне волн	88
12. Л. Н. Брянский, Е. Б. Зальцман. Образцовые волноводные нагрузки сантиметрового диапазона	94
13. В. С. Бузинов. Сравнение методов проверки рамочных измерителей напряженности поля в поле индукции и в поле излучения	103
14. Л. А. Переверзев. Спектр генератора радиоимпульсов с крутым фронтом	105
15. М. М. Левин. Погрешность гармонического анализа напряжения, осуществляемого с помощью измерительного приемника с диодным смесителем	121

Редактор издательства *Н. Н. Александрова*

Техн. ред. *Р. Г. Польская*

Корректор *Л. Н. Кири*

Подписано к печати 12/V 1961 г.
Печ. л. 8

М-41395

Уч.-изд. л. 11
Тираж 3000

Заказ 951

Формат бумаги 70×108¹/₁₆
Цена 77 коп.

Типография № 11: Управления полиграфической промышленности Ленсовнархоза
Ленинград, ул. Марата, 58.

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.]

REVISED EDITION OF THE

REVISED EDITION OF THE

REVISED EDITION OF THE

REVISED EDITION OF THE

REVISED EDITION OF THE

REVISED EDITION OF THE

REVISED EDITION OF THE

5

Цена 77 коп.