

3(45)

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ПРИ С НК СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ВНИИМ

ТРУДЫ ВНИИМ
Выпуск 3 (45)

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

0385 м

ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД — 1940

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ПРИ СНК СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ВНИИМ

ТРУДЫ ВНИИМ

Выпуск 3 (45)

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ



Под редакцией
д-ра техн. наук, проф. Г. А. КВЯНДСКОГО

ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД — 1940

ис 5830

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Б. К. Шембель. Эквивалентное полное сопротивление нелинейного элемента электрической системы	3
В. С. Габель. Метод ударного возбуждения затухающих колебаний в пьезо-кварце	19
Г. А. Кьяндский. Пьезо-кварцевый генератор Терри	24
Г. А. Кьяндский. Исследование неустойчивости частоты пьезо-кварцевых генераторов	28
Н. Х. Прейшич. Теория и практика сличений эталонов частоты с образцовыми часами	35
П. Н. Агалецкий. Методы определения абсолютного значения частоты высокостабильных генераторов	53
В. В. Кшишовский и Б. Е. Рабинович. Установка для преобразования эталонных частот	72
Б. Е. Рабинович. Способ получения остроконечных импульсов тока	82
М. С. Чмутин. Диэлектрические потери некоторых изолирующих жидкостей в области высоких частот при наложении постоянного электрического поля	89

ЭКВИВАЛЕНТНОЕ ПОЛНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЭЛЕМЕНТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

При расчетах радиотехнических устройств, содержащих электронные приборы, принято исходить из эквивалентных схем.

Построение эквивалентной схемы в ее линейной части, т. е. в той части, в которой все составляющие ее элементы подчиняются закону Ома, не представляет принципиальной трудности. Эту задачу решают обычным комплексным методом. Однако, те элементы схемы, сопротивление которых не подчиняется закону Ома, могут быть заменены их линейным эквивалентом только условно, так как при всяких изменениях в амплитуде и частоте, существующих в системе колебательных процессов, величина линейного эквивалента нелинейного сопротивления, будет изменяться.

Все-же, на практике, поступают именно так, причем линейный эквивалент нелинейного сопротивления, если речь идет об электронных приборах, представляют в виде омического¹ сопротивления (внутреннее сопротивление анодной и сеточной цепей катодной лампы, внутреннее сопротивление выпрямителя и т. д.).

К полученной таким путем квазилинейной схеме затем прилагают комплексный метод решения задачи о нахождении величин, определение которых составляет предмет данного расчета.

Замена нелинейного сопротивления эквивалентным ему омическим сопротивлением, хотя во многих случаях и удовлетворяет практику, неправильна и может привести к ошибочным результатам, особенно там, где речь идет о фазовых и частотных характеристиках рассчитываемого устройства.

Линейный эквивалент нелинейного элемента может быть представлен омическим сопротивлением только в случаях чисто активной нагрузки нелинейного электронного прибора; обычно же нагрузка бывает комплексной, если не для основного колебания, то, во всяком случае, для высших гармоник основного колебания. В этих случаях линейный эквивалент нелинейного элемента имеет комплексный характер.

¹ Термин „омическое сопротивление“ принят здесь потому, что внутреннее сопротивление нелинейного прибора определяется из отношения напряжения на нем к току в нем (отношение приращений: $\frac{\Delta U}{\Delta I}$, отношение напряжения к току на основной частоте $\frac{U_1}{I_1}$ и т. д.), а не как коэффициент при квадрате тока, как это имеет место при определении активного сопротивления.

На это обстоятельство можно найти указания в литературе [1], [2], [3]; однако эта литература не содержит собственно расчетов составляющих эквивалентного полного сопротивления (импеданса) нелинейного элемента и касается только принципиальной стороны вопроса, т. е. доказательства самого факта существования реактивной составляющей в эквивалентном сопротивлении.

Если (рис. 1) между током i и напряжением u существует нелинейная зависимость, обусловленная наличием в цепи нелинейного сопротивления \bar{R} , то при наличии в ней синусоидальной электродвижущей силы \mathcal{E} ток i и напряжение u не будут синусоидальными, а должны быть представлены в виде рядов гармонических членов.

$$i = i_1 + i_2 + i_3 + \dots$$

$$u = u_1 + u_2 + u_3 + \dots$$

где $i_k = I_k \sin(k\omega t + \varphi_k)$, $u_k = U_k \sin(k\omega t + \psi_k)$, (k — номер гармоники).

Если, как это обычно бывает, нужно рассчитать схему на частоте возбуждения, т. е. на частоте ω , то эквивалентное сопротивление \bar{Z}_s для этой частоты между точками A и B (см. рис. 1), может быть найдено из отношения

$$\bar{Z}_s = \frac{\bar{U}_1}{\bar{I}_1},$$

где \bar{U}_1 и \bar{I}_1 — комплексные амплитуды напряжения и тока первой гармоники на зажимах нелинейного сопротивления \bar{R} . Другими словами, \bar{Z}_s может быть найдено, если известны комплексные амплитуды тока и напряжения.

Задачу о нахождении этих величин мы можем разбить на две части: 1 — нахождение амплитуд, 2 — нахождение фаз (или разности фаз) тока и напряжения.

Нахождение амплитуд высших гармонических составляющих колебаний сводится к нахождению амплитуд либо только напряжений, либо только токов, так как эти величины линейно связаны между собой системой уравнений (предполагая, что внутреннее сопротивление источника эдс \mathcal{E} равно нулю):

$$|\bar{U}_k = -\bar{I}_k \bar{Z}_k|_{k \geq 2}. \quad (1)$$

Что касается определения амплитуд тока и напряжения основной частоты, то они должны быть найдены совместно.

В каждом данном случае определение амплитуд может идти различными методами и практически оно может быть только приближенным, если не говорить о непосредственном измерении амплитуд при помощи анализатора гармоник или иным путем.

При расчетах практических схем (генераторы, выпрямители) обычно предполагают форму импульса тока известной, и тогда находят амплитуды составляющих напряжений, задаваясь углом отсечки. Естественно,

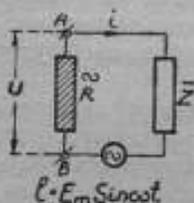


Рис. 1.

такой метод не может претендовать на точность, в особенности при малых углах отсечки; однако, в настоящее время он является единственным методом, которым пользуется практика. Так как иных методов, практически удобных, в настоящее время нет, и так как точное определение амплитуд гармоник не имеет общего решения и требует каждый раз учета конкретных условий работы, то мы будем предполагать амплитуды гармоник тока и напряжения известными, и будем решать лишь вторую часть задачи — нахождение фазы колебания.

Такая постановка задачи, хотя и несколько ограничивает ее, однако, одновременно делает ее разрешение более общим. Так, например, предполагая известными амплитуды гармоник, мы тем самым не связываем себя условиями их образования в цепи и, следовательно, сможем применить наши выводы не только к тем случаям, где гармоники порождаются собственной нелинейностью цепи, но и к случаям, где они порождаются посторонними источниками.

Изложенный ниже расчет позволяет, исходя из данных нагрузки \bar{Z} и величин амплитуд колебания, найти величину мнимой части X_s полного эквивалентного сопротивления \bar{Z}_s . Теперь, если мы найдем из отношения амплитуд напряжения и тока, на нелинейном сопротивлении на основной частоте, модуль $|Z_s|$

$$|Z_s| = \frac{U_i}{I_i} = \sqrt{R_s^2 + X_s^2}, \quad (2)$$

то тогда вещественная часть эквивалента

$$R_s = \sqrt{Z_s^2 - X_s^2},$$

и таким образом задача будет решена полностью.

Так как часто на практике мы имеем $R_s \gg X_s$, то в большинстве случаев $|Z_s| \cong R_s$.

Исключения будут представлять мощные установки, в которых применены нелинейные приборы с малым внутренним сопротивлением.

1. Краткое изложение теории

Для определения величины эквивалентной реактивности нелинейного сопротивления мы воспользуемся условием безинерционности процессов в электронном приборе [4]. Условие безинерционности прибора состоит в том, что его вольтамперная характеристика не имеет петли. Это значит, что точка, отвечающая состоянию процесса в данный момент, перемещаясь во времени, движется всегда по одной и той же кривой (характеристике). Наличие петли указывало бы на инерционность физических процессов в данном нелинейном приборе.

Математически условие безинерционности может быть написано так [4]:

$$\int_0^T i du = 0. \quad (3)$$

Очевидно, что это условие может быть применено ко всем электронным приборам, но не к ферромагнитным веществам, газовым приборам и пр. Кроме того, в электронных приборах его применимость

ограничена теми частотами колебаний, при которых еще не сказывается инерция электронов.

Как было указано ранее, напряжение u (см. рис. 1) и ток i в нелинейном элементе цепи состоят из суммы гармонических составляющих. Напряжения гармоник на нелинейном сопротивлении, начиная со второй, как это следует из уравнения (1), будут равны и противоположны по знаку падению напряжения от тока гармоник на сопротивление нагрузки \bar{Z} . Поэтому на зажимах нелинейного сопротивления \bar{R} , напряжения и токи высших гармоник окажутся сдвинутыми по фазе.

Если обозначить разность фаз между напряжением и током k -ой гармоники напряжения на нелинейном сопротивлении через φ_k , то напряжение $U_k' = U_k \sin \varphi_k$ будет в квадратуре с током I_k . Поэтому на диаграмме (рис. 2), где по ординатам отложен ток в нелинейном сопротивлении, а по абсциссам — напряжение на нем, точка, соответствующая колебаниям с частотой $k\omega$, будет описывать эллипс K .

Площадь такого эллипса будет равна

$$S_k' = \pi \cdot I_k U_k \sin \varphi_k.$$

За период основного колебания точка совершит k обходов по замкнутой кривой эллипса K и, следовательно, полная площадь, охваченная ею при движении, будет

$$S_k = k\pi I_k U_k \sin \varphi_k.$$

В общем случае, когда сопротивление нагрузки \bar{Z} обладает реактивной составляющей для всех гармоник, мы будем иметь суммарную площадь для всех гармоник, начиная со второй, за период основного колебания

$$\sum_{k=2}^{k=\infty} S_k = \pi \sum_{k=2}^{k=\infty} k I_k U_k \sin \varphi_k.$$

Однако, в силу условия безинерционности, площадь, описываемая в координатах u, i рабочей точкой, должна быть равна нулю, т. е. должно быть выполнено условие:

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} S_k = \pi \sum_{k=1}^{k=\infty} k I_k U_k \sin \varphi_k = 0, \quad (4)$$

откуда следует, что

$$I_1 U_1 \sin \varphi_1 = - \sum_{k=2}^{k=\infty} k I_k U_k \sin \varphi_k. \quad (5)$$

Так как

$$\frac{1}{2} I_n U_n \sin \varphi_k = P_k',$$

т. е. равно реактивной мощности для данной гармоники, развиваемой на нелинейном сопротивлении, то (5) мы можем написать так:

$$P_1' = - \sum_{k=2}^{k=\infty} k P_k'. \quad (6)$$

Это выражение представляет собою важную для нас физическую закономерность, существующую для всякого нелинейного сопротивления, процессы в котором безинерционны. Если через P_k при $k \geq 2$, обозначить реактивную мощность на сопротивлении нагрузки, а само сопротивление нагрузки для гармоники k -го порядка — через

$$\bar{Z}_k = R_k + jX_k,$$

то очевидно

$$P_1' = \sum_{k=2}^{k=\infty} k P_k. \quad (7)$$

причем

$$P_k = \frac{1}{2} I_k^2 X_k. \quad (8)$$

Тогда мы можем сформулировать следующее положение: реактивная мощность первой гармоники, развиваемая на нелинейном сопротивлении, равна сумме k -кратных реактивных мощностей гармоник, начиная со второй, развиваемых на сопротивлении нагрузки.

Реактивная мощность, развиваемая на некотором участке какой-либо электрической цепи, может создаваться либо за счет способности этого участка аккумулировать энергию, либо за счет внутренних электродвижущих сил, сдвинутых по фазе.

Так как нелинейное, электронное сопротивление не может аккумулировать энергию, то мы его должны рассматривать как генератор реактивных электродвижущих сил, т. е. как генератор реактивной мощности. Такое представление совпадает с нашим представлением об анодной цепи лампового генератора, которую мы представляем состоящей из эдс μU_g и внутреннего сопротивления лампы R_p . Так как фаза эдс μU_g может быть отличной от нуля, то мы можем говорить о лампе, как о генераторе активной и реактивной мощности.

В случае, разобранным выше, появление дополнительных составляющих напряжения основной частоты на нелинейном сопротивлении, сдвинутых по фазе по отношению к току, мы можем рассматривать, как результат детектирования спектра гармонических напряжений, причем в итоге последнего получаются, среди прочих, также составляющие напряжения основной частоты. Следовательно, мы имеем дело с поя-

влением комбинационных тонов, как это имеет место всегда при наличии в цепи нелинейности.

Однако, если в ряде случаев представление о нелинейном сопротивлении, как о генераторе реактивной мощности, может быть использовано непосредственно, например, при расчете отклонения частоты лампового генератора, где удобно применять непосредственно величину развиваемой реактивной мощности, то во многих других случаях это представление так использовано быть не может.

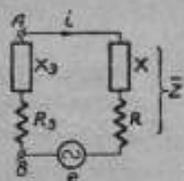


Рис. 3.

Мы имеем здесь в виду вопрос об указанном ранее составлении эквивалентной схемы и нахождении, следовательно, некоторого линейного полного сопротивления, эквивалентного нелинейному.

В этих случаях, чтобы использовать (2), очевидно нужно знать эквивалентную реактивность X_n . Ее можно найти из реактивной мощности основной частоты, развиваемой на нелинейном сопротивлении.

На рис. 3 показана схема, эквивалентная схеме рис. 1. Между точками A и B мы имеем искомое эквивалентное сопротивление. Если ток основной частоты в цепи имеет амплитуду I_1 , то очевидно

$$P_1' = \frac{1}{2} I_1^2 X_n.$$

Подставляя в (7) и используя (8), получаем

$$P_1' X_n = \sum_{k=2}^{k=\infty} k I_k^2 X_k.$$

Вводя обозначение

$$n_k = \frac{I_k}{I_1},$$

получаем

$$X_n = \sum_{k=2}^{k=\infty} k n_k^2 X_k. \quad (9)$$

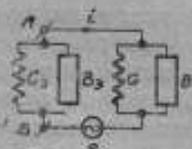


Рис. 4.

В тех случаях когда нагрузку цепи удобнее выражать проводимостью (рис. 4).

$$\bar{Y} = G + jB,$$

линейный эквивалент нелинейного элемента цепи также следует выражать в форме эквивалентной, полной проводимости

$$\bar{Y}_n = G_n + jB_n,$$

где B_n и G_n — эквивалентная реактивная и активная проводимости, соответственно.

В этих случаях нужно выражать реактивную мощность через проводимости и напряжения. Так, реактивная мощность основной частоты,

развиваемая на нелинейном элементе, т. е. между точками A и B , будет

$$P_1' = \frac{1}{2} U_1^2 B_1,$$

где U_1 — амплитуда первой гармоники напряжения между этими точками.

Совершенно также для реактивных мощностей гармоник, на нагрузке, имеем

$$P_k = \frac{1}{2} U_k^2 B_k,$$

где B_k — эквивалентная реактивная проводимость нагрузки для k -ой гармоники.

Используем условие безинерционности.

Подставляя оба эти выражения в (7), получаем

$$U_1^2 B_1 = \sum_{k=2}^{k=\infty} k U_k^2 B_k.$$

Обозначая

$$m_k = \frac{U_k}{U_1},$$

где U_k и U_1 — напряжения гармоники k -го порядка и первой, измеренные на нагрузке, получаем

$$B_1 = \sum_{k=2}^{k=\infty} k m_k^2 B_k. \quad (9')$$

Выражения (9) и (9') представляют собою те искомые расчетные формулы, отыскание которых составляет предмет настоящей работы.

Так как правая часть обеих формул (9) и (9'), представляет собою сумму членов, которые в общем случае могут иметь разные знаки, то в зависимости от величины и характера нагрузки Z_k , (Y_k), эквивалентное сопротивление Z_1 (проводимость Y_1) может быть также различно по величине и по знаку. Кроме того величина эквивалентной реактивности определяется величинами коэффициентов гармоник n_k , (m_k). Поэтому X_1 , (Y_1) также как и R_1 , (G_1), являются функцией режима нелинейного сопротивления (положение рабочей точки, форма характеристики). Однако, как мы видим, величина X_1 , (Y_1), совершенно не зависит от величины активной составляющей сопротивления нагрузки. Это обстоятельство делает расчеты эквивалентной реактивности весьма простыми.

Рассмотрим несколько наиболее типичных случаев нагрузки.

а. Индуктивная нагрузка (рис. 5-а)

Для чисто индуктивной нагрузки L_0

$$X_k = k \omega L_0.$$

Поэтому из (9) получаем

$$X_s = \omega \cdot L_0 \sum_{k=2}^{k=\infty} k^2 n_k^2. \quad (10)$$

Эквивалентное сопротивление имеет индуктивный характер. Представляя его сопротивлением эквивалентной индуктивности L_s , получаем из (10) (рис. 5 б)

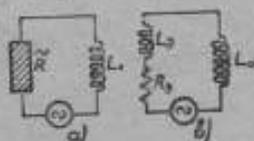


Рис. 5.

$$L_s = L_0 \sum_{k=2}^{k=\infty} k^2 n_k^2. \quad (11)$$

Если обозначить напряжение на катушке L_0 , для гармоники, начиная с первой:

$$U'_k = I_k \omega L_0,$$

то коэффициент гармоник в напряжении на ней будет

$$m_k = \frac{U'_k}{U_1} = k \frac{I_k}{I_1} = k n_k. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (11), получаем

$$L_s = L_0 \sum_{k=2}^{k=1} m_k^2 = L_0 k^2_{f(\omega)}. \quad (13)$$

Значит: эквивалентная индуктивность нелинейного сопротивления, включенного на нагрузку в виде катушки самоиндукции, равна индуктивности нагрузки, умноженной на квадрат клирфактора напряжения на ней.

в. Емкостная нагрузка (рис. 6-а)

Для емкости

$$X_k = -\frac{1}{k \omega C_0}$$

Из (9) имеем

$$X_s = -\frac{1}{\omega C_0} \sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2. \quad (14)$$

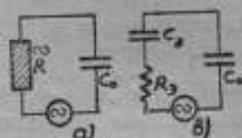


Рис. 6.

Эквивалентное сопротивление имеет емкостный характер. Мы можем представить его в виде сопротивления эквивалентной емкости C_s (рис. 6б). Тогда из (14) получаем

$$C_s = C_0 \frac{1}{\sum_{k=2}^{k=\infty} n_k^2} = \frac{C_0}{k^2_{f(\omega)}}. \quad (15)$$

Значит, эквивалентная емкость нелинейного сопротивления, включенного на нагрузку в виде конденсатора, равна емкости конденсатора нагрузки, разделенной на квадрат клирфактора тока в цепи.

с. Нагрузка из последовательно соединенных емкости и индуктивности (рис. 7а)

В этом случае

$$X_a = k \omega L_0 - \frac{1}{k \omega C_0}$$

Подставляя в (9), имеем (рис. 7б)

$$X_a = \omega L_0 \sum_{k=2}^{\infty} k^2 n_{ka}^2 - \frac{1}{\omega C_0} \sum_{k=2}^{\infty} n_{ka}^2 \quad (16)$$

Знак X_a будет зависеть от режима нелинейного сопротивления и от частоты ω . X_a обращается в нуль при некоторой частоте ω' , которую мы найдем из условия

$$\omega' L_0 \sum_{k=2}^{\infty} k^2 n_{ka}^2 - \frac{1}{\omega' C_0} \sum_{k=2}^{\infty} n_{ka}^2 = 0,$$

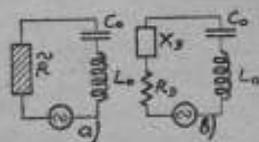


Рис. 7.

откуда имеем

$$\omega' = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} \sqrt{\frac{\sum_{k=2}^{\infty} n_{ka}^2}{\sum_{k=2}^{\infty} k^2 n_{ka}^2}}$$

или, обозначая

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}},$$

т. е. резонансную частоту этой же цепи, при отсутствии нелинейного элемента в ней, получаем

$$\omega' = \omega_0 \frac{k_f(\omega)}{k_f(\omega_0)} \quad (17)$$

При частотах, меньших ω' , эквивалентная реактивность будет иметь емкостный характер, при частотах, больших ω' , — индуктивный.

Резонансная частота ω_p рассматриваемой цепи, при наличии в ней нелинейного элемента, может быть найдена из условия

$$X_a + \omega_p L_0 - \frac{1}{\omega_p C_0} = 0. \quad (18)$$

Откуда после использования (16), получаем

$$\omega_p = \omega_0 \sqrt{\frac{1+k^2 f(\omega)}{1+k f(\omega)}} \quad (19)$$

Так как клирфактор напряжения на катушке всегда больше, чем клирфактор тока через нее, то, как видно из (19), наличие нелинейности в рассматриваемой цепи вызывает уменьшение частоты резонанса. Очевидно, что при этом X_p имеет индуктивный характер.

d. Нагрузка колебательным контуром (рис. 8а)

В случае нагрузки контуром удобнее эквивалентную реактивность выразить в виде реактивной проводимости B_p (рис. 8б). Для этого воспользуемся формулой (9').

Для колебательного контура при настройке в резонанс и при малом декременте его

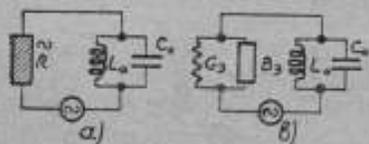


Рис. 8.

$$B_k = \frac{k^2 - 1}{k} \cdot \omega C_0.$$

Поэтому из (9') имеем

$$B_p = \omega C_0 \sum_{k=2}^{k=\infty} (k^2 - 1) m_k^2.$$

Как видим, при этих условиях B_p имеет емкостный характер и может быть представлена эквивалентным конденсатором

$$C_p = C_0 \sum_{k=2}^{k=\infty} (k^2 - 1) m_k^2. \quad (20)$$

Следовательно, резонансная частота системы в целом будет ниже резонансной частоты линейного контура.

2. Экспериментальная часть

Поставленный нами эксперимент имел целью проверить основную формулу (7). Для этого нужно было создать такие условия, при которых реальная схема возможно мало отличалась бы от контура (см. рис. 1), для которого был произведен теоретический расчет.

Нужно было, с одной стороны, создать цепь, состоящую из нелинейного сопротивления, нагрузки с известным сопротивлением и источника электродвижущей силы с достаточно малым внутренним сопротивлением, а с другой — иметь возможность измерять эквивалентное сопротивление нелинейного элемента цепи.

Нами была принята мостовая схема, в которой питающая диагональ 2—4 (рис. 9) имела малое сопротивление в сравнении с сопротивлениями плеч Z_0 , а индикаторная — 1—3 — наоборот — большое.

При этих условиях можно было пренебречь шунтирующим действием ветвей 1—3 и 2—3—4 на исследуемую цепь 1—2—4 и считать, что нагрузкой для нелинейного сопротивления \bar{R} , является сопротивление плеча 1—2, т. е. \bar{Z}_0 .

В качестве нагрузки \bar{Z}_0 была выбрана катушка самоиндукции. Наш выбор остановился на индуктивной нагрузке потому, что при такой нагрузке не нужны специальные цепи для протекания постоянной составляющей тока в цепи, а также потому, что в нашем распоряжении была переменная индуктивность и не было переменной емкости нужной величины.

Полная схема опыта показана на рис. 10.

В качестве эдс возбуждения использовано падение напряжения на сопротивлении $r=2\Omega$. Ток в цепи сопротивления r измеряется амперметром A и может быть установлен в пределах до 3 А. Таким образом эдс, вводимая в исследуемый контур, может достигать шести эффективных вольт. Чтобы обеспечить хорошую форму кривой этой эдс, контур C, L_2, L_3 настроен в резонанс на частоту источника энергии — машины повышенной частоты M . Плечи моста 1—2 и 2—3 состоят из одинаковых катушек индуктивности, по 0,01 Н каждая, с одинаковыми активными сопротивлениями.

В плече моста 1—4 в качестве нелинейного сопротивления включены 8 соединенных параллельно, металлических двойных диодов типа 6Н6.

Оба анода каждой из ламп также соединены параллельно. Поэтому мы имеем 16 соединенных параллельно анодов, что дает крутизну характеристики в ее линейной части

$$S = 20 \frac{\text{mA}}{\text{V}}.$$

Минимальное внутреннее сопротивление всей группы диодов будет

$$R_{(i)} = \frac{1}{S} = 50 \Omega.$$

При угле отсечки 90° внутреннее сопротивление будет

$$R_{(i)} = \frac{1}{\alpha_1 S} = 100 \Omega,$$

где α_1 — коэффициент первой гармоники тока.

Угол отсечки можно произвольно изменять напряжением смещения. Изменение напряжения смещения может быть произведено при помощи потенциометра, замкнутого на батарею E (6V).

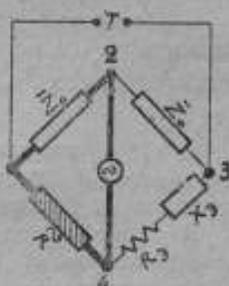


Рис. 9.

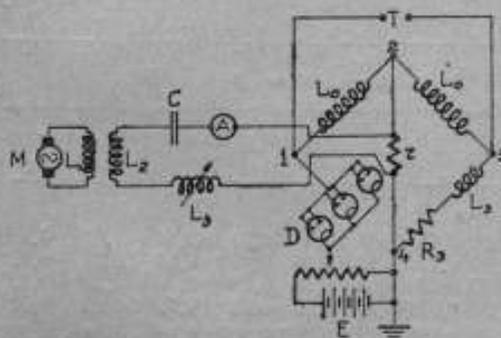


Рис. 10.

Частота колебаний, при которой производились измерения, была 825 Нз, что дает для сопротивления нагрузки при этой частоте

$$Z_0 = \omega L_0 = 2\pi \cdot 825 \cdot 0,01 = 52 \Omega.$$

Таким образом, при больших углах отсечки, сопротивления всех плеч были одного порядка и чувствительность моста на основной частоте была оптимальной.

Балансировка моста производилась при помощи переменной индуктивности L_n и переменного сопротивления R_n . Отсчет по этим двум приборам давал величину полного эквивалентного сопротивления диодов \bar{Z}_2 .

Для измерения амплитуд гармоник был применен анализатор гармоник фирмы General Radio Co, типа 736-А. Напряжения гармоник измерялись на сопротивлении нагрузки, т. е. между точками 1 и 2.

В качестве индикатора баланса был использован обычный высокоомный телефон.

Как уже указывалось, изменение режима нелинейного элемента производилось путем изменения угла отсечки диодов. Поэтому эксперимент производился следующим образом.

При каждом заданном смещении: 1) устанавливался баланс моста на основной частоте, путем подбора L_n и R_n и 2) измерялись гармоники напряжения на катушке самоиндукции L_0 , включенной в цепь вентиля.

В результате таких измерений получена табл. 1.

Таблица 1

№ по пор.	Величина	№ режимов										
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	m_2 . . .	0,200	0,265	0,310	0,360	0,410	0,51	0,62	0,71	0,86	1,02	1,15
2	m_3 . . .	0,125	0,170	0,190	0,200	0,220	0,18	0,19	0,16	0,14	0,23	0,38
3	m_4 . . .	0,07	0,080	0,070	0,070	0,080	0,09	0,12	0,20	0,26	0,28	0,22
4	m_5 . . .	0,05	0,050	0,050	0,050	0,090	0,12	0,13	0,12	0,11	0,13	0,22
5	m_2^2 . . .	0,040	0,070	0,096	0,130	0,168	0,260	0,383	0,502	0,740	1,040	1,320
6	m_3^2 . . .	0,015	0,029	0,036	0,040	0,049	0,032	0,036	0,025	0,019	0,053	0,144
7	m_4^2 . . .	0,005	0,006	0,005	0,005	0,016	0,008	0,014	0,040	0,026	0,078	0,048
8	m_5^2 . . .	0,002	0,002	0,002	0,002	0,008	0,014	0,017	0,014	0,012	0,014	0,048
9	$\sum_{k=2}^5 m_k^2$. .	0,062	0,109	0,139	0,177	0,231	0,314	0,450	0,581	0,797	1,185	1,470
10	$L_0 \sum_{k=2}^5 m_k^2$	0,62	1,09	1,39	1,77	2,31	3,14	4,5	5,81	7,97	11,85	14,70
11	L_0 . . .	0,80	1,17	1,44	1,92	2,5	3,0	4,26	5,9	7,6	10,9	15,5
12	R_0 . . .	100	109	113	121	134	138	158	186	206	273	375

В этой таблице в графах 1, 2, 3, и 4 помещены коэффициенты гармоник (2-й, 3-й, 4-й и 5-й) напряжения на катушке L_0 , включенной в цепь вентиля. Эти данные получены при помощи анализатора гармоник; в графах 5, 6, 7 и 8—эти же коэффициенты, возведенные в квадрат.

В графе 9 даны значения суммы этих квадратов, иными словами, квадраты клирфактора напряжения на катушке.

В графе 10 дана расчетная величина эквивалентной индуктивности (в миллигенри), полученная по формуле (13), т. е. путем умножения данных графы 9 на величину $L_0 = 0,01$ Н.

В графе 11 даны отсчеты по шкале вариометра — L_s , т. е. измеренная эффективная эквивалентная индуктивность диодов D (в миллигенри).

В графе 12—отсчет по магазину сопротивления — R_s , т. е. измеренное эквивалентное активное сопротивление диодов (в омах).

Сравнивая данные граф 10 и 11, т. е. расчет по формуле (13), и результаты измерений, замечаем относительно небольшое расхождение этих цифр. Расхождение это следует объяснить ошибкой при измерениях, источником которых были: 1) неустойчивость частоты и амплитуды переменного тока, который давал генератор M (см. рис. 10); 2) ошибка отсчета по анализатору гармоник (которая определялась главным образом неустойчивостью частоты генератора M); 3) ошибка при балансе на мосте, получение которого было затруднительно вследствие относительно большого уровня помех в телефоне, обусловленных высшими гармониками, для которых мост оказывался несбалансированным.

Наконец, к этим ошибкам нужно добавить ошибку в градуировке переменной индуктивности, ошибку от остаточной индуктивности магазина сопротивления и пр.

По данным граф 10 и 11 (табл. 1) построен график (рис. 11). На нем по оси абсцисс отложены величины L_s , измеренные мостом (данные графы 11), а по оси ординат — значения L_0 , рассчитанные по теоретической формуле (13), т. е. данные графы 10. При идеальных измерениях точки должны были бы лечь на прямую, проведенную из начала координат под углом 45° .

В действительности, ввиду указанных выше ошибок при измерениях — мы имеем некоторый разброс точек.

Эти ошибки, однако, не порочат тот основной вывод, который может быть сделан, а именно что теоретическая формула (7) позволяет производить расчеты эквивалентной реактивности нелинейного элемента

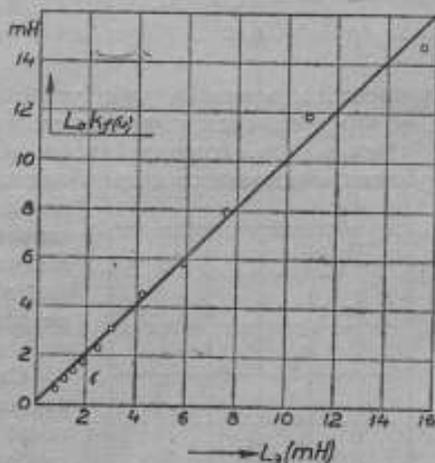


Рис. 11.

электрической системы, если этот элемент удовлетворяет условию безинерционности и если известны коэффициенты гармоник.

Как мы указали во вводной части, задача данной работы ограничивалась нахождением выражения для эквивалентного полного сопротивления

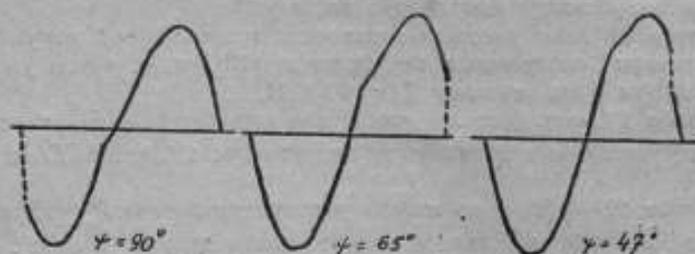


Рис. 12.

нелинейного элемента, при условии, что известна форма колебаний, т. е. что амплитуды гармоник заданы.

Однако, при экспериментировании мы получили также некоторые результаты, относящиеся к практическому использованию формулы (7) для реактивной составляющей полного эквивалента. Эти данные относятся к той части задачи, которая касается нахождения амплитуд гармоник при заданных параметрах и режиме цепи, т. е. той части ее, которая не имеет общего решения.

Случай чисто индуктивной нагрузки наиболее показателен, так как именно при такой нагрузке форма импульса тока в цепи наиболее сильно отличается от формы отрезка синусоиды.

На рис. 12 приведены осциллограммы напряжения на диодах D схемы рис. 9, снятые при различных напряжениях смещения, т. е. при разных углах отсечки. Если обозначить напряжение смещения через U , а амплитуду напряжения на диоде — U_{max} , то угол отсечки при идеальной характеристике диода (прямая линия, проходящая через начало координат), будет

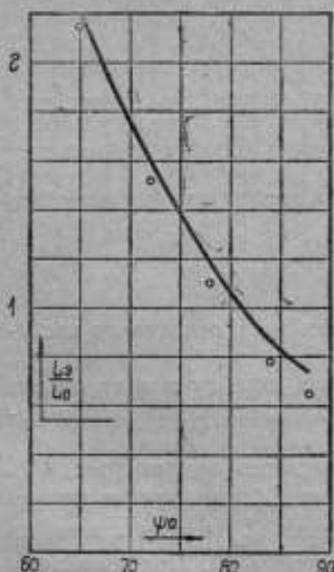


Рис. 13.

$$\psi = \arccos \frac{U}{U_{max}}. \quad (21)$$

Как видно из осциллограмм, форма кривой напряжения в течение той части периода, когда идет ток в цепи, — отлична от синусоидальной. Тем более отлична по форме от отрезка синусоиды кривая импульса тока. Однако, на практике мы обычно предполагаем импульс

тока в форме отрезка синусоиды и для определения его состава по гармоникам пользуемся коэффициентами ряда Фурье, написанного для серии импульсов синусоидальной формы. Поэтому мы делаем ошибку тем большую, чем больше отличается реальный импульс от синусоидального. Очевидно, что при индуктивной нагрузке эта ошибка будет наибольшей.

Чтобы оценить эту ошибку, мы, одновременно со снятием осциллограмм, произвели измерения L_s . Результаты этих измерений приведены на графике (рис. 13). Сплошная кривая рассчитана по теоретической формуле (13). Коэффициенты гармоник были найдены также теоретически, исходя из предположения синусоидальности импульсов тока, причем угол отсечки определялся по формуле (21).

Из графика видно, что заметного расхождения результатов эксперимента и расчетов для $90^\circ > \psi > 65^\circ$ не наблюдается. Однако имеет место расхождение, постоянное по абсолютной величине, причем точки, полученные экспериментально, систематически уходит влево от теоретической кривой. Это расхождение объясняется тем, что для расчета угла отсечки мы пользовались формулой (21), которая написана для идеальной, прямолинейной характеристики, проходящей через начало координат. На самом

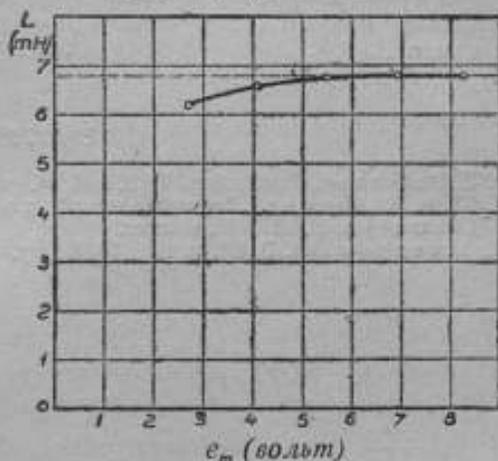


Рис. 14.

деле ток в диодах начинает проходить еще при отрицательных напряжениях и, следовательно, углы отсечки имеют большую величину, чем это бывает в идеальном случае (см. осциллограмму для $\psi = 90^\circ$ на рис. 12). Если учесть это обстоятельство, то теоретическая кривая рис. 13 должна быть смещена влево, и совпадение будет лучше. Это подтверждает график (рис. 14), на котором по оси абсцисс отложены амплитудные значения эдс возбуждения цепи, а по оси ординат — эквивалентная индуктивность диодов. При угле отсечки, равном 90° , отношение $\frac{L_s}{L_0}$, согласно расчета по (13) и (21), должно быть равно 0,675. Мы видим, что экспериментальная кривая стремится к горизонтальной линии, отвечающей значению $\frac{L_s}{L_0} = 0,675$.

Однако следует рассматривать данные рис. 13 как предварительные; не подлежит сомнению, что крайне важный вопрос о методах и пределах применения теоретических расчетных формул подлежит тщательному изучению.

Выводы

1. Установлена основная закономерность, которой подчиняются реактивные мощности гармонических колебаний в цепи, содержащей безинерционный нелинейный элемент. Показано, что сумма k -кратных реактивных мощностей гармоник, начиная с первой, развиваемых на нелинейном, безинерционном сопротивлении, всегда равна нулю.

2. Показано, что нелинейное сопротивление, включенное в линейную систему, мы можем рассматривать как генератор реактивной мощности на основной частоте.

3. Получены формулы для эквивалентной реактивности нелинейного сопротивления, включенного в линейную систему.

4. Экспериментально проверены формулы для эквивалентной реактивности; при этом получено удовлетворительное совпадение теории с опытом.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Peterson, Transaction AIEE, vol. 46, p. 528, 1927, may.
2. Ю. Б. Кобзарев, „Вестник электротехники“, № 10, 1931, стр. 346.
3. Llewellyn, PJRE 1931, oktober.
4. Groszkowski, PJRE, p. 958, 1933, july.

МЕТОД УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ В ПЬЕЗО-КВАРЦЕ

1. Введение

В существующих схемах пьезо-кварцевых генераторов используются незатухающие колебания. Пьезо-кварцевая пластинка присоединяется помощью двух электродов к сетке и катоду или к сетке и аноду усилительной лампы. Самовозбуждение генератора возможно, если пластинка помещена между электродами почти вплотную и, во всяком случае, с очень небольшим зазором.

В результате сильной связи между пластинкой и электродами лампы частота пьезо-кварцевого генератора зависит не только от параметров пьезо-кварцевой пластины, но и от способа ее монтажа, а также от ряда факторов, имеющих отношение к усилительной лампе (параметры лампы, режим ее питания, параметры настроенного контура, внешняя нагрузка и т. д.). Поэтому основное требование, предъявляемое к пьезо-кварцевому генератору, а именно возможно большее постоянство частоты генерируемого тока—достигается ценой усложнения схемы.

Предлагаемый автором настоящей статьи пьезо-кварцевый генератор затухающих колебаний, возбуждаемых ударом¹, если не полностью, то в значительной степени лишен этих недостатков.

В основном метод заключается в следующем.

Кварцевый брусок среза Кюри снабжается на каждом конце парой электродов $K_1K'_1$ и $K_2K'_2$, перпендикулярных электрической оси кристалла (рис. 1).

Электроды K_2 и K'_2 присоединяются к сетке и катоду усилительной лампы, тогда как электроды K_1 и K'_1 служат для ударного возбуждения кварцевой пластины.

Ударное возбуждение характеризуется тем, что кварцевому бруску при помощи электродов K_1 и K'_1 сообщаются „удары“, т. е. электрические импульсы — короткие в сравнении с продолжительностью затухающих колебаний кварца. Колебания кварца отличаются очень малым декрементом, поэтому при частоте импульсов $10 \div 20$ в сек., даже

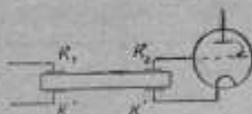


Рис. 1.

¹ В. С. Габель. Авторское свидетельство на изобретение № 50900, 1937.

при частотах кварца порядка $50 \div 100$ кГц, амплитуда колебаний кварца успеет уменьшиться на незначительную величину.

Так как возбуждение колебаний в кварце происходит за счет постороннего источника энергии, то связь между кварцевым бруском и лампой может быть сделана (путем уменьшения площади электродов и их удаления от поверхностей бруска) настолько слабой, что влияние лампы и ее цепей, а также нагрузка бруска будут крайне незначительны. Так как, с другой стороны, кварц находится под действием возбуждающего поля электродов K_1K_2 , в течение небольшой доли продолжительности его колебания, то его колебания могут рассматриваться как свободные и зависящие почти исключительно от параметров самого кварца.

2. Осуществление ударного возбуждения кварца

Существующие пьезо-кварцевые генераторы, работающие по принципу самовозбуждения, дают незатухающие колебания. Изложенный выше метод ударного возбуждения кварца дает затухающие колебания.

Однако, можно подобрать такой режим ударного возбуждения, при котором недостатки затухающего колебания могут быть значительно обезврежены. Для этого частота ударов должна быть подобрана такой, чтобы амплитуда колебания между двумя ударами успела уменьшиться лишь на небольшую, наперед заданную, величину. Далее возбуждение при каждом ударе должно быть осуществлено так, чтобы каждое новое колебание было по фазе продолжением предыдущего. При этих двух условиях мы получим непрерывные колебания, слегка модулированные частотой ударов.

Так как декремент кварца мал (порядка 10^{-4}), то первое условие — надлежащая частота ударов — вполне осуществимо. Действительно, допустим, что мы задались допустимым уменьшением амплитуды перед новым ударом на 10% . Тогда число колебаний, которое кварц успеет совершить между двумя ударами при декременте 10^{-4} , равно 1000. Надлежащим подбором мощности удара можно получить такой режим возбуждения, при котором время, в течение которого кварц колеблется свободно, будет во много раз больше продолжительности удара.

Второе условие — непрерывность колебаний — может быть достигнуто тем, что вместо удара, т. е. очень короткого импульса, мы будем воздействовать на кварц в течение измеримого, но достаточно короткого времени электрическим полем, модулированным частотой, равной частоте колебаний пьезо-кварцевого стержня.

Поставленным условиям удовлетворяет схема с двумя лампами, из которых первая выполняет роль возбудителя.

Возбуждение возможно осуществить принципиально двумя способами.

Первый способ состоит в том, что возбуждающий импульс сообщается сетке первой лампы. Электроды кварца присоединены к аноду и катоду лампы. Этот способ выгоден тем, что энергия импульса может быть малой, но зато электроды все время находятся под анодным потенциалом; следовательно, на соответствующий конец кварцевого

стержня все время действует электрическое поле, вызывающее натяжения в кварце, вообще нежелательные.

По другому методу возбуждения анодный потенциал подается на первую лампу только в момент возбуждения. Энергия (вернее — потенциал) этого импульса, естественно, должна быть значительной не только потому, что отсутствует усиление лампы, как в первом случае, но еще и потому, что часть энергии рассеивается самой лампой. При этом способе возбуждения электроды кварца, присоединенные к аноду и катоду лампы, большую часть времени не заряжены.

Модулирование импульсов может быть произведено также различными методами. Наиболее естественным методом было бы модулирование вспомогательным гетеродином, настроенным на частоту кварца. Однако этот способ неприменим, так как требует недостижимого абсолютно точного, при этом длительного, совпадения по фазе колебаний гетеродина и кварца. Автор применил другой метод модуляции, состоящий в том, что требуемое переменное напряжение берется от самого кварца через вторую лампу. Для этого может быть использована индуктивная и емкостная связь между анодом второй лампы и сеткой первой лампы. На опыте была испытана емкостная связь, как более простая.

Автор статьи испытал несколько схем ударного возбуждения. Остановимся подробнее на двух из них, отличающихся друг от друга способом возбуждения.

а. Схема первая

Одна пара электродов 1—2 кварцевого бруска K присоединена к аноду и катоду возбуждающей (первой) лампы L_1 , вторая пара электродов 3—4 — к сетке и катоду второй лампы L_2 (рис. 2). Колебательный контур LC настроен на частоту кварца (50 кГц) или на вторую его гармонику (100 кГц). Кварц, вырезанный по Кюри, подвешен на нитках внутри стеклянной рамки. На этой же рамке держатся и электроды.

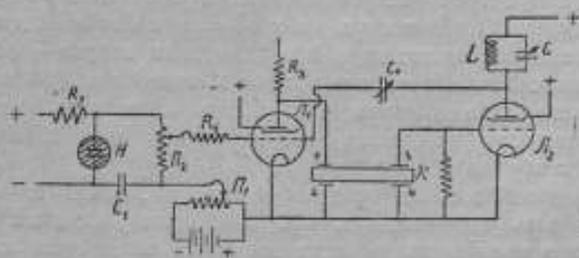


Рис. 2.

Размеры кварцевого бруска $53,7 \times 15,0 \times 5,0$ мм. Электроды в виде тонких латунных пластинок, имеют размеры: у первой лампы 5×17 мм, у второй лампы 5×20 мм. Обратная связь осуществляется посредством небольшого конденсатора переменной емкости, порядка $C_{max} = 50$ см. Лампы — экранированные (типа СБ—112). Благодаря большому коэффициенту усиления ламп можно получить достаточно большую амплитуду напряжения на аноде при слабой связи кварца с сеткой, т. е. при небольшой нагрузке кварца. Благодаря малой емкости лампы, устранена опасность самовозбуждения второй лампы; реакция на кварц

внешней нагрузки в цепи анода лампы при этом незначительна. Первая лампа может быть заменена триодом.

Импульсы тока могут быть получены механическим и электрическим путем. В первых опытах применялся телеграфный ключ, посредством которого конденсатор заряжался и разряжался через большое сопротивление (порядка 40000 Ω). К концам этого сопротивления присоединялись сетка и катод первой лампы. Ключ может быть заменен вращающимся коммутатором. В дальнейших опытах применялась для этой цели неоновая лампа *H*. Возбуждение происходило следующим образом. На сетку первой лампы подавался, посредством потенциометра P_1 , такой отрицательный потенциал, при котором самовозбуждения генератора (благодаря обратной связи через конденсатор C_0) не происходило. Конденсатор C_1 периодически заряжался через большое сопротивление R_1 (порядка 100—200 к Ω) от отдельного источника до потенциала зажигания лампы *H*. В этот момент наступал разряд конденсатора через сопротивление потенциометра P_2 до тех пор, пока разность потенциалов на обкладках конденсатора не падала до потенциала потухания лампы *H*. После этого все явление повторялось. Сетка лампы заряжалась при этом за счет падения потенциала в потенциометре P_2 . Подбором емкости C_1 и всех перечисленных сопротивлений можно регулировать продолжительность каждого импульса (C_1 и общее сопротивление P_2) и частоту импульсов (сопротивление R_1). Настройкой контура *LC* можно заставить колебаться кварц на основной частоте и на второй гармонике. Частота колебаний определялась помощью гетеродинного волномера, связанного небольшой емкостью с контуром *LC*. По этой схеме генератор работает очень четко и уверенно, причем наступление „ударного“ возбуждения характеризуется не только пульсирующим характером колебаний, но также и чрезвычайно острой настройкой колебательного контура *LC* в аноде второй лампы. Обращает на себя внимание большой допустимый зазор между всеми электродами и поверхностями кварца — до 3 мм с каждой стороны. Удавалось даже получить колебания при зазоре у возбуждающих электродов порядка 4 мм. Это обстоятельство сулит большие возможности в смысле значительного ослабления влияния зазора на частоту колебаний кварца.

Возбуждение генератора по этой схеме, строго говоря, нельзя назвать ударным, так как при прослушивании в телефоне гетеродинного волномера никаких взаимных изменений силы звука бienia не слышно. Удар здесь заменяется самовозбуждением генератора в те моменты, когда сетка первой лампы получает положительные заряды при разряде конденсатора C_1 . Далее наступает сравнительно большой промежуток времени, в течение которого колебания кварца затухают. Частоту импульсов можно было снизить примерно до 20 в сек., что соответствует (при $\theta = 10^{-4}$ и $f = 10^6$ Hz) $5 \cdot 10^3$ „свободным“ колебаниям кварца (между двумя последовательными импульсами) и изменению амплитуды при „ударе“ на 50%.

Единственным, пока обнаруженным, недостатком этой схемы является слишком малая разность потенциалов зажигания и потухания неоновой трубки (около 6 В). В результате при разряде конденсатора через сопротивление P_2 проходит незначительный ток и, как следствие,

потенциала сетки повышается лишь на небольшую величину. Поэтому регулировка потенциала сетки потенциометром P_1 очень трудна — потенциал сетки должен быть всего на несколько десятых вольта ниже того потенциала, при котором прекращается самовозбуждение генератора. Осциллограмма сеточного напряжения первой лампы показала, что напряжение на сетке в момент разряда повышается на 3—4 В. Поэтому случайные небольшие изменения потенциала смещения сетки могут нарушить правильную работу генератора. Однако, можно надеяться, что соответствующим подбором режима питания и параметров схемы этот недостаток можно будет устранить.

в. Схема вторая

Эта схема (рис. 3) отличается от предыдущей лишь способом возбуждения кварца. Здесь первая лампа большую часть времени находится без анодного напряжения, которое подается лишь в момент разряда конденсатора C_1 через неоновую трубку H и анодную цепь лампы L_1 . Продолжительность разряда регулируется потенциалом смещения сетки посредством потенциометра P . Колебания по этой схеме получить удалось, чем доказана принципиальная возможность возбуждения, но к сожалению, малая мощность, получаемая лампой через неоновую трубку (средний ток всего 0,1 мА), не позволяет получить устойчивые колебания генератора.

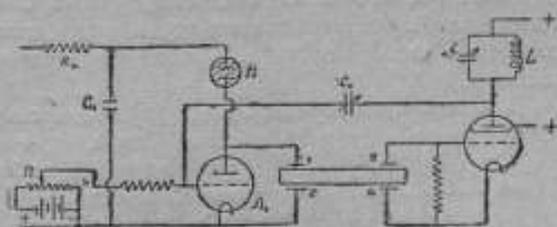


Рис. 3.

При этом способе возбуждения несколько лучшие результаты получены с триодом УБ-132, в особенности, когда было задано положительное смещение на сетку. При этих условиях разряд происходит быстрее и, следовательно, амплитуда тока, при той же мощности, больше. Правда, при этих условиях приходится несколько увеличивать связь между обеими лампами.

Мощность импульса при этой схеме можно увеличить, если неоновую лампу заменить более мощным тиратроном. Тиратрон даст лучшие результаты, чем неоновая трубка, также и в первой схеме. Благодаря большей силе тока, пропускаемого тиратроном, скачок потенциала на сетке при разряде конденсатора должен быть больше, следовательно регулировка потенциала смещения будет менее критической.

В заключение следует упомянуть об обнаруженном автором статьи свойстве кварцевого генератора, собранного по обычной схеме Пирса и поставленного в режим прерывистой генерации, также давать затухающие колебания, аналогичные тем, о которых говорилось выше.

ПЬЕЗО-КВАРЦЕВЫЙ ГЕНЕРАТОР ТЕРРИ

В задающем каскаде эталонов частоты иногда применяется схема пьезо-кварцевого генератора Терри [1].

Характерным отличием генератора является отсутствие в схеме катушек самоиндукции.

Известно, что в схемах, содержащих C и r , возможно возникновение колебаний релаксационных и томсоновских [2]. В схеме Терри колебания этого последнего типа стабилизированы по частоте пьезо-кварцем.

В нашей предыдущей статье [3] приведен упрощенный анализ самовозбуждения колебаний в схеме Терри.

В настоящей работе проводится более детальный анализ этого же вопроса.

Рассмотрим схему (рис. 1), примененную в первичном эталоне частоты Бюро стандартов [4]. Емкости конденсаторов, включаемых в цепи анода и сетки лампы, приблизительно одинаковы и во много раз превышают междуэлектродные емкости триода. Поэтому последними емкостями можно пренебречь, отнеся их к емкостям C_a и C_g . Сопротивления в цепях

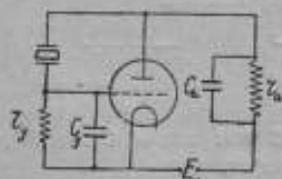


Рис. 1.

анода и сетки неодинаковы по величине. Однако, вполне возможно возникновение колебаний при $r_g = r_a \cong 10^6 \Omega$. Для упрощения выкладок возможно поэтому принять $C_a = C_g = C$ и $r_a = r_g = r$. Сопротивлением пьезо-кварцевой пластинки r_q можно пренебречь, так как $r_q \ll r$.

При выводе условия самовозбуждения и формулы угловой частоты колебаний воспользуемся уравнением, выведенным нами ранее [5] для пьезо-кварцевого генератора Пирса, где кварцевая пластинка включена также между анодом и сеткой лампы:

$$(\bar{x}_q + \bar{Z}_g)(\bar{R}_i + \bar{Z}_a) + \mu \bar{Z}_g \bar{Z}_a + \bar{R}_i \bar{Z}_a = 0, \quad (1)$$

где x_q — реактивное сопротивление кварцевой пластинки, Z_a и Z_g — полные сопротивления разветвлений из C и r , включенных в цепи анода и сетки, R_i — среднее внутреннее сопротивление лампы. Все величины комплексные; кроме μ .

Подставляя в (1) полные выражения перечисленных выше сопротивлений, получаем уравнение:

$$\frac{(r - j\omega Cr^2)(\mu + 1)}{(1 + \omega^2 C^2 r^2)^2} + \frac{2R_1(r - j\omega Cr^2)}{1 + \omega^2 C^2 r^2} + \frac{j(\omega^2 L_1 C_1 - 1)}{\omega[C_1 - C_2(\omega^2 L_1 C_1 - 1)]} \cdot \left[R_1 + \frac{r - j\omega Cr^2}{1 + \omega^2 C^2 r^2} \right] = 0, \quad (2)$$

Здесь через L_1 , C_1 , C_2 обозначены параметры контура эквивалентного кварцу.

Мнимая часть (2) после преобразования дает уравнение

$$\omega^6 - \frac{b}{a}\omega^4 + \frac{c}{a}\omega^2 - \frac{d}{a} = 0, \quad (3)$$

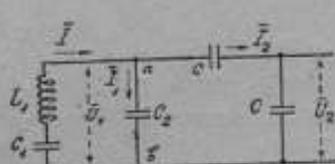


Рис. 2.

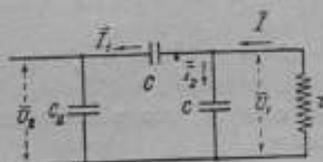


Рис. 3.

где приняты обозначения:

$$\begin{aligned} a &= L_1 C_1 C^2 R_1 r^4 (2C_2 + C), \\ b &= R_1 r^4 C^2 (2C_1 + 2C_2 + C) - L_1 C_1 r^2 C [2R_1 C_1 + 2rC_2(\mu + 1) + 2R_1 C - rC], \\ c &= L_1 C_1 (R_1 + r) - Cr^2 [2R_1 (C + C_1 + C_2) + r(2(C_1 + C_2)(\mu + 1) + C)], \\ d &= R_1 + r \end{aligned} \quad (4)$$

и где через R_1 обозначен модуль \bar{R}_1 .

Введем в (3) значение угловой частоты пьезо-кварца:

$$\omega_q = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1'}}, \quad \text{где } C_1' = \frac{C_1(2C_2 + C)}{2C_1 + 2C_2 + C}, \quad (5)$$

как это можно вывести из эквивалентной схемы (рис. 2).

Введем в (3) также угловую частоту контура из C и r в анодной цепи схемы:

$$\omega_a = \frac{1}{pC''r}, \quad \text{где } C'' = C + \frac{CC_2}{C + C_2}, \quad (6)$$

как это следует из эквивалентной схемы (рис. 3), p — постоянная [2].

При помощи тех же эквивалентных схем находим коэффициент связи между кварцем и анодным контуром:

$$k = \sqrt{\frac{CC_1}{(C + C_2)(C + 2C_1 + 2C_2)}}. \quad (7)$$

Удобнее всего ввести (5), (6) и (7) в первые два обозначения (4)

Тогда:

$$a = R_1 r^2 L_1 C^2 h^2 \omega_0 p \cdot r(C + 2C_2)^3,$$

$$b = \underline{R_1 r^3 C^2 \omega_0^2 L_1 C_1 (2C_2 + C) - L_1 C_1 r^2 C} \{2R_1 (C + C_2) + r[2C_2(\mu + 1) - C]\}.$$

При решении (3) отбрасываем три отрицательные корни, как не удовлетворяющие физическому смыслу.

Оставшиеся три корня имеют вид

$$\omega = \sqrt{\sqrt[3]{-\frac{n}{2} + \sqrt{\frac{n^2}{4} + \frac{m^3}{27}}} - \frac{m}{3\sqrt[3]{-\frac{n}{2} + \sqrt{\frac{n^2}{4} + \frac{m^3}{27}}}} + \frac{b}{3a}}, \quad (8)$$

где

$$m = \frac{c}{a} - \frac{b^3}{3a^3}, \quad n = \frac{b^2}{9a^2} - \frac{b^2}{9a^3} + \frac{bc}{3a^2} - \frac{d}{a}.$$

Из (8) следует, что в схеме возможно возникновение одной из трех частот связи.

Для определения частоты, возбуждающейся в схеме, необходим анализ корней (8). Возможно однако решение этого вопроса рассмотрением характера нагрузок в схеме.

Ввиду того, что реактивное сопротивление анодной цепи — емкостное, контур же, эквивалентный кварцу, представляет индуктивное сопротивление — схема Терри в отношении характера нагрузок аналогична схеме „анод-сетка“ пьезо-кварцевого генератора Пирса [5]. По аналогии с этим генератором можно заключить, что в схеме Терри возбуждятся наиболее высокая частота связи.

Вещественная часть (3), определяющая условие самовозбуждения генератора Терри, дает после преобразования уравнение:

$$\omega^4 + \frac{b_1}{a_1} \omega^2 + \frac{c_1}{a_1} = 0, \quad (9)$$

где

$$a_1 = L_1 C_1 C^2 r^3 [C_2 r(\mu + 1) - 2R_1 C_2 + Cr],$$

$$b_1 = C^2 r^3 [2R_1 (C_1 + C_2) - r(\mu + 1)(C_1 + C_2) - Cr] - L_1 C_1 r [(\mu + 1)rC_2 + 2R_1 C_2 + Cr],$$

$$c_1 = (\mu + 1)r^2 (C_1 + C_2) + r(2R_1 C_1 + 2R_1 C_2 + Cr).$$

Из (9) получаем условие самовозбуждения в виде

$$\frac{b_1}{a_1} \approx \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}. \quad (10)$$

Заметим, что возбуждение колебаний в схеме Терри возможно и при малых величинах емкостей. В частности, возможно возбуждение при наличии лишь междуэлектродных емкостей лампы.

Вопрос стабильности частоты схемы Терри рассмотрен нами в отдельной статье [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Terry. PIRE, v. 16, p. 1486, 1928.
 2. В. И. Сифоров. ИЭСТ №№ 4 и 5, 1936.
 3. Г. А. Кьяндский. ИЭСТ № 9, 1937.
 4. E. L. Hall, V. E. Heaton, E. G. Lapham. J. of Res. of Nat. Bur. of Stand., v. 14, № 2, p. 85, 1936.
 5. Г. А. Кьяндский. ИЭСТ № 5-6, 1937.
 6. Г. А. Кьяндский. См. ст. в настоящем сборнике: „Исследование нестабильности частоты пьезо-кварцевых генераторов“.
-

Г. А. КБЯНДСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ ПЬЕЗО-КВАРЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Частота колебаний пьезо-кварцевого генератора определяется в первом приближении частотой собственных электрических колебаний пьезо-кварцевой пластинки.

При более точном определении генерируемой частоты учитываются также параметры лампы и схемы.

Однако, формула частоты еще не дает возможности судить о стабильности частоты генерируемых колебаний.

В ламповых генераторах непостоянство во времени параметров колебательного контура является главной причиной нестабильности генерируемой частоты. В пьезо-кварцевых генераторах эту причину следует считать отсутствующей, так как эквивалентные параметры кварцевой пластинки сохраняются при работе генератора неизменными.

Изменение емкости кварцедержателя или величины воздушного промежутка между обкладками держателя и поверхностями кварцевой пластинки оказывает влияние на генерируемую частоту. Однако, рациональной конструкцией держателя это влияние устраняется или сильно уменьшается.

Непостоянство параметров колебательного контура в анодной цепи кварцевого генератора устраняется расстройкой контура относительно собственной частоты кварца. Влияние колебаний нагрузки анодного контура в кварцевых генераторах невелико, ввиду незначительности нагрузки, и легко устраняемо применением буферного каскада с экранированной лампой.

Колебания температуры пьезо-кварцевой пластинки и элементов схемы значительно ослабляются применением соответствующих термостатов и терморегуляторов. С этой же целью применяются кварцевые пластинки специальных срезов с минимальным температурным коэффициентом частоты.

Итак, отклонения частоты, вызываемые рядом дестабилизирующих факторов, сводятся к некоторому вполне определенному минимуму принятием соответствующих мер.

Остается неучтенным влияние режима работы кварцевого генератора на частоту генерируемых колебаний.

В ламповом генераторе элементом, стабилизирующим частоту, является колебательный контур. Подобно тому как в паровой машине или двигателе внутреннего сгорания маховое колесо, обладающее большим запасом живой силы, является элементом, определяющим регулярность хода — в ламповом генераторе стабилизирующим элементом, обла-

дающим запасом реактивной мощности, является колебательный контур. Заметим, что для характеристики стабилизирующего действия контура в иностранной литературе применяются специальные термины—Schwung-tadkreis (нем.), Py-wheel circuit (англ.).

Стабилизирующая способность колебательного контура определяется пропорциональным ей коэффициентом резонанса контура Q [1]. Если для обычных колебательных контуров Q лежит в пределах от 30 до 300, то для пьезо-кварцевых пластинок Q лежит в пределах от $30 \cdot 10^3$ до $300 \cdot 10^3$, что указывает на значительно большую стабилизирующую способность кварца, а, следовательно, и на значительно больший запас реактивной мощности кварцевой пластинки по сравнению с обычным колебательным контуром при прочих равных условиях. Заметим, что в технической литературе иногда встречается неправильное выражение стабильности частоты малыми величинами, например: «стабильность составляет $1 \cdot 10^{-5}\%$ ». Мы видели, что стабилизирующая способность, как пропорциональная коэффициенту резонанса, выражается большими цифрами. Здесь же под $1 \cdot 10^{-5}$ подразумевается относительное отклонение частоты, которое следует называть не стабильностью.

В дальнейшем изложении под термином нестабильность (синоним — неустойчивость) подразумевается везде относительное отклонение частоты генерируемых колебаний от собственной частоты кварцевой пластинки

$$h = \frac{\Delta \omega}{\omega_q} \quad (1)$$

Причиной появления нестабильности частоты лампового генератора является нарушение равновесия энергетических соотношений в системе, вследствие нелинейности рабочей характеристики лампы [2].

Определение нестабильности через относительное отклонение реактивной мощности системы имеет общий характер и может быть распространено на случай систем, содержащих нелинейное активное сопротивление.

По Ван-дер-Полю [3], для функции, содержащей кроме основной частоты, ряд гармонических частот

$$\sum_{k=1}^{k=\infty} a_k \cos(k\omega t + \varphi_k), \quad (2)$$

где k — порядок гармоник, относительное отклонение частоты будет

$$h = \frac{\Delta \omega}{\omega_q} = -\frac{1}{2} \sum_{k=2}^{k=\infty} (k^2 - 1) \frac{a_k^2}{a_1^2}. \quad (3)$$

Условие безинерционности колебаний лампового генератора, по Грошковскому [4], заключается в том, что площадь, описываемая рабочей точкой характеристики за период основного колебания, должна быть равна нулю, т. е.

$$\int_0^T i_a du_{st} = 0, \quad (4)$$

где i_a (анодный ток) и u_{st} (управляющее напряжение) выражаются функциями вида (2).

Введение в (4) полного сопротивления для гармоник

$$\bar{Z}_k = \frac{\bar{U}_{mk}}{I_{mk}} \quad (5)$$

приводит к уравнению:

$$\left| \frac{1}{Z_1} \right|_{\text{im}} + \sum_{k=2}^{\infty} \left| \frac{k}{Z_k} \right|_{\text{im}} \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2} = 0, \quad (6)$$

физический смысл которого заключается в том, что сумма k — кратных реактивных мощностей гармоник, начиная с первой, должна быть равна нулю. Здесь индекс im обозначает мнимую часть комплекса.

Изложенный метод представляет одно из наиболее близких приближений к полному разрешению проблемы неустойчивости, являющейся по своей сущности нелинейной задачей.

Применим этот метод к анализу неустойчивости частоты некоторых пьезо-кварцевых генераторов.

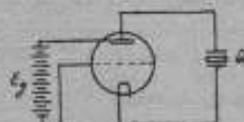


Рис. 1. Схема пьезо-дина-
тронного генератора.

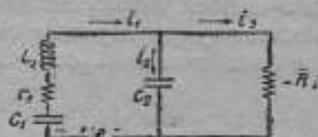


Рис. 2. Эквивалентная схема
к рис. 1.

Выведем неустойчивость частоты пьезо-дина-
тронного генератора Мак-Киннон [5] при включении кварца между анодом и катодом (рис. 1).

Полная проводимость для k — той гармонике контура, эквивалентного пьезо-кварцу (рис. 2), будет:

$$\frac{1}{Z_k} = \frac{1}{\omega L_1} \cdot \frac{\frac{r_1}{\omega L_1} + jk - \frac{j}{\kappa \omega^2 L_1} \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2}}{L_1 \left(1 - \frac{1}{\kappa^2 \omega^2 L_1 C_1} - j \frac{r_1}{\kappa \omega L_1} \right)}. \quad (7)$$

Введем в (7) обозначения:

$C_0 = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ — емкость контура, эквивалентного кварцу,

$\omega_0^2 = \frac{1}{L_1 C_0}$ — квадрат угловой частоты контура, эквивалентного кварцу,

$\omega_q^2 = \frac{1}{L_1 C_1}$ — квадрат угловой частоты кварцевой пластинки,

$\delta_q = \frac{r_1}{\omega L_1}$ — коэффициент потерь кварцевой пластинки.

Тогда (7) принимает вид:

$$\frac{1}{Z_k} = \frac{C_2}{\omega L_1} \frac{\delta_q + jk - \frac{j}{\kappa} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}{1 - \frac{1}{\kappa^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 - \frac{j}{\kappa} \delta_q}. \quad (8)$$

После умножения на порядок гармоник k и преобразований находим:

$$\left| \frac{k}{Z_k} \right|_{\text{ин}} = \frac{C_2}{\omega L_1^2} \frac{\delta_0^2 - \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) k^2}{\left(1 - \frac{1}{k^2}\right)^2} \approx \frac{C_2}{\omega L_1^2} \left(k^2 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \left(1 + \frac{1}{k^2}\right). \quad (9)$$

Написав частные значения (9) для основного колебания и гармоник ($k \geq 2$) и подставив найденные значения в (6), получаем нестабильность частоты генератора Мак-Киннион в виде:

$$h = -\frac{1}{4} \sum_{k=2}^{k=\infty} (k^2 - 1) \left(1 + \frac{1}{k^2}\right) \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2} \quad (10)$$

или в виде:

$$h = -\frac{1}{4} \left(3 \frac{3}{4} \frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2} + 8 \frac{8}{9} \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2} + 15 \frac{15}{16} \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} + \dots \right). \quad (11)$$

Для сравнения напишем формулу нестабильности динатронного генератора [4]:

$$h = -\frac{1}{2} \sum_{k=2}^{k=\infty} (k^2 - 1) \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2} \quad (12)$$

или в виде

$$h = -\frac{1}{2} \left(3 \frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2} + 8 \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2} + 15 \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} + \dots \right). \quad (13)$$

Из сравнения (11) и (13) можно заключить о значительно лучшей стабильности пьезо-динатронного генератора по сравнению с динатронным, при одинаковых отношениях квадратов амплитуд.

Еще лучшие результаты в отношении нестабильности показала схема динатронного генератора с применением анодной компенсации, предложенной автором, при помощи включения в анодную цепь дросселя, по индуктивности одинакового с катушкой самоиндукции колебательного контура (рис. 3).

Полная комплексная проводимость для этой схемы имеет вид:

$$\frac{1}{Z_k} = \frac{r^2 C - 2L + 3k^2(L - r^2 C) \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - k^4 L \frac{\omega^4}{\omega_0^4}}{k \omega L^2 \left(k^4 - \frac{\omega^4}{\omega_0^4} - 4k^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 4 \right)}. \quad (14)$$

После ряда преобразований приходим к формулам:

$$h = -\frac{1}{2} \sum_{k=2}^{k=\infty} \left(1 + \frac{1}{k^2 - 2} \right) \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2} \quad (15)$$

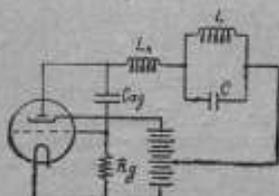


Рис. 3. Схема динатронного генератора с анодной компенсацией.

$$h = -\frac{1}{2} \left(1 \frac{1}{2} \frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2} + 1 \frac{1}{7} \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2} + 1 \frac{1}{14} \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} + \dots \right). \quad (16)$$

Сравнение (16) с (13) и (11) указывает на значительно меньшую нестабильность динактронной схемы с анодной компенсацией по сравнению с динактроном и даже с пьезо-динактроном при одинаковых по величине отношениях квадратов $U_{mk} : U_{m1}$.

Представляет интерес учет нестабильности пьезо-кварцевых генераторов Пирса.

Рассмотрим сперва, схему анод-сетка Пирса (рис. 4).

Обозначая через x_q , x_a и x_g — реактивные сопротивления кварца, анодной и сеточной нагрузок, представим (6) в виде:

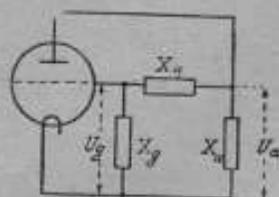


Рис. 4. Эквивалентная схема пьезо-кварцевых генераторов Пирса и Терри.

$$\sum_{k=1}^{\infty} \kappa \frac{[x_q - (\mu - 1)x_g] [x_a + x_g + x_q]}{(x_g + x_q)^2 x_a} \cdot \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2} = 0. \quad (17)$$

Подставляя сюда значения x_a , x_g и x_q , написанные для рассматриваемой схемы анод-сетка Пирса, после разбивки (17) на две части (составляющие основного колебания и гармоник), находим нестабильность частоты:

$$h = -\frac{1}{2(\mu - 1)} \frac{C_1}{C_g} \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\kappa^2 (\mu - 2)}{4} \cdot \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2}. \quad (18)$$

Применяя аналогичный метод к схеме анод-катод Пирса, находим:

$$h \approx 2 \frac{p - 1}{p + 1} \cdot \frac{C_2}{C} \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\kappa^2 [(\mu - 1) + (\kappa^2 - 1)]}{2\kappa^2 - 1} \cdot \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2}. \quad (19)$$

Для схемы сетка-катод кварцевого генератора Пирса:

$$h = -\frac{1}{2} p \frac{C_1}{C_{ag}} \sum_{k=2}^{\infty} (\kappa^2 - 1) \frac{C_2 - (\mu - 1) C_{ag}}{C_{ag} + C_2} \cdot \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2}. \quad (20)$$

В трех последних формулах обозначены: C_1 , C_2 — эквивалентные емкости кварцевой пластинки и кварце-держателя, C_g — емкость сетка-катод лампы, μ — коэффициент усиления лампы, k — порядок гармоники, C — емкость конденсатора контура, $p = \frac{1}{1 - \omega^2 LC}$, где L , C — параметры колебательного контура.

Нестабильность частоты пьезо-кварцевого генератора Терри [7] найдена нами в виде:

$$h = -\frac{1}{4} \frac{C_1}{C} \sum_{k=2}^{\infty} k^2 \left[(\mu - 1) \frac{C_2}{C} - 1 \right] \frac{U_{mk}^2}{U_{m1}^2}. \quad (21)$$

Выведенные формулы позволяют произвести сопоставление различных по схемам пьезо-кварцевых генераторов в отношении нестабильности генерируемой ими частоты колебаний при условии одинаковых по величине квадратов коэффициентов гармоник, т. е. при равных соотношениях

$$\frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2}, \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2}, \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} \text{ и т. д.}$$

Следует отметить как существенный недостаток метода — невозможность расчета значений коэффициентов гармоник. Метода измерения их на высокой частоте до настоящего времени также не имеется. Сравнение генераторов по нестабильности возможно лишь при условии одинаковости их коэффициентов гармоник.

Ввиду того, что в формулы (18—21) входят параметры лампы и схемы, сравнение пьезо-генераторов удобнее произвести, выбрав лампу определенного типа и задавшись параметрами схемы, встречающимися в практике.

Выбрав лампу УБ-107, задаемся ее параметрами: $\mu = 12$, $C_{ag} = 3 \text{ мкФ}$, $C_{af} = 2 \text{ мкФ}$.

Задаемся эквивалентными параметрами кварцевой пластинки $C_1 = 0,03 \text{ мкФ}$ и $C_2 = 6 \text{ мкФ}$.

Кроме того задаемся $C = 100 \text{ мкФ}$ для схемы Терри (эта величина применена в эталоне частоты Бюро стандартов). Для схем Пирса полагаем $p = 1,01$ и $C = 50 \text{ мкФ}$.

Цифровые подсчеты, произведенные по последним четырем формулам, дали для данных частных случаев следующие результаты:

а) кварцевый генератор Пирса по схеме анод-катод:

$$h \cong 0,0012 \left(8 \frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2} + 10 \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2} + 13,6 \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} + \dots \right); \quad (22)$$

б) кварцевый генератор Пирса по схеме анод-сетка:

$$h \cong 0,0007 \left(10 \frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2} + 22,5 \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2} + 40 \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} + \dots \right); \quad (23)$$

в) кварцевый генератор Пирса по схеме сетка-катод:

$$h \cong 0,0009 \left(9 \frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2} + 24 \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2} + 45 \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} + \dots \right); \quad (24)$$

г) кварцевый генератор Терри

$$h \cong 0,00007 \left(1,4 \frac{U_{m2}^2}{U_{m1}^2} + 3,1 \frac{U_{m3}^2}{U_{m1}^2} + 5,4 \frac{U_{m4}^2}{U_{m1}^2} + \dots \right). \quad (25)$$

Из сравнения формул нестабильности следует, что при одинаковом отношении квадратов амплитуд гармоник три схемы Пирса обладают приблизительно одинаковой стабильностью частоты. На практике предпочитают пользоваться схемой сетка-катод, ввиду меньшей нагрузки кварца.

Приведенный выше расчет показал, что схема кварцевого генератора Терри обладает значительно лучшей стабильностью частоты по сравнению со схемами Пирса, вследствие чего ее можно рекомендовать к использованию в эталонах частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Нейман. Стабилизация частоты в радиотехнике, 1937.
 2. Б. К. Шембель. ИЭСТ № 2, 1937.
 3. B. v. d. Pol. PIRE, v. 22 № 9, p. 1051, 1934.
 4. J. Groszkowski. PIRE, v. 21 № 7, p. 958, 1933.
 5. K. A. Mc Kinnon. PIRE, v. 20, p. 1689, 1932.
 6. Г. А. Кьяндский. ИЭСТ № 9, 1937.
-

ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА СЛИЧЕНИЙ ЭТАЛОНОВ ЧАСТОТЫ С ОБРАЗЦОВЫМИ ЧАСАМИ

1. Основные определения

Эталоны частоты обычно снабжаются приспособлениями, понижающими основную частоту генерирующего контура эталона до номинальной частоты 1 Hz. Таким образом, один из выходов эталона частоты дает сигналы, идущие, примерно, с секундными интервалами. Это позволяет рассматривать эталоны частоты как своего рода часы и проводить их исследование на тех же основаниях, на которых мыслимо исследование часов.

Напомним основные определения, используемые при работе с часами.

Поправкой часов называют разность между верным временем и показанием часов, взятыми в один и тот же момент.

Итак, если обозначить через u_p — поправку часов (маятниковых), через t — значение верного времени [1] и через P — соответствующее этому моменту показание часов, то между этими величинами существует соотношение:

$$u_p = t - P. \quad (1)$$

Поправка имеет знак плюс, если часы позади, и знак минус, если часы впереди, и для получения верного времени всегда прибавляется (алгебраически) к показаниям данных часов.

Поправка часов не остается постоянной, а меняется с течением времени.

Приращение поправки часов в единицу времени называется ходом часов. Две поправки часов u_{p_1} и u_{p_2} , определенные в моменты t_1 и t_2 , и ход часов ω связаны уравнением:

$$\omega = \frac{u_{p_2} - u_{p_1}}{t_2 - t_1}. \quad (2)$$

Ход часов имеет знак плюс, когда часы отстают, и знак минус, когда часы уходят вперед. Время t в уравнениях вида (2) выражается, чаще всего, в сутках и их долях. В этих случаях величина ω представляет суточный ход. Ход часов ω также не остается постоянным, а обнаруживает случайные и систематические изменения. Если разность $t_2 - t_1$ значительна (несколько часов, сутки, шестидневка) уравнение (2) дает средний ход часов. При уменьшении интервала $t_2 - t_1$ мы будем иметь то или иное приближение к мгновенному ходу

часов. На практике мгновенным ходом часов называют ход, определенный из интервала времени в 5 — 10 мин.

Как уже упоминалось, ход часов не остается постоянным. Поэтому, если мы сравним несколько последовательных значений суточного хода, определенных из суточных же интервалов, или, как говорят сокращенно, — несколько последовательных суточных ходов: $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \dots$, то ходы эти, даже смежные, не будут одинаковы, а обнаружат разности: $\omega_2 - \omega_1 = \delta_1$; $\omega_3 - \omega_2 = \delta_2$; $\omega_4 - \omega_3 = \delta_3, \dots$, обычно не равные нулю. Будем считать, что ходы $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$ были нами предварительно исправлены за влияния систематических факторов (например, температуры, времени и т. п.). Тогда величины $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \dots$, называемые истинными вариациями (суточными) суточного хода часов, будут носить чисто случайный характер. Среднее квадратичное значение из указанных истинных вариаций, называемое средней суточной вариацией суточного хода, или зачастую короче, — вариацией хода, характеризует качество часов.

В соответствии со сказанным, вариация хода δ определяется формулой:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i^2} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\omega_{i+1} - \omega_i)^2}. \quad (3)$$

Для определения численных значений величины δ существует ряд способов [2]¹⁾. Выбор того или другого из них в каждом конкретном случае зависит от средств и от того цифрового материала, которыми располагает исследователь.

До сих пор мы говорили о поправке часов, о ходе часов, о вариации хода, определенных по отношению к верному времени. Такие ходы принято называть абсолютными, что можно распространить и на поправки часов и на вариации хода.

Помимо абсолютных поправок часов, ходов и вариаций различают еще относительные поправки, ходы и вариации. Эти величины мы получим, если будем сравнивать показание неких испытуемых часов S с часами P , условно считаемыми нами безошибочными.

Относительная поправка u_{rs} часов S (их показание также обозначаем S), по аналогии с формулой (1) будет тогда:

$$u_{rs} = P - S. \quad (4)$$

Между абсолютными поправками u_p и u_s часов P и S и относительной поправкой существует зависимость:

$$u_{rs} = u_s - u_p, \quad (5)$$

так как $u_s - u_p = (t - S) - (t - P) = P - S$.

Продолжая аналогию, имеем сначала определение относительного хода ω_{rs} часов S :

$$\omega_{rs} = \frac{u_{rs_2} - u_{rs_1}}{t_2 - t_1}, \quad (6)$$

¹⁾ В цитируемой работе [2] вместо термина „истинная вариация“ применен менее удачный термин „действительная вариация“.

з затем и связь между относительным ходом ω_{rs} и абсолютными ходами часов P и S :

$$\omega_{rs} = \omega_s - \omega_p. \quad (7)$$

В соответствии с развитыми положениями мы видим, что изучение неких часов S может быть проведено или на основе исследования абсолютных поправок часов P и их производных (т. е. ходов и вариаций), или на основе исследования относительных поправок часов P и их производных — относительных ходов и вариаций. В первом случае результат исследования зависит только от неточности найденных абсолютных поправок и неустойчивости показаний часов S . Во втором случае результат исследования зависит от неточности полученных относительных поправок, от неустойчивости показаний часов S , от неустойчивости показаний часов P , принимаемых за основные и, наконец, от тщательности определения поправок и ходов этих последних. Очевидно, второй метод исследования даст нужный результат только тогда, когда качество часов S или ниже качества часов P , или в крайнем случае примерно одинаково. Если качество часов S выше качества часов P , то имеет смысл применять лишь один первый метод. При использовании первого метода следует обратить особое внимание на характер погрешностей изучаемых поправок часов S , т. е. на наличие большей или меньшей взаимозависимости их.

В нашем случае рассматривается применение второго метода. Средняя случайная вариация суточного хода хороших образцовых часов выражается числами порядка 0,005—0,010 сек. Поэтому вся излагаемая в дальнейшем методика определения частоты может быть применена для исследования только таких кварцевых часов-эталонов частоты, которые имеют среднюю случайную вариацию суточного хода, большую или равную 0,01 сек.

Остановимся на вопросе интерпретации результатов исследования кварцевых часов в отношении частотных измерений, для чего прежде всего установим связь между их абсолютным суточным ходом и действительной частотой генератора.

Не нарушая общности доказательства, предположим, что в момент времени $t = 0$ поправка кварцевых часов также равна 0. Тогда, по истечении 24 час 0 мин 0 сек или 86400 сек верного времени, поправка кварцевых часов станет численно равной их абсолютному суточному ходу ω_s . Это указывает, что стрелки кварцевых часов за тот же промежуток времени не дойдут до показания 24 часа 0 мин 0 сек как раз на названную величину ω_s , т. е. по этим часам пройдет всего $(86400 - \omega_s)$ номинальных секунд.¹

¹ Справедливость этого утверждения следует из того, что сумма номинального показания кварцевых часов, т. е. $(86400 - \omega_s)$ сек и их поправки (в данном случае ω_s) дает интервал верного времени как раз в 86400 сек.

² Секунду среднего солнечного времени [3]. Отметим здесь, что в ОСТ/ВКС 7132, к которому относится ссылка [3], множитель 1,02273791 для перехода от средних солнечных единиц к звездным единицам ошибочен (опечатка). Вместо него надо пользоваться множителем: 1,00273791.

Далее, пусть действительная частота генератора есть f , а номинальная частота f_0 . В 1 сек верного времени ² генератор делает, следовательно, f колебаний, а в одну номинальную секунду кварцевых часов — f_0 колебаний. Поэтому справедливо уравнение:

$$86400f = (86400 - \omega_s) f_0. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) дает выражение действительной частоты f через номинальную частоту и абсолютный суточный ход кварцевых часов:

$$f = f_0 - \frac{f_0}{86400} \omega_s \quad (9)$$

или

$$f = f_0 + \Delta f, \quad (10)$$

где

$$\Delta f = - \frac{f_0}{86400} \omega_s \quad (11)$$

есть поправка номинальной частоты.

Формула (11) указывает, что поправка частоты Δf и ход часов всегда различны по знаку. Если кварцевые часы отстают, т. е. ход их положителен, то частота генератора меньше номинальной, ибо Δf тогда отрицательна.

Формула (11) удобна для вычислений, так как сводит все действия к операциям над малыми числами. Действительно, для одного из частных случаев, когда номинальная частота $f_0 = 100000$ Hz, эта формула приобретает вид:

$$\Delta f = - 1,15(740) \omega_s \quad (12)$$

При ходе таких кварцевых часов даже в одну секунду — ходе, который будет иметь место только при сравнительно грубой регулировке эталона частоты (относительная точность около $1 \cdot 10^{-5}$), мы имеем право округлить численный коэффициент до $- 1,157$, т. е. будем вести действия максимум с четырехзначными числами. Допускаемая при этом погрешность будет менее $1 \cdot 10^{-8} f$.

Формула (11), очевидно, может служить и для подсчета погрешности найденного значения частоты по известному значению погрешности абсолютного хода. В общем случае между соответствующими средними квадратичными погрешностями m и $m_{\text{аб}}$ имеет место соотношение:

$$m_1 \approx 1,16 \cdot 10^{-5} \cdot m_{\text{аб}} \cdot f_0. \quad (13)$$

Коэффициент ($1,16 \cdot 10^{-5} \cdot m_{\text{аб}}$) при f_0 , очевидно, оценивает относительную погрешность данного значения частоты f . Все же выражение, взятое целиком, дает среднюю квадратичную погрешность в герцах того же значения f . В упомянутом частном случае, когда $f_0 =$

≈ 100000 Hz, абсолютная погрешность m_1 выражается простой формулой:

$$m_1 \approx 1,16 m_{\text{ст.}} \quad (14)$$

Качество часов оценивается средней квадратичной вариацией δ суточного хода. Поэтому целесообразно и качество эталонов частоты оценивать по размеру средней квадратичной суточной вариации частоты δ_f , которая может служить мерой нестабильности данного эталона частоты. Суточную вариацию частоты можно определить по формуле:

$$\delta_f = \frac{\delta}{86400} f_0 \approx 1,16 \cdot 10^{-5} \cdot \delta \cdot f_0 \quad (15)$$

Коэффициент $(1,16 \cdot 10^{-5} \cdot \delta)$ при f_0 , подобно коэффициенту в формуле (13), оценивает относительную нестабильность данного эталона частоты. Все же выражение в целом дает искомую суточную вариацию частоты в герцах.

При пользовании значением частоты f для измерений внутри тех суток, для которых данное значение f было определено, можно считать с вероятностью, не меньшей 68%, что нестабильность эталона частоты повлияет на результат измерений не более, чем на δ_f . За предельное влияние нестабильности на результат таких измерений можно принять:

$$\delta_{\text{гум}} = 3\delta_f \quad (16)$$

Формулы типа (11) — (16) дают возможность перенести в область измерений частот главные формулы погрешностей, относящихся к области хранения времени. Из таковых мы здесь выделим формулы, характеризующие погрешность сохранения эталоном частоты своего значения f , определенного из неких наблюдений, и формулы, оценивающие случайную разность двух значений частоты, определенных в два различных периода времени.

Первая задача равносильна нахождению средней квадратичной погрешности экстраполированного суточного хода часов. Согласно теории ошибок в приложении к часам [2] эта погрешность равна:

$$m_{\omega(j, 0+j)} = \sqrt{\frac{2}{a^2} m_a^2 + \left[\frac{(2a-1)(a-1)}{6a} + j+1 \right] \delta^2}, \quad (17)$$

где m_a — средняя квадратичная погрешность одной поправки часов, a — промежуток времени в сутках между двумя поправками, служившими для вывода экстраполируемого суточного хода, j — интервал экстраполяции, т. е. число суток, протекших с момента определения последней поправки, использованной для вывода экстраполируемого хода, δ — средняя квадратичная вариация суточного хода, $m_{\omega(j, 0+j)}$ — средняя квадратичная погрешность суточного хода, экстраполированного для интервала, заключенного между сутками с номерами j и $(j+1)$.

К примеру, предположим, что ход кварцевых часов, а, значит, и частота, выведены по двум поправкам, отделенным интервалом a в 5 суток, что ошибка $m_a = \pm 0,02$ сек. и что у этих часов $\delta = \pm 0,01$ сек. Если мы этим ходом (и значением частоты) будем пользоваться в течение следующих суток после второго наблюдения ($j=0$), в течение шестых суток после наблюдения ($j=5$), в течение одиннадцатых суток после наблюдения ($j=10$), и, наконец, в течение ста первых суток ($j=100$), то средние квадратичные ошибки, допускаемые при этом, соответственно равны:

а) при $j=0$ и $f_0 = 100000$ Hz:

$$m_{\omega, (j+1)} = \sqrt{\frac{2}{5^2} \cdot 0,02^2 + \left[\frac{2 \cdot (5-1)(5-1)}{6 \cdot 5} + 0 + 1 \right] \cdot 0,01^2} =$$

$$= \sqrt{0,000032 + 0,000220} = \pm 0,016 \text{ сек.}$$

$$m_{\nu, (j+1)} = \pm 0,019 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 \approx \pm 0,02 \text{ Hz.}$$

б) при $j=5$ суткам и $f_0 = 100000$ Hz:

$$m_{\omega, (j+1)} = \pm 0,027 \text{ сек.}$$

$$m_{\nu, (j+1)} = \pm 0,031 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 \approx \pm 0,03 \text{ Hz.}$$

в) при $j=10$ суткам и $f_0 = 100000$ Hz:

$$m_{\omega, (j+1)} = \pm 0,035 \text{ сек.}$$

$$m_{\nu, (j+1)} = \pm 0,041 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 \approx \pm 0,04 \text{ Hz.}$$

г) при $j=100$ суткам и $f_0 = 100000$ Hz:

$$m_{\omega, (j+1)} = \pm 0,101 \text{ сек.}$$

$$m_{\nu, (j+1)} = \pm 0,117 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 \approx \pm 0,12 \text{ Hz.}$$

Предельные случайные ошибки, допускаемые при подобном пользовании значением частоты вне того интервала, для которого значение определено, будут соответственно равны:

$$\pm 0,06, \pm 0,09, \pm 0,12 \text{ и } \pm 0,36 \text{ Hz.}$$

Эти числа совершенно ясно обнаруживают, что погрешность принимаемого значения эталона частоты довольно быстро возрастает по мере удаления (во времени) от эпохи исходных наблюдений.

Совершенно иначе обстоит дело, если пользоваться данным значением частоты только внутри того интервала времени, по концам которого были произведены наблюдения, использованные для вывода частоты. В этом случае надо пользоваться формулой погрешности интерполированного хода часов [2]:

$$m_{\omega, (i+1)} = \sqrt{\frac{2}{a^2} m_a^2 + \frac{1}{6a} [(2a-1)(a-1) - 6i(a-i-1)] \delta^2}, \quad (18)$$

где $m_{\omega, (i+1)}$ — есть средняя квадратичная погрешность интерполированного хода для промежутка между сутками i и $(i+1)$ внутри

интервала интерполяции, i отсчитывается от первого использованного наблюдения, а прочие буквы имеют те же значения, что и в формуле (17).

Возьмем, как и в предыдущем примере, $m_u = \pm 0,02$ сек., $a = 5$ суткам, $\delta = \pm 0,01$ сек. и $f_0 = 100000$ Hz.

При i последовательно равном 0, 1 и 2 суткам, имеем:

а) $i = 0$

$$m_{\text{int.}(i+1)} = \sqrt{\frac{2}{5^2} \cdot 0,02^2 + \frac{1}{6 \cdot 5} [(2 \cdot 5 - 1)(5 - 1) - 6 \cdot 0 \cdot (5 - 0 - 1)] \cdot 0,01^2} = \pm 0,012 \text{ сек.}$$

$$m_{\text{f.}(i+1)} = \pm 0,014 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 = \pm 0,014 \text{ Hz.}$$

б) $i = 1$ суткам:

$$m_{\text{int.}(i+1)} = \pm 0,009_0 \text{ сек.}$$

$$m_{\text{f.}(i+1)} = \pm 0,011 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 = \pm 0,01_1 \text{ Hz.}$$

в) $i = 2$ суткам:

$$m_{\text{int.}(i+1)} = \pm 0,008_0 \text{ сек.}$$

$$m_{\text{f.}(i+1)} = \pm 0,010 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 = \pm 0,01_0 \text{ Hz.}$$

Предельные же ошибки в этом случае будут колебаться от $\pm 0,04$ до $\pm 0,03$ Hz.

Эти примеры наглядно указывают, что эталоны частоты надо хранить также активно, как и эталоны времени. Эталоны частоты должны также часто поверяться, как это делается в обсерваториях с образцовыми часами и на море с хронометрами. Без такого активного хранения любой, даже наиболее прецизионный, генератор частоты в конечном итоге, не обеспечит даже самых грубых требований.

При повторных испытаниях данного эталона частоты он будет, вообще говоря, давать результаты, отличные от прежних. Здесь будут сказываться систематические изменения частоты, случайные ее колебания, а также случайные ошибки наблюдений. Дадим формулы для оценки влияния этих случайных причин.

Если мы сделали четыре последовательных наблюдения с промежутками a , b и c суток, то из них можем получить три последовательные значения хода (и частоты) ω_a , ω_b и ω_c . Случайные разности $\Delta\omega_{ab}$ смежных и $\Delta\omega_{ac}$ несмежных ходов выражаются формулами [2]:

$$\Delta\omega_{ab} = \sqrt{2 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{ab} + \frac{1}{b^2} \right) m_u^2 + \frac{a+b}{6ab} (2ab+1) \delta^2}, \quad (19)$$

$$\Delta\omega_{ac} = \sqrt{2 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{c^2} \right) m_u^2 + \left[\frac{a+c}{6ac} (2ac+1) + b \right] \delta^2}, \quad (20)$$

где m_u и δ имеют прежние значения.

Произведем расчет по этим формулам для Δf_{ab} и Δf_{ac} , принимая использованные выше численные значения:

$a = b = c = 5$; $m_a = \pm 0,02$ сек; $\delta = \pm 0,01$ сек и $f_0 = 100000$ Hz.

Имеем сначала:¹

$$\Delta \omega_{ab} = \pm 0,021 \text{ сек} \text{ и } \Delta \omega_{ac} = \pm 0,030 \text{ сек},$$

а затем:

$$\Delta f_{ab} = \pm 0,024 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 = \pm 0,024 \text{ Hz}$$

и

$$\Delta f_{ac} = \pm 0,035 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 = \pm 0,035 \text{ Hz}.$$

Формула (11) установила зависимость между суточным ходом кварцевых часов и частотой их генератора. А это указывает, что исследование суточных ходов таких часов равноценно исследованию их частоты. Но первичным результатом наблюдений является не ход часов, а абсолютная или относительная поправка их. Наблюдение же этих поправок равносильно определению абсолютных или относительных интегралов частоты данного эталона, т. е. величин:

$$N = \int_{t_0}^{t_1} f dt, \quad (21)$$

представляющих собою числа колебаний, совершенных генератором к данным моментам t_p , при счете их от произвольного момента $t_0 = 0$. Время t считается здесь или в средних солнечных секундах (для абсолютных интегралов частоты), или в номинальных секундах данных образцовых часов (для относительных интегралов частоты).

2. Выполнение измерений

Еще раз подчеркнем, что излагаемая далее методика наблюдений и их обработки пригодна преимущественно в тех случаях, в которых точность эталонов частоты уступает точности высококачественных образцовых часов. Иными словами, мы предполагаем, что суточная вариация суточного хода часов эталона частоты более или равна $\pm 0,01$ сек. Далее, мы предполагаем, что в процессе рассматриваемых наблюдений фоноический мотор эталона частоты или связанного с эталоном вспомогательного контролирующего прибора идет без остановки. Это условие обеспечивает непрерывный ряд наблюдений.

Частота (средняя) может быть определена по промежутку времени между двумя наблюдениями и числу совершенных колебаний, но такой способ не позволяет ни скомпенсировать погрешности наблюдений, ни оценить их; он также не дает представления о мгновенных значениях частоты, затрудняет выделение дефектных наблюдений, — иными

¹ В статье [2] имеются таблицы, облегчающие вычисление коэффициентов при m_a и δ в формулах (19) и (20).

словами не использует наилучшим образом первоначальных результатов наблюдений.

Для наилучшего использования наблюдений необходимо по наблюдаемым точкам построить кривую наимвероятнейшего значения интеграла частоты в функции времени. Сама частота получится в дальнейшем дифференцированием кривой интеграла частоты.

При ограниченной выше точности эталона частоты (суточная вариация не ниже 0,01 сек.) анализ наблюдений следует вести путем построения и изучения кривой интеграла относительной частоты, т. е. частоты, определенной по отношению к среднему значению номинальной секунды, обеспечиваемой какими-либо высококачественными образцовыми часами. В соответствии с тем, что было отмечено в § 1 данной статьи, изучение относительного интеграла частоты удобно заменить изучением относительных поправок часов эталона частоты.

Итак, наблюдения по существу сводятся к выполнению сличений эталона частоты с образцовыми часами, регулирующими по среднему солнечному времени.

Для выяснения наличия и размера кратковременных (с периодом меньшим суток) изменений в частоте эталона, сличения последнего с часами выгоднее всего производить через такие промежутки времени, по истечении которых ожидаемое изменение может быть уловлено. Наименьшую величину промежутка приходится устанавливать из опыта. Выдерживать его строго неизменным оснований нет. Достаточно лишь обеспечить более или менее равномерное распределение наблюдений на изучаемом интервале времени, а также их взаимный самоконтроль. Для облегчения последующего изложения и его конкретизации эталон частоты и его показания обозначаем символом S , а образцовые часы и их показания — символом P , т. е. возвращаемся к обозначениям п. 1 (стр. 36).

Предположим, что электрический прерыватель часов P отмечает каждую секунду, за исключением нулевой, коротким замыканием цепи. В подобном случае начало минуты опознается по пропуску нулевой секунды. Сигнал, следующий (по времени) за пропущенным, соответствует секунде номер 1. Минуты часов P нумеруются или в соответствии с их непосредственно отсчитываемыми показаниями, если образцовые часы P находятся перед глазами наблюдателя, или в соответствии с показаниями каких-либо иных вспомогательных часов.

Пусть, далее, электрический прерыватель эталона частоты S отмечает каждую секунду коротким замыканием цепи и, помимо того, имеет для отметки начала минуты, особый минутный контакт, дающий добавочное замыкание цепи (один раз в минуту).¹ Секунде эталона, предшествующей минутному сигналу, условимся приписывать номер 59; секунде, следующей за минутным сигналом — номер 0.

Для выполнения сличений могут применяться разные приборы: хронограф, фотоприставка и т. п.

¹ Если минутный сигнал отсутствует, то в принципе это ничего не меняет; будут только требоваться добавочные наблюдения, чтобы обеспечить приближенное определение суточного хода (последовательными приближениями) с погрешностью наверняка меньшей 0,5 сек.

При выполнении сличения на хронографе сигналы от эталона S лучше всего записывать на линии нижнего пера (более удаленного от корпуса хронографа), секунды образцовых часов P — на линии верхнего пера, так как такой способ записи обеспечивает больше удобства при промере хронографической ленты [4].

Запись ведут от $1\frac{1}{2}$ до $1\frac{1}{2}$ мин с тем, чтобы обязательно получить заранее намеченные секунды, например, с 51 по 59, часов P и минутные марки часов P и эталона частоты S .

Здесь же на ленте записывают минуту и час часов P , эпоху сличения по декретному времени D и календарную дату, скрепляя запись подписью наблюдателя.

Измерения следует проводить на фоне секунд эталона S , наводя измерительную нить компаратора последовательно на все избранные сигналы, например, на пять последовательных нечетных секунд (скажем 51, 53, 55, 57 и 59) часов P .¹ После вычисления среднего отсчета по ленте хронографа образуют разность показаний сличенных приборов в направлении $P-S$, причем условно считают, что эталон частоты S впереди образцовых часов P . Полученную разность, т. е. относительную поправку кварцевых часов эталона частоты S для отмеченной выше эпохи сличения, принимают за первичный результат сличения.

Отметим, что при относительном ходе эталона S в $\pm 1,5$ сек эпоху сличения надо фиксировать с погрешностью, не большей 0,5 мин. При меньших ходах допустима, понятно, большая погрешность.

Подобные сличения, проведенные только при одном определенном способе включения часов на перья хронографа (часы P на верхнем пере, эталон S на нижнем), отягощены влиянием параллакса перьев [5]. На ходах часов параллакс сказывается только в случае, если он по каким-либо причинам меняется. Так как некоторые изменения параллакса всегда возможны, то при стремлении к максимальной точности результатов каждое сличение необходимо сопровождать определением параллакса перьев. Для этой цели после основной записи сигналов следует повторить запись тех же секунд, но уже при скрещенных перьях хронографа (часы P на нижнем пере, эталон S — на верхнем). Параллакс C определяется [6] по формуле:

$$C = \frac{1}{2} [1000 - (A + B)], \quad (22)$$

где A и B — средние отсчеты в тысячных долях секунды по линии нижнего пера для указанных двух сличений. Для исключения влияния параллакса он алгебраически приражается к среднему отсчету, после чего может быть образована разность показаний часов.

¹ Выбор раз навсегда определенных секунд часов P весьма существенен. Этим мы исключаем из наблюдаемых ходов часов систематические погрешности, в той или иной степени присущие колесным прерывателям (индивидуальные ошибки зубцов, неравенство четного и нечетного падений зубцов спускового колеса) и маятниковым прерывателям часов (неравенство правой и левой секунд). Секунды эталона частоты S обеспечат в данном случае наиболее равномерную шкалу времени, так как каждая посылка сигнала всегда осуществляется одним и тем же контактом один раз за полный оборот контактной шайбы или плеча.

Иллюстрируем сказанное примером. Знак \sim в данном примере используем для обозначения соответствия. Итак, имеем данные промера и обработки хронограммы:

$P\ 21^{\text{h}}\ 42^{\text{m}}\ 59^{\text{s}} \sim$	$S\ 21^{\text{h}}\ 42^{\text{m}}\ 33^{\text{s}},896$	$S\ 21^{\text{h}}\ 41^{\text{m}}\ 33^{\text{s}} \sim$	$P\ 21^{\text{h}}\ 41^{\text{m}}\ 58^{\text{s}},123$
57 \sim	31,887	31 \sim	56,137
55 \sim	29,872	29 \sim	54,142
53 \sim	27,897	27 \sim	52,112
51 \sim	25,893	25 \sim	50,117

Средние:

$P\ 21^{\text{h}}\ 42^{\text{m}}\ 55^{\text{s}} \sim$	$S\ 21^{\text{h}}\ 42^{\text{m}}\ 29^{\text{s}},889$	$S\ 21^{\text{h}}\ 41^{\text{m}}\ 29^{\text{s}} \sim$	$P\ 21^{\text{h}}\ 41^{\text{m}}\ 54^{\text{s}},126$
-------------------------------------------------------	------------------------------------------------------	-------------------------------------------------------	------------------------------------------------------

$$A = 889; \quad B = 126; \quad C = \frac{1}{2} (1000 - 1015) \approx -8 \text{ или } -7$$

Исправленные средние:

$P\ 21^{\text{h}}\ 42^{\text{m}}\ 55^{\text{s}} \sim$	$S\ 21^{\text{h}}\ 42^{\text{m}}\ 33^{\text{s}},882$	$S\ 21^{\text{h}}\ 41^{\text{m}}\ 29^{\text{s}} \sim$	$P\ 21^{\text{h}}\ 41^{\text{m}}\ 54^{\text{s}},118$
-------------------------------------------------------	------------------------------------------------------	-------------------------------------------------------	------------------------------------------------------

Первичный результат сличения:

$$\text{Эпоха по часам } P: 21^{\text{h}}\ 42^{\text{m}},4; \quad P - S = +25^{\text{s}},118.$$

При выполнении сличения с помощью фотопроставки для достижения наиболее достоверных результатов поступают сходным образом. Сам процесс сличения состоит здесь в фотографировании в свете вспышки тиратрона, управляемого секундами часов P , показания хроноскопа фотопроставки, ведомого от эталона частоты S .

Фотографирование также должно выполняться только на определенных, всегда одинаковых, секундах часов P и должно относиться к началу сигнала часов, например, к размыканию их цепи.

При фотографировании должна быть замечена эпоха снимка. Для последующей обработки пригодны однократные фотограммы. С точки зрения устранения всяких промахов в наблюдениях выгоднее фотографировать дважды или трижды в две или три последовательные минуты. Для последующей обработки снимки требуется проявить и фиксировать.

Связный ряд наблюдений, вообще говоря, мыслим только при непрерывном ходе хроноскопа фотопроставки. Тем не менее возможна увязка отдельных подобных рядов наблюдений, если выполнены дополнительные фотографирования, управляемые секундами непрерывно идущего фониического мотора эталона S .

Процесс дальнейшей обработки зависит от устройства хроноскопа фотопроставки. Для определенности предположим, что этот хроноскоп имеет две стрелки: короткую и длинную и циферблат с 100 делениями. При управляющем переменном токе частотой около 1000 Hz короткая стрелка делает номинально 1 оборот в 10 сек, длинная — 1 оборот в 0,5 сек. Отсчеты по короткой стрелке следует делать до 0,01 оборота,

¹ Несмотря на написанные здесь четные секунды, при промере ленты опорными служили нечетные секунды: 59, 57, ... 51. Отметка четной секунды указывает лишь на то, что измеряемый сигнал слегка предшествовал соответствующей опорной нечетной секунде.

а при записи увеличивать в 10 раз (получаем тогда единицы номинальных секунд и их десятые). Отсчеты по длинной стрелке следует делать до 0,01 или даже 0,005 оборота и записывать в виде десятичной дроби.

Записи следует вести на специально заготовленном бланке-листе предварительной обработки (табл. 1). В графе 1 этого листа записы-

Таблица 1

Лист предварительной обработки

Дата	D_2	Arg	K	$Дл$	$Дл \times 0,5$	$(P-S)$	$\Delta(P-S)$	red	$(P-S)_{red}$
1939	ч м	м	с						
Ш 7	9 33	1100	3,7	0,35	0,175	-3,675		с	с
								-0,070	+1,058
	10 33	1160	3,7	0,49	0,245	-3,745			+1,116
								-0,060	-2,629
	11 33	1220	3,7	0,61	0,305	-3,805			+1,174
								-0,130	-2,631
	13 33	1340	3,8	0,87	0,435	-3,935			+1,289
								-0,060	-2,646
	14 33	1400	3,9	0,99	0,495	-3,995			+1,347
								-0,063	-2,648
	15 33	1460	4,0	0,11	0,058	-4,058			+1,405
								-0,162	-2,653
	16 33	1520	4,2	0,44	0,220	-4,220			+1,462
								-0,035	-2,758
	18 33	1640	4,2	0,51	0,255	-4,255			+1,578
									-2,677

вают календарную дату; в графе 2 (надпись D_2) — эпоху снимка (здесь по D_2 — декретному времени 2-го пояса), в графе 4 (надпись K) — показания короткой стрелки в номинальных секундах и их десятых долях, в графе 5 (надпись $Дл$) — показания длинной стрелки в сотых долях оборота. Графу 3 (надпись Arg) пока оставляют незанятой. Последующие графы заполняют в процессе предварительной обработки. В графу 6 (надпись $Дл \times 0,5$) заносят показания длинной стрелки, умноженные на 0,5 сек, что переводит сделанные отсчеты в номинальные доли секунды. В графу 7 (надпись: $P-S$) заносят с обратным знаком показания короткой стрелки, исправленные и дополненные по показаниям длинной стрелки. При этом исправлении, отсчет по короткой стрелке (графа 4) округляют в нужную сторону до 0,5 сек. и к полученному значению прибавляют умноженное на 0,5 сек. показание длинной стрелки (графа 6), взятое из той же строки. Полученная сумма представляет собою исправленный отсчет. Он не должен отличаться от значения графы 4 больше, чем на 0,1—0,2 сек. Знак минус ставится пред исправленным отсчетом для того, чтобы придать ему характер относительной поправки часов S по отношению к часам P , т. е. разности показаний $(P-S)$. Все эти относительные поправки часов будут грешить на некоторую постоянную величину (равносильную постоянной интегрирования), но это обстоятельство не имеет значения, так как в данном случае, в конечном итоге, нас интересует характер изменений поправки часов и интеграла частоты, а не абсолютные значе-

чения этих величин. Относительные поправки эталона частоты кварцевых часов, в соответствии со сказанным ранее, равноценны частным значениям искомого интеграла относительной частоты эталона S . Наконец, в графу 8 заносят (между строк) приращения относительных поправок $\Delta(P-S)$ эталона S , для чего из каждого последующего значения вычитают предыдущее. Если эталон S более или менее сохранял свою частоту и в наблюдениях и вычислениях нет промахов, то наблюдаемые приращения $\Delta(P-S)$ должны быть приблизительно пропорциональны истекшим промежуткам времени. При наличии заметных отступлений от пропорциональности весь имеющийся материал следует подвергнуть тщательной проверке.

Здесь мы изучаем, в качестве примера, ряд данных, полученных с помощью фотоприставки. Но все излагаемое тут является справедливым и для случая хронографических сличений эталона S с образцовыми часами P .

Так как первичных результатов наблюдений у нас будет больше, чем это требуется для вывода среднего значения частоты, то получаемые данные необходимо подвергнуть уравниванию, чем будет достигнута вместе с тем известная компенсация ошибок наблюдений.

При предполагаемой точности эталона частоты (суточная вариация хода порядка $\pm 0,01$ сек) и полнейшей неизвестности закона изменения его частоты возможен лишь один вид уравнивательной обработки — графическое уравнивание. Для рационального проведения такого уравнивания наблюдаемый материал надо должным образом подготовить, так как без этого график вышел бы чрезмерно обширным, недостаточно наглядным и точным.

Подобная подготовка начинается с определения вспомогательного приближенного значения относительного хода эталона S и с исключения из наблюдаемых значений относительных поправок $(P-S)$ величин, пропорциональных найденному приближенному ходу. Исправленные подобным образом относительные поправки $(P-S)_{\text{ред}}$, в случае отсутствия резких колебаний и изменений частоты эталона S , будут, как правило, укладываться на график с малыми амплитудами ординат.

Приближенное значение относительного хода эталона S лучше всего определять по наблюдениям, отделенными промежутками времени, кратными целому числу суток. Если интервал наблюдений меньше суток, то искомое значение хода получают по крайним наблюдениям.

Для примера выведем такой ход по данным табл. 1. Приведенный там ряд наблюдений охватывает интервал времени с 9 час 33 мин до 18 час 33 мин, т. е. 9 час 0 мин, или 540 мин. Относительная поправка эталона S за это время изменилась с $-3,675$ сек, до $-4,255$ сек, т. е. на $-4,255$ сек $-(-3,675$ сек) $= -0,580$ сек. Следовательно, приближенный относительный одномоментный ход эталона S по данному ряду наблюдений есть: $-0,580$ сек : 540 $= -0,001074$ сек.

Из более длительных — многосуточных рядов наблюдений для приближенного относительного одномоментного хода эталона S — было получено значение:

$$(\omega_{\sigma}^0) = -0,000962_{00} \text{ сек.} \quad (23)$$

Это значение и положено в основу всех прочих вычислений табл. 1.

Для возможности исправления относительных поправок эталона S за найденный приближенный относительный ход, необходимо задаться некоторой исходной эпохой, от которой надо насчитывать влияние относительного хода. Выбор ее совершенно произволен. Для облегчения вычислений в качестве такой эпохи часто берут момент, близкий к середине данного ряда наблюдений. Например для ряда, помещенного в табл. 1, исходную эпоху можно было бы принять равной 13 час 33 мин или 14 час 33 мин 7 марта. Однако, в связи с непомещенными в табл. 1 добавочными наблюдениями, в качестве таковой было принято 15 час 13 мин 6 марта 1939 г. Влияние относительного хода в таких случаях принимается пропорциональным промежутку времени (аргументу), протекшему от избранной эпохи до момента данного сличения. Эти промежутки времени выражаем в минутах,¹ так как у нас имеется минутный ход. В нашем примере (табл. 1) аргумент для первого наблюдения, сделанного в $D_2 = 9$ час 33 мин, равен:

$$\begin{aligned} & \text{III} \cdot 7^{\text{h}} 9^{\text{m}} 33^{\text{s}} - \text{III} \cdot 6^{\text{h}} 15^{\text{m}} 13^{\text{s}} = \\ & = \text{III} \cdot 6^{\text{h}} 33^{\text{m}} 33^{\text{s}} - \text{III} \cdot 6^{\text{h}} 15^{\text{m}} 13^{\text{s}} = 18^{\text{m}} 20^{\text{s}} = 1100^{\text{m}}. \end{aligned}$$

Найденный аргумент, равный 1100 мин, а также все последующие, записаны в графу 3 (надпись *Arg*) табл. 1.

Исправление (приведение или редукцию) — *red* вычисляют по формуле:

$$red = -(\omega_{rs}^0) \cdot Arg, \quad (24)$$

и помещают в графе 9 (надпись *red*).

Так, например, для наблюдения в $D_2 = 9$ час 33 мин имеем:

$$red = -(-0,000962 \text{ сек}) \times 1100 \approx +1,058 \text{ сек.}$$

Исправленные (отредуцированные) относительные поправки эталона S находят, суммируя (алгебраически) значения, помещенные в 7 и 9 графах. Результат записывают в графе 10 [надпись $(P-S)_{red}$]. Так, например, для наблюдения в $D_2 = 9$ час 33 мин имеем: $-3,675 \text{ сек} + 1,058 \text{ сек} = -2,617 \text{ сек}$.

Полученные результаты, т. е. отредуцированные относительные поправки эталона S , уже могут быть с удобствами нанесены на миллиметровую бумагу. По оси абсцисс следует отложить шкалу времени в масштабе 1 час = 10 мм, что позволит отмечать моменты наблюдений — эпохи — минимум до десятых долей часа. По оси ординат, например, в масштабе 0,002 сек = 1 мм, откладывают шкалу для относительных поправок. По точкам, нанесенным на такую сетку, может быть проведена более или менее плавная сглаживающая кривая, равноценная искомой кривой интеграла относительной частоты.

Для дифференцирования ее, т. е. для определения того или иного частного значения частоты, нам потребуется спрямить отдельные участки

¹ При более длинных промежутках их выгоднее выражать в сутках. Для обращения часов, минут и секунд в доли суток в астрономических ежегодниках [7] существуют удобные таблицы. При суточных ходах, меньших 1 сек., моменты и промежутки достаточно выразить с округлением в 0,001 суток.

кривой интеграла, т. е. заменять их секущими или, в пределе, касательными. Такие прямые дадут средний ход, а затем и частоту эталона.

Для примера используем значения графы 10, табл. 1 и перенесем их описанным образом на миллиметровку. Получающееся расположение точек приведено на рис. 1. Просмотр точек обнаруживает, что все они, за исключением точки, относящейся к моменту $D_2 = 16$ час 33 мин, (16,55 час), укладываются достаточно хорошо на одной прямой. Поэтому можно предположить, что частота оставалась неизменной в течение всего периода наблюдений; упомянутое же наблюдение было дефектно. Такое предположение было подтверждено неприведенными здесь хронографическими сличениями. Они не обнаружили подобного выброса. Ввиду этого, наблюдение в $D_2 = 16,55$ час во внимание принято не было, а в качестве уравнивающей линии была взята прямая, проведен-

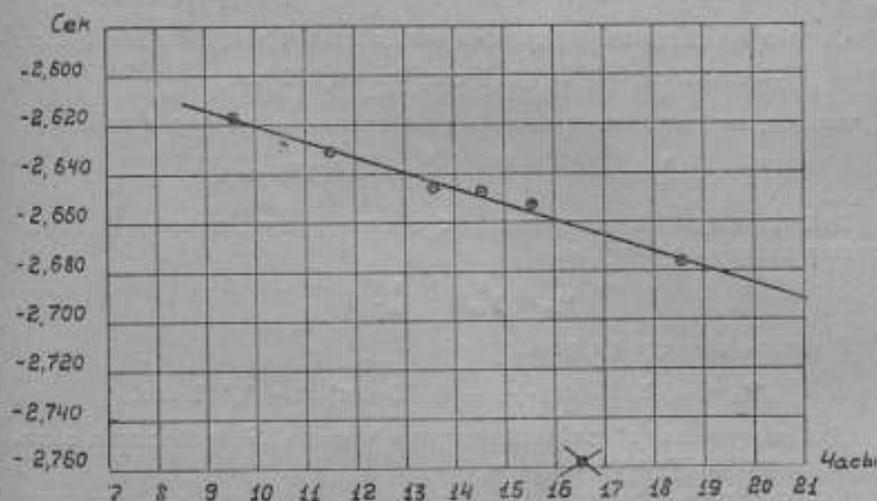


Рис. 1. График исправлений относительных поправок эталона S .

ная на глаз наилучшим образом между нанесенными точками. Максимальное отклонение наблюдаемых точек от прямой (не считая дефектного наблюдения) не достигает 0,005 сек, что соответствует возможным погрешностям самих наблюдений и эталона частоты S .

В соответствии с формулами (7), (10) и (11) все последующие вычисления совершаются наиболее удобно, если нам будет известен действительный относительный суточный ход эталона S . Последний же, очевидно, равен сумме приближенного предварительного суточного хода и исправления хода, получаемого с графика (рис. 1).

Так как в средних солнечных сутках 1440 мин, то для получения приближенного относительного суточного хода $\omega_{\text{гн}}^0$ достаточно умножить на 1440 принятый нами выше предварительный приближенный относительный односторонний ход ($\omega_{\text{гн}}^0$, т. е.):

$$\omega_{\text{гн}}^0 = 1440 (\omega_{\text{гн}}^0). \quad (25)$$

В нашем примере он имеет значение:

$$\omega_{\text{тн}}^0 = 1440 \cdot (-0,000962_{00} \text{ сек}) \approx -1,385 \text{ сек.}$$

Для получения исправления $\Delta\omega_{\text{тн}}^0$ принятого приближенного относительного хода, следует выбрать на сглаживающей прямой графика две достаточно удаленные точки, сделать соответствующие отсчеты времени и исправлений относительных поправок и по этим данным рассчитать суточное приращение исправления относительной поправки или, иначе, исправление приближенного относительного суточного хода.

В нашем примере (см. рис. 1) имеем:

$$\begin{aligned} \text{для момента } D_2 = 10,0 \text{ час исправление поправки} &= -2,621 \text{ сек} \\ \text{для момента } D_2 = 18,0 \text{ час} &= -2,673 \text{ сек} \end{aligned}$$

Отсюда приращение исправления относительной поправки за 8,0 часа: $-2,673 \text{ сек} - (-2,621 \text{ сек}) = -0,052 \text{ сек}$,

и, наконец, исправление принятого относительного суточного хода:

$$\Delta\omega_{\text{тн}}^0 = -\frac{0,052 \text{ сек} \times 24}{8} = -0,156 \text{ сек.}$$

Действительный относительный суточный ход $\omega_{\text{тн}}$ эталона S вычисляется затем по формуле:

$$\omega_{\text{тн}} = \omega_{\text{тн}}^0 + \Delta\omega_{\text{тн}}^0. \quad (26)$$

В нашем примере он равен:

$$\omega_{\text{тн}} = -1,385 \text{ сек} + (-0,156 \text{ сек}) = -1,541 \text{ сек.}$$

Для получения абсолютной частоты эталона S необходимо знать его абсолютный суточный ход ω_s .

Как следствие формулы (7) этот ход ω_s равен сумме абсолютного хода ω_p образцовых часов и найденного выше относительного хода $\omega_{\text{тн}}$:

$$\omega_s = \omega_{\text{тн}} + \omega_p. \quad (27)$$

Для примера предположим, что для данного случая $\omega_p = +0,214 \text{ сек}$; тогда действительный абсолютный суточный ход эталона S будет:

$$\omega_s = -1,541 \text{ сек} + 0,214 \text{ сек} = -1,327 \text{ сек.}$$

Действительную абсолютную частоту эталона S вычисляем затем по формулам (10), (11) и (12), что дает:

$$\begin{aligned} \Delta f &= -1,15741 \omega_s = -1,15741 \cdot (-1,327) \approx 1,54 \text{ Hz} \\ \text{и } f &= 100000 \text{ Hz} + 1,54 \text{ Hz} = 100001,54 \text{ Hz.} \end{aligned}$$

Что касается погрешности результата, то она в первую очередь зависит от величины промежутка времени, в течение которого частоту эталона S можно принять неизменной, что определяется по графику. В нашем примере этот промежуток равен 9 час. При промежутке

в сутки (24 часа) средняя квадратичная погрешность суточного хода эталона, вытекающая из этого промежутка, по глазомерной оценке, будет равна 0,01 сек. При уменьшении промежутка погрешность будет расти приблизительно обратно пропорционально промежутку, т. е. в нашем случае составит:

$$\pm \frac{24}{9} \cdot 0,010 = \pm 0,027 \text{ сек.}$$

Дальнейшей причиной погрешности явится неточность принятого абсолютного суточного хода часов P . Среднюю квадратичную погрешность этой величины можно оценить также в $\pm 0,01$ сек. Погрешность $m_{\text{ос}}$ абсолютного суточного хода эталона S складывается из указанных выше величин по квадратичному суммированию и в нашем примере составит:

$$m_{\text{ос}} = \sqrt{27^2 + 10^2} \cdot 10^{-3} \text{ сек} = \pm 0,029 \text{ сек.}$$

Погрешность m_f найденного значения частоты эталона S вычисляется отсюда по формуле (13), а именно:

$$m_f = \pm 0,034 \cdot 10^{-5} \cdot f_0 = \pm 0,034 \text{ Hz.}$$

Следовательно, за окончательный результат наблюдений и вычислений в нашем примере надо принять:

$$f = 100001,54 \pm 0,04 \text{ Hz.}$$

при предельной ошибке $m_{\text{lim}} = \pm 0,10 \text{ Hz.}$

Округление средней квадратичной погрешности от $\pm 0,034$ до $\pm 0,04 \text{ Hz}$, т. е. к большему числу выполнено в соответствии с ранее имевшим место округлением поправки Δf номинальной частоты.

Здесь был изложен ряд теоретических и практических соображений по вопросу определения частоты. Первые сохраняют справедливость в самых общих случаях. Что же касается практических приемов уравнивательной обработки, то они с успехом могут быть приложены либо в случае довольно частых внутрисуточных сличений эталонов частоты с образцовыми часами, либо в случае очень высокой точности образцовых часов (вариация суточного хода порядка 0,001 сек), либо, наконец, в случаях сравнительно малой точности эталонов частоты (вариация суточного хода порядка 0,05—0,10 сек и крупнее).

Выводы

1. Исследование эталона частоты равносильно исследованию управляемых им синхронных часов и как таковое может быть проведено либо путем изучения абсолютных поправок часов и их производных, либо путем изучения относительных поправок часов и их производных.
2. Процесс хранения эталона частоты является активным процессом, предусматривающим частое (почти ежесуточное), регулярное и постоянное наблюдение за состоянием эталона. За образец следует взять организацию наблюдений над образцовыми часами в обсерваториях и организацию проверки морских хронометров на кораблях.

3. Случайную нестабильность эталона частоты надо оценивать по средней квадратичной суточной вариации частоты, равноценной средней квадратичной вариации суточного хода часов. Систематические изменения частоты исследуются в процессе хранения эталона путем составления и построения кривых интеграла частоты и его производных.

ЛИТЕРАТУРА

1. ОСТ/ВКС 7158. Термины, обозначения и определения в области измерения времени, 1934.
2. Н. Х. Прейпич. Теория ошибок в приложении к ходам часов... Труды ВИМС, вып. 2(18), Ленинград, 1932.
3. ОСТ/ВКС 7132. Единицы времени, 1934.
4. Н. Х. Прейпич и Б. А. Орлов. Теория и устройство компараторов Опольдера и Прейпича-Барановского для измерений хронограмм. Труды ВНИИМ, вып. 13(29), Ленинград — Москва, 1936.
5. Н. Х. Прейпич. Об исключении систематических ошибок электромагнитных хронографов. Временник ГПМВ, вып. 2(14), Ленинград, 1928.
6. Н. Х. Прейпич. Установление и хранение времени. Временник ГПМВ, вып. 1(13) Ленинград, 1925.
7. „Астрономический Ежегодник на 1940 г.“ Изд. Астрономического института, Ленинград — Москва, 1939.

П. Н. АГАЛЕЦКИЙ

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

1. Введение

В настоящее время точное определение частоты переменного тока является одной из важнейших метрологических задач. Это требование определяется не только общим прогрессом радиотехники и радиосвязи, но также задачами хранения и точного измерения времени.

В радиотехнической практике нашли широкое распространение высокостабильные генераторы переменного тока, частота которых поддерживается постоянной при помощи пьезо-кварца или камертона.

Подобные генераторы иногда неправильно называют первичными эталонами частоты. Для устранения путаницы в терминологии, считаем уместным отметить, что первичными эталонами называются эталоны, устанавливаемые Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологии на основании непосредственных сличений с международными эталонами, хранящимися в Международном бюро мер и весов, или на основании принятых в науке, либо по международному соглашению, определений единиц. Следовательно, высокостабильные генераторы, применяемые для поверки и градуировки всякого рода измерительных приборов в промышленной практике, могут быть названы образцовыми приборами определенного класса точности.

Точное определение абсолютного значения частоты образцовых генераторов диктуется задачами сохранения единства измерений в стране.

Абсолютное значение частоты первичного эталона определяется по сигналам времени астрономических обсерваторий как среднее в течение более или менее продолжительного промежутка времени (сутки и больше).

Следует отметить, что подобное сличение частоты первичных эталонов с маятниковыми астрономическими часами эталонной группы усложняется тем, что в ряде случаев постоянство частоты стабилизированного генератора превосходит постоянство времени, хранимого астрономическими часами.

То обстоятельство, что до настоящего момента служба времени СССР пользуется для хранения времени исключительно маятниковыми часами, объясняется техническими трудностями в обеспечении непрерывного хода кварцевых часов, их высокой стоимостью и сложностью обслуживания. Маятниковые часы обеспечивают воспроизведение лишь секундных сигналов времени. Такое положение исключает возможность применения удобных в эксплуатации высокочастотных методов опреде-

ления абсолютного значения частоты и заставляет радиопромышленность оснащать образцовые генераторы дополнительными устройствами, понижающими частоту до одного герца.

Современное состояние часового оборудования службы времени СССР обеспечивает определение суточного хода часов с точностью порядка 0,01 сек. при условии систематического приема радиосигналов времени и пользования таблицами сводных моментов этих сигналов, составляемыми Комитетом службы времени при Главной астрономической обсерватории в Пулкове.

Передачи ритмических сигналов времени радиостанциями производятся в настоящее время с отступлением действительных моментов подач от фиксированных программных моментов в пределах 0,05—0,10 сек.

Для исключения влияния указанных выше погрешностей передач на определение истинного хода образцовых часов, результаты приема ритмических сигналов радиостанций службы времени подвергаются уравнивательной обработке [1]. Высокостабильные генераторы переменного тока в процессе определения частоты удобно рассматривать в качестве часов, поверяемых по образцовым часам службы времени. Организация проверки частоты высокостабильных генераторов возможна в трех направлениях:

1. Проверка по ритмическим радиосигналам времени. В этом случае принятые сигналы подвергаются уравнивательной обработке, для определения поправок хода поверяемых электрических часов.

2. Непосредственное сличение секундных сигналов поверяемого генератора с сигналами, получаемыми от образцовых часов лаборатории службы времени.

3. Проверка по эталону частоты, находящемуся под непрерывным метрологическим контролем, т. е. фактически по образцовым кварцевым часам.

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением лишь тех случаев, когда суточная вариация хода электрических часов (поверяемого генератора) уступает погрешности в определении хода астрономических образцовых часов, т. е. составляет не меньше 0,01 сек (суточная вариация частоты порядка $1 \cdot 10^{-7}$).

Для определения отклонений частоты генератора от среднего значения в течение небольших промежутков времени часы неприменимы, приходится пользоваться сличениями частоты генератора с эталоном частоты методами, достаточно полно освещенными в литературе [2].

Определение абсолютного значения частоты переменного тока какого-либо генератора предусматривает сличение сигналов, посылаемых генератором, с секундными сигналами образцовых часов. Подобное сличение целесообразно производить по методу совпадения, заключающемуся в том, что ряд равномерно чередующихся сигналов, соответствующих измеряемой величине, сопоставляется с рядом сигналов, относящихся к известной величине, и наблюдаются их совпадения, на основании которых находится значение измеряемой величины [3].

Для проведения сличений по методу совпадения, необходимо иметь, кроме поверяемого генератора и образцовых часов, компарирующую аппаратуру, понимаемая под нею измерительные приборы, служащие для

сравнения шкалы времени, воспроизводимой поверяемым генератором, со шкалой времени, воспроизводимой образцовыми часами.

Компарирующая аппаратура может иметь самое разнообразное конструктивное оформление.

В настоящей работе мы рассмотрим некоторые общие вопросы определения абсолютного значения частоты образцовых генераторов с ограниченной точностью и в качестве примера приведем описание трех различных компарирующих устройств, применявшихся нами в поверочной практике.

2. Общие вопросы измерения абсолютного значения частоты

Вопросу выбора аппаратуры для определения абсолютного значения частоты генератора следует предпослать анализ ожидаемого результата измерения. Этот анализ сводится к определению точности, которую может обеспечить в эксплуатации поверяемый генератор, а также к подсчету вероятных погрешностей измерения с помощью выбранной аппаратуры. Точность результата измерений оцениваем его средней квадратичной ошибкой; пределом возможной ошибки является тогда (со значительным приближением к достоверности) утроенная величина его средней квадратичной ошибки.

Абсолютное значение частоты какого-либо генератора можно определять двумя способами:

1. По промежутку времени между двумя наблюдениями и числу совершенных колебаний, при этом

$$f = \frac{N}{t}, \quad (1)$$

где: f — измеряемая частота; N — число колебаний; t — число действительных секунд между двумя наблюдениями.

2. Методом совпадения по абсолютному суточному ходу, если рассматривать генератор в качестве электрических часов, воспроизводящих равномерную шкалу сигналов. В этом случае действительная абсолютная частота генератора вычисляется по формулам:

$$f = f_0 + \Delta f, \quad (2)$$

$$\Delta f = - \frac{\omega_{ag} f_0}{86400}, \quad (3)$$

где: f_0 — номинальная частота генератора, Δf — поправка номинальной частоты, 86400 — продолжительность средних солнечных суток в секундах, ω_{ag} — абсолютный суточный ход поверяемого генератора,

Выражение $\frac{\omega_{ag}}{86400}$ представляет собою абсолютный односекундный ход поверяемого генератора; это выражение можно представить в виде суммы абсолютного односекундного хода образцовых часов $\frac{\omega_{ap}}{86400}$ и относительного секундного хода поверяемого генератора ω_{rel} ,

$$\frac{\omega_{ag}}{86400} = \frac{\omega_{ap}}{86400} + \omega_{rel}. \quad (4)$$

Абсолютный суточный ход образцовых часов ω_{ap} определяется лабораторией службы времени на основе звездных наблюдений и приема ритмических радиосигналов времени.

Основная задача в проведении измерения частоты сводится к определению относительного односекундного хода поверяемого генератора ω_{rel} .

Относительный ход ω_{rel} можно определить по изменению относительной поправки и интервалу времени между двумя наблюдениями.

Допустим, что сличение сигналов поверяемого генератора с образцовыми часами производится на фоне секундных сигналов образцовых часов с помощью компарирующей аппаратуры, обеспечивающей получение отсчетов на ленте или циферблате с делениями ценою τ секунд. Таким образом, показания электрических часов (поверяемого генератора) в момент наблюдения можно определить в виде $t = \alpha\tau$, где α — число делений шкалы.

В процессе обработки результатов измерений, величине t придают отрицательное значение в силу того, что для образования разности показаний поверяемого и образцового приборов приходится из показаний образцовых часов, принимаемых за нуль, вычитать показания поверяемого генератора.

Если наблюдения охватывают интервал времени от T_1 до T_2 , т. е. $T_2 - T_1 = T$ сек и относительная поправка поверяемого генератора за это время получила приращение на величину $t_2 - t_1 = \Delta t$, то относительный односекундный ход поверяемого генератора определится из отношения

$$\omega_{rel} = \frac{\Delta t}{T}. \quad (5)$$

Подставим в уравнение (2) значение Δf из уравнения (3), получим:

$$f = f_0 - \frac{\omega_{ag} f_0}{86400}. \quad (6)$$

В выражении (6) подставим значение $\frac{\omega_{ag}}{86400}$ из уравнения (4), будем иметь

$$f = f_0 \left(1 - \frac{\omega_{ap}}{86400} - \omega_{rel} \right). \quad (7)$$

Подставляя в уравнение (7) значение ω_{rel} из уравнения (5), будем иметь для определения абсолютного значения частоты генератора, поверяемого по эталонным часам, окончательное выражение в виде:

$$f = f_0 \left(1 - \frac{\omega_{ap}}{86400} - \frac{\Delta t}{T} \right). \quad (8)$$

Пользование уравнением (8) предусматривает предварительное определение номинального значения частоты f_0 . Сигналы поверяемого генератора, получаемые в результате понижения частоты f в целое число раз до значения, близкого одному герцу, образуют равномерную шкалу времени, которая лишь в частных случаях совпадает с секундной шкалой.

В общем случае, совпадение сигналов поверяемого генератора с секундными сигналами образцовых часов происходит через n сек. Назовем промежуток времени между последующими совпадениями сигналов периодом совпадения t' . При этом, определение относительного хода по изменению относительной поправки производится по наблюдениям, следующим через интервал времени, равный или кратный периоду совпадения kt' .

Уравнение (8) для общего случая имеет вид

$$f = f_0 \left(1 - \frac{w_{ap}}{86400} - \frac{\Delta t}{kt'} \right). \quad (9)$$

Дифференцируя уравнение (8), получаем:

$$df = -f_0 \frac{dw_{ap}}{86400} - f_0 \frac{dt_2 - dt_1}{T}. \quad (10)$$

Обозначая среднюю квадратичную погрешность результата измерения через μ_t , погрешность в определении абсолютного суточного хода образцовых часов через μ_w и погрешность сличения через μ_s , имеем из уравнения (10)

$$\mu_t^2 = f_0^2 \frac{2\mu_w^2}{T^2} + f_0^2 \frac{\mu_s^2}{86400^2} \quad (11)$$

$$\text{или } \mu_t = f_0 \sqrt{\frac{2\mu_w^2}{T^2} + \left(\frac{\mu_s}{86400}\right)^2}. \quad (12)$$

Относительная погрешность измерения η равна:

$$\eta = \frac{\mu_t}{f_0} = \sqrt{2 \left(\frac{\mu_w}{T}\right)^2 + \left(\frac{\mu_s}{86400}\right)^2}. \quad (13)$$

Лаборатории службы времени в настоящий момент определяют суточный ход образцовых часов с погрешностью порядка 0,01 сек. Следовательно, величина $\frac{\mu_w}{86400} \approx 1,2 \cdot 10^{-7}$. Учитывая это обстоятельство, можно для образцовых генераторов ограниченной точности пользоваться уравнением (13) в виде:

$$\eta = \frac{\mu_s \sqrt{2}}{T}. \quad (14)$$

Выражение (14) представляет собою уравнение гиперболы с коэффициентом $\mu_s \sqrt{2}$.

Полагая величину относительной погрешности η — заданной, можно для выбранной компарирующей аппаратуры определить минимальный интервал времени, необходимый для измерения.

Уравнение (8) и приведенные выше рассуждения относятся к определению абсолютного значения частоты генератора по абсолютному суточному ходу, полученному в результате двух наблюдений. Если у генератора наблюдается систематическое изменение частоты, то целесообразно провести непрерывный ряд наблюдений и по наблюдаемым точкам построить кривую наиболее вероятнейшего значения интеграла частоты

в функции времени. Дифференцирование кривой интеграла частоты даст возможность получить значения самой частоты.

Рассмотрим в качестве примера результаты сличений генератора, стабилизированного по частоте пьезокварцем, с часами лаборатории времени ВНИИМа, проведенных в марте и октябре 1939 г.

Первое сличение (март 1939 г.)

Таблица 1

Дни	Часы наблюдений	Абсолютный суточный ход поверяемого генератора $\omega_{ог}$	Приращения абсолютного суточного хода $\omega_{i+1} - \omega_i$
7	9		
7	23	-1,35	+0,70
8	9	-0,65	-0,70
8	24	-1,35	+0,26
9	10	-1,09	-0,15
9	24	-1,24	+0,03
10	10	-1,21	-0,17
10	24	-1,38	+0,34
11	10	-1,04	

В приведенном ряде наблюдений имеем среднюю квадратичную вариацию суточного хода δ из уравнения

$$\delta = \sqrt{\sum_1^n \frac{(\omega_{i+1} - \omega_i)^2}{n}} \quad (15)$$

или, подставляя значения из табл. 1,

$$\delta = \sqrt{\frac{0,4900 + 0,4900 + 0,0676 + 0,0225 + 0,0009 + 0,0289 + 0,1156}{7}} = 0,42.$$

Средняя суточная квадратичная вариация частоты δ_f , характеризующая нестабильность генератора, определится из уравнения

$$\delta_f = \delta \frac{\sqrt{\nu}}{86400} \quad (16)$$

Или, для данного случая $\delta_f = 0,42 \frac{100000}{86400} = 0,5 \text{ Hz}$.

Таким образом, относительная суточная нестабильность частоты генератора будет составлять $5 \cdot 10^{-6}$.

Если принять погрешность сличения равной $\alpha_s = 0,01$ сек, то из уравнения (14) следует, что минимальный промежуток времени между двумя наблюдениями, достаточный для обеспечения проверки с относительной погрешностью $5 \cdot 10^{-6}$, составляет

$$T = \frac{\alpha_s \sqrt{2}}{\gamma} = \frac{0,01 \sqrt{2}}{5 \cdot 10^{-6}} \approx 2840 \text{ сек} \approx 48 \text{ мин.}$$

Таблица 2

Второе сличение (октябрь 1939 г.)

Дни	Часы наблюдений	Абсолютный суточный ход поверяемого генератора $\omega_{\text{сг}}$	Приращения абсолютного суточного хода $\omega_{i+1} - \omega_i$
15	9	+0,157	+0,003
16	9	+0,160	-0,002
17	9	+0,158	-0,001
18	9	+0,157	+0,001
19	9	+0,158	+0,002
20	9	+0,160	-0,003
21	9	+0,157	+0,003
22	9	+0,160	+0,022
23	9	+0,182	-0,003
24	9	+0,179	+0,007
25	9	+0,186	-0,001
26	9	+0,185	-0,008
27	9	+0,177	-0,006
28	9	+0,171	+0,014
29	9	+0,185	-0,008
30	9	+0,177	
31	9		

В табл. 2 средняя квадратичная вариация суточного хода $\delta = 7,3 \cdot 10^{-3}$; средняя квадратичная суточная вариация частоты $\delta_f = 0,01$ Hz. Если

учесть, что абсолютные ходы генератора определялись по экстраполированным поправкам и ходам второго приближения образцовых часов лаборатории времени ВНИИМа и что погрешность в определении абсолютного суточного хода этих часов $\mu_{\text{абс}} = \pm 0,015$ сек, то станет очевидным, что здесь мы имеем предельный случай, когда частоту генератора можно определять по астрономическим маятниковым часам.

Для генераторов, имеющих относительную суточную нестабильность меньше 10^{-7} , определение абсолютного значения частоты с максимальной точностью возможно при условии хранения времени с помощью группового эталона частоты, состоящего из нескольких взаимносличаемых высокостабильных генераторов.

Рассматриваемые в настоящей статье методы определения частоты высокостабильных генераторов могут быть названы абсолютными, потому что они позволяют производить сличения с единицей времени, воспроизводимой образцовыми часами.

Принципиально проверка частоты генератора абсолютным методом производится по следующей схеме.

Частота поверяемого генератора с помощью серии мультивибраторов понижается до значения F (обычно F не превышает 1000 Hz) и подается на обмотку статора синхронного мотора, ротор которого имеет z зубцов и, следовательно, вращается со скоростью $\frac{F}{z} = n$ оборотов в секунду. Ротор связан червячной передачей с осью, которая снабжена барабаном, дающим один раз в секунду замыкание или размыкание контактов.

Таким образом, всякое изменение частоты поверяемого генератора влечет за собой изменение скорости вращения синхронного мотора, а, значит, и промежутка времени между замыканиями контактов барабана. Следовательно, определение частоты генератора сводится к определению, с помощью точных часов, скорости вращения синхронного мотора [7].

Погрешность результата измерения, как показал анализ уравнений (13) и (14), определяется величинами μ , $\mu_{\text{абс}}$ и T . Выше мы рассмотрели вопрос о влиянии на точность измерения величин μ и T .

Погрешность сличения μ характеризует аппаратуру, выбранную для проведения сличения. Она включает погрешность отсчета и погрешность за счет случайных разбросов секундных сигналов генератора и часов эталонной группы. Секунды, отмечаемые прерывателями часов, как правило, не дают равномерной шкалы времени; каждая из них обладает своими ошибками систематического и случайного характера [4]. Прерыватели, основанные на равномерном вращении контактного колеса со скоростью одного оборота в секунду, воспроизводят шкалу времени, приближающуюся к идеально-равномерной. Секунды, отмеченные таким прерывателем, обладают небольшими (порядка 0,001 сек) ошибками случайного характера. Подобные прерыватели встречаются у синхронных часов, приводимых в действие переменным током, стабильным по частоте.

В образцовых маятниковых часах широкое распространение имеет колесный прерыватель, состоящий из контактного колеса, насаживаемого

на секундную ось часов, и контактного рычага, приводимого в движение зубцами контактного колеса. Ошибки секунд, отмечаемых колесными прерывателями, вызываются совокупным влиянием ошибок нарезки контактного и спускового колес, их эксцентриситетами, их взаимным расположением, различием в работе спуска часов при правом и левом колебаниях маятника. В результате, в показаниях часов обнаруживаются, кроме случайных, систематические ошибки с минутным периодом. Влияние неравенства четных и нечетных секунд легко исключить путем использования для измерений в качестве опорной лишь одной системы секунд: либо четной, либо нечетной. Ошибки же внутри одной из этих систем должны быть изучены, так как пренебрежение ими может во многих случаях неблагоприятно отразиться на результатах наблюдений.

В августе 1939 г. мы исследовали с помощью синхронного хроноскопа разбросы секундных сигналов за пять последовательных минут у часов лаборатории времени ВНИИМ Рифлер № 86.

При проведении исследования мы пользовались следующими определениями и допущениями.

1. Поправками секунд за минутный период назовем разности: показание исследуемых часов при прерывателе с идеально равномерной секундной шкалой, минус показание соответствующей целой секунды, отмечаемой данным реальным неточным прерывателем; обозначим эти поправки буквами Δi со знаками, соответствующими номерам секунд, причем остановимся на системе нечетных секунд.

2. Ориентируем секунды фиктивного прерывателя¹ относительно секунд реального так, чтобы выполнялось, условие:

$$\sum_{i=1}^{i=30} \Delta i = 0.$$

Результаты исследования приведены в табл. 3.

Данные табл. 3 показывают, что систематические ошибки с минутным периодом можно исключить, пользуясь поправками Δi . Случайные ошибки все же будут иметь место. Величину этих ошибок можно определить, взяв среднее квадратичное из уклонений отсчетов хроноскопа за несколько последовательных минут для какого-либо номера секунды. В нашем примере эта величина лежит в пределах $\pm 0,003$ сек.

Из табл. 3 также следует, что для уменьшения погрешности за счет разброса секундных сигналов метод сличения должен позволять производить осреднение ряда последовательных секундных сигналов и нескольких последовательно взятых минут. Осреднение секундных сигналов является основным практически приемлемым способом уменьшения влияния случайных разбросов на точность измерения частоты высокостабильных генераторов.

Ниже мы рассмотрим три варианта компарирующей аппаратуры, примененной нами для сличения частоты высокостабильных генераторов с секундными сигналами образцовых часов, а именно: 1) сличение посредством хронографа, 2) способ фотографирования синхронных часов и 3) сличение с помощью хроноскопа.

¹ Т. е. прерыватели с идеально равномерной шкалой секунд. *Ред.*

Секунды 86 R	Отсчеты хроноскопа, в миллисекундах					Средний отсчет	Поправки секунд	Округл. поправки
	1 мин	2 мин	3 мин	4 мин	5 мин			
1	28 +1	29 0	30 -1	31 -2	29 0	29 ₄ ⁺¹ / ₋₃	+17 ₁	+17
3	40 +2	41 +1	41 +1	44 -2	42 0	42 ₄ ⁺⁴ / ₋₂	+ 4 ₀	+ 5
5	24 +1	25 0	27 -2	22 +3	25 0	25 ₄ ⁺⁴ / ₋₂	+21 ₀	+22
7	37 +1	37 +1	39 -1	38 0	38 0	38 ₂ ⁺² / ₋₁	+ 8 ₇	+ 9
9	22 +2	24 0	24 0	24 0	24 0	24 ₄ ⁺² / ₀	+22 ₀	+23
11	25 +2	26 +1	28 -1	27 0	27 0	27 ₄ ⁺³ / ₋₁	+19 ₀	+20
13	41 +2	44 -1	45 -2	43 0	43 0	43 ⁺² / ₋₃	+ 3 ₃	+ 3
15	44 0	40 +4	42 +2	46 -2	46 -2	44 ₄ ⁺⁶ / ₋₄	+ 2 ₀	+ 3
17	41 0	41 0	42 0	40 +1	42 -1	41 ₂ ⁺¹ / ₋₂	+ 5 ₀	+ 5
19	51 +2	53 0	54 -1	56 -3	53 0	53 ₄ ⁺² / ₋₄	- 6 ₀	- 7
21	40 -2	37 +1	38 0	35 +3	42 -4	38 ₄ ⁺⁴ / ₋₆	+ 8 ₁	+ 8
23	48 +1	50 -1	51 -2	48 +1	50 -1	49 ₄ ⁺² / ₋₄	- 2 ₀	- 3
25	58 +1	60 -1	60 -1	57 +2	60 -1	59 ₀ ⁺³ / ₋₃	-12 ₀	-12
27	50 -1	48 +1	48 +1	48 +1	51 -2	49 ₀ ⁺³ / ₋₃	- 2 ₀	- 2
29	53 +3	55 +1	56 0	60 -4	54 +2	56 ₄ ⁺⁶ / ₋₄	- 9 ₁	- 9
31	60 +2	62 0	64 -2	61 +1	62 0	62 ₂ ⁺³ / ₋₂	-15 ₀	-15
33	49 0	48 +1	48 +1	50 -1	49 0	49 ₂ ⁺² / ₋₁	- 2 ₀	- 2
35	50 +4	56 -2	57 -3	56 -2	51 +3	54 ₀ ⁺⁷ / ₋₇	- 7 ₀	- 8
37	48 0	47 +1	46 +2	49 -1	50 -2	48 ₀ ⁺³ / ₋₃	- 3 ₀	- 2
39	58 +1	58 +1	58 +1	60 -1	59 0	59 ₄ ⁺³ / ₋₁	-12 ₀	-12
41	62 +2	65 -1	67 -3	64 0	63 +1	64 ₂ ⁺³ / ₋₄	-17 ₀	-18
43	56 -1	53 +2	53 +2	57 -2	57 -2	55 ₂ ⁺⁴ / ₋₅	- 8 ₀	- 9
45	40 -3	36 +1	39 -2	38 -1	32 +5	37 ₀ ⁺⁶ / ₋₆	+ 9 ₀	+10
47	49 +2	49 +2	48 +3	55 -4	54 -3	51 ₀ ⁺⁷ / ₋₇	- 4 ₀	- 4
49	59 -1	57 +1	56 +2	60 -2	60 -2	58 ₄ ⁺³ / ₋₅	-11 ₀	-12

Секунда 86 К	Отсчеты хроноскопа, в микросекундах					Средний отсчет	Поправки секунд	Округл. поправки
	1 мин	2 мин	3 мин	4 мин	5 мин			
51	54 +2	56 0	58 -2	56 0	56 0	56 ₀ $\begin{smallmatrix} +2 \\ -2 \end{smallmatrix}$	-9 ₅	-10
53	59 -1	57 +1	55 +3	59 -1	60 -2	58 ₀ $\begin{smallmatrix} +4 \\ -1 \end{smallmatrix}$	-11 ₅	-11
55	30 +1	29 +2	35 -4	31 0	32 -1	31 ₄ $\begin{smallmatrix} +3 \\ -5 \end{smallmatrix}$	+15 ₁	+15
57	41 -1	39 +1	40 0	41 -1	41 -1	40 ₁ $\begin{smallmatrix} +1 \\ -3 \end{smallmatrix}$	+6 ₁	+6
59	57 0	59 -2	56 +1	55 +2	56 +1	57 ₄ $\begin{smallmatrix} +4 \\ -2 \end{smallmatrix}$	-10 ₁	-10
						1395 ₈ $n = 30$ Ср. $N = 46_{11}$		+146 -146

3. Сличения с помощью хронографа

Метод сличения сигналов времени с помощью хронографа широко распространен и достаточно подробно освещен в литературе [4]. Сущность его сводится к следующему.

Часы эталонной группы имеют электрические прерыватели, отмечающие каждую секунду, за исключением нулевой, коротким замыканием цепи. Начало минуты опознается по пропуску нулевой секунды. Сигнал, следующий (по времени) за пропуском, соответствует секунде номер 1. Электрический прерыватель синхромотора поверяемого генератора также отмечает каждую секунду коротким замыканием цепи. Для лучшего обеспечения сличений желательно снабдить синхромотор генератора, кроме секундных, минутными контактами, которые включаются последовательно с секундными и дают добавочное замыкание цепи, необходимое для отметки начала минуты. Секунде генератора, предшествующей минутному сигналу, приписывают условно номер 59, секунде, следующей за минутным сигналом — номер 0.

Поверяемый генератор можно рассматривать в качестве часов, имеющих вариации суточного хода такого же порядка, как и вариации суточного хода эталонных часов, и поэтому техника сличений не отличается от принятой лабораториями службы времени для взаимных сличений образцовых часов.

По вычислению среднего отсчета компаратора образуют разность показаний сличенных приборов. Полученную разность, т. е. относительную поправку поверяемого генератора для отмеченной эпохи сличения, принимают за первичный результат. Через промежуток времени T сек, определяемый из уравнения [14], производят второе сличение — так же как и первое. Значение частоты находят, пользуясь уравнением (8).

Метод определения абсолютного значения частоты высокостабильного генератора по часам эталонной группы с помощью хронографа обладает существенными недостатками.

1. Скорость движения ленты хронографа без ущерба для равномерности движения не может превышать 1,5—2 м в сек.

2. При записи пером максимальная точность в определении смещения секундного сигнала на компараторе составит не более 0,005 сек. В этих же пределах лежит погрешность за счет фазовых качаний синхромотора, ведущего ленту хронографа.

3. Обработка ленты представляет собою трудоемкий процесс, требующий значительного навыка у работника.

4. Средняя квадратичная погрешность сличения μ_s при пользовании хронографом будет порядка 0,002—0,004 сек.

4. Способ фотографирования синхронных часов

Сущность фотографического метода заключается в том, что частота поверяемого генератора, пониженная до 500—1000 Нз подается на синхронный мотор, ведущий несколько стрелок с различной скоростью на фоне циферблата. Если перед циферблатом установить фотоаппарат и короткими вспышками производить освещение, то можно зафиксировать на пластинке положение стрелок в любой заданный момент. Повторяя фотографирование через известные промежутки времени, получим возможность по формуле (1) определить частоту переменного тока, питающего синхромотор; необходимо только управлять освещением циферблата сигналами, полученными от образцовых часов [6].

В качестве примера приведем описание подобной измерительной установки.

Установка содержит синхронный мотор, ротор которого при частоте 1000 Нз вращается со скоростью 10 оборотов в сек. Мотор ведет две стрелки: одна из них (длинная) совершает 2 оборота в сек., другая (короткая) — 1 оборот в 10 сек. Ось вращения стрелок расположена в центре циферблата, разделенного на 100 делений и, следовательно, цена каждого деления равна для длинной стрелки — 0,005 сек, а для короткой — 0,1 сек (рис. 1). Для фотографирования использован обычный аппарат типа „Турист“.

Секундные сигналы образцовых часов подаются на сетку тиратрона типа ТГ-205.

Для получения кратковременной вспышки (продолжительностью порядка 0,0005 сек), освещающей циферблат, применен разряд конденсатора через тиратрон. На аноде тиратрона напряжение отсутствует и только во время сличения перед выбранным секундным сигналом нажимается кнопка и на анод подается напряжение порядка 400 В от батареи конденсаторов, находившихся до этого момента под напряжением от выпрямителя.

Таким образом, в момент возникновения выбранного нами секундного сигнала, анод тиратрона находится под напряжением и его сетка, получая импульс от сигнала времени, вызывает кратковременное зажигание тиратрона.

К этому времени кассета с пластинкой должна быть вставлена в фотоаппарат и открыта шторка. Возникшая вспышка тиратрона освещает циферблат синхрочасов и на пластинке экспонируется положение стрелок в момент возникновения выбранного номера секундного сигнала.

Через определенный промежуток времени, например, через 10 час. (в течение этого времени синхронный мотор вращается непрерывно), повторяем ту же операцию и фотографируем положение стрелок при том же номере секундного сигнала образцовых часов.

Рассмотрим в качестве примера определение абсолютного значения частоты генератора, стабилизированного кварцем, с помощью фотографического способа сличения.

Номинальная частота поверяемого генератора $f_0 = 100000$ Hz.



Рис. 1.

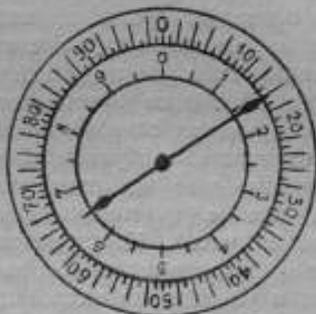


Рис. 2.

Генератор снабжен двумя мультивибраторными блоками, понижающими частоту в 100 раз.

Пониженная частота подается на синхромотор измерительной установки.

Заданная относительная погрешность результата измерений

$$\eta = 5 \cdot 10^{-7}.$$

Погрешность сличения с помощью описываемой установки с учетом разброса секундных сигналов образцовых часов $\mu_s = 0,01$ сек.

Из уравнения (14) находим, что минимальный интервал времени между наблюдениями, обеспечивающий измерение с заданной точностью, равен 4 час. ($T = 4$ час. = 14400 сек.).

На рис. 1 и 2 показаны циферблаты синхрочасов, полученные в начале и конце промежутка времени, равного 14400 сек.

На рис. 1 маленькая стрелка стоит на 3,5, что соответствует 3,5 сек. Положение большой стрелки — 14, что соответствует 0,07 сек. Таким образом, на рис. 1 зафиксирован момент $t_1 = -3,57$ сек. Величине t_1 придаем отрицательное значение потому, что для образования разности показаний поверяемого и образцового прибора приходится из показаний образцовых часов, принимаемых за нуль, вычитать показания поверяемого генератора.

На рис. 2 положение маленькой стрелки соответствует 6,5 сек., а большой — 0,08 сек. Момент зафиксирован $t_2 = -6,58$ сек.

Приращение относительной поправки Δt , за время $T = 14400$ сек., равно $\Delta t = t_2 - t_1 = -6,58 - (-3,57) = -3,01$ сек.

По данным лаборатории времени абсолютный суточный ход образцовых часов, по которым производилось сличение, $\omega_{ap} = +0,214$ сек.

Подставляя значения $f_0 = 100000$ Hz, $\omega_{ap} = +0,214$, $\Delta t = -3,01$, $T = 14400$ в уравнение (8), получим абсолютное значение частоты поверяемого генератора.

$$f = 100020,65 \pm 0,05 \text{ Hz.}$$

Определение частоты по промежутку времени между двумя наблюдениями и числу совершенных колебаний страдает тем недостатком, что не позволяет скомпенсировать погрешности наблюдений и выделить дефектные наблюдения. Увеличение числа наблюдений с помощью описанной установки сопровождается неудобствами из-за трудоемкости процесса обработки материалов наблюдения. Однако, основным недостатком примененной нами аппаратуры является то, что замена пластин в фотоаппарате требует времени не менее 10 сек. и, следовательно, установка не дает возможности получить средний отсчет за несколько секунд, крайне желательный вследствие разброса секундных сигналов образцовых часов. Конструктивное улучшение подобной аппаратуры, а именно фотографирование на ленту, увеличение скорости вращения стрелок и уменьшение экспозиции сможет дать значительное снижение погрешности сличения.

5. Сличение с помощью хроноскопа

Принципиально этот способ, как и описанный выше фотографический, сводится к точному определению числа оборотов синхронного мотора, питаемого переменным током от поверяемого генератора. Частота переменного тока f , питающего синхромотор, число зубцов ротора z и число оборотов мотора n связаны уравнением $f = zn$. Обычно при сличении число n приближенно известно. Для точного определения числа оборотов n на оси синхронного мотора укрепляется диск с отверстиями по окружности. Отверстия заклеивают целлофаном, на котором тушью наносят порядковые номера отверстий. Число отверстий на диске целесообразно делать равным числу зубцов ротора, так как в этом случае одному периоду переменного тока будет соответствовать поворот диска на одно деление, цена которого по времени равна $\tau = \frac{1}{f_0}$ сек. С одной

стороны диска устанавливают неоновую лампу, дающую кратковременные (не более 0,0005 сек.) вспышки, управляемые секундными сигналами от образцовых часов. С другой стороны через линзу при каждой вспышке наблюдают ту или иную цифру, нанесенную на целлофане.

Если синхромотор имеет целое число оборотов в секунду и секундные сигналы поступают без разброса, то при ряде последующих вспышек будем наблюдать одну и ту же цифру. В случае дробного значения числа n имеет место систематическое смещение наблюдаемых цифр.

Зная время τ , за которое диск поворачивается на одно деление, и обозначая через α порядковый номер наблюдаемого отверстия, получим для относительной поправки в момент наблюдения следующее выражение:

$$t_1 = \alpha_1 \tau = \frac{\alpha_1}{f_0} \quad (17)$$

Приращение относительной поправки за интервал времени между двумя наблюдениями — T сек, получим из уравнения

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{1}{f_0} (\alpha_2 - \alpha_1) \quad (18)$$

Подставляя уравнение (18) в уравнение (8), будем иметь для определения абсолютного значения частоты поверяемого генератора следующее уравнение

$$f = f_0 \left(1 - \frac{w_{\text{пр}}}{86400} \right) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{T} \quad (19)$$

Погрешность измерения определится выражением (12). Погрешность сличения μ_s при пользовании хроноскопом значительно меньше, чем при сличениях на хронографе или с помощью описанной выше фотографической установки. Этот способ не требует дополнительной работы, как например, обработки ленты на компараторе или проявления фотопластинки. Высокая точность визуального отсчета (порядка $\frac{1}{2f_0}$ сек), возможность осреднения ряда наблюдаемых значений для снижения погрешности за счет разброса секундных сигналов, все это дает основание рекомендовать его для внедрения в поверочную практику.

Для примера приведем описание хроноскопа, осуществленного автором и старшим лаборантом А. И. Сталичновым в лаборатории высоких частот ВНИИМ.

На рис. 3 приводится фотография измерительной установки, на рис. 4 — принципиальная схема хроноскопа.

Хроноскоп состоит из трех основных элементов: 1) синхронного мотора с диском для стробоскопического отсчета, 2) усилителя синхромотора, 3) преобразователя секундных сигналов.

Питание установки осуществляется от сети переменного тока.

Ротор синхронного мотора изготовлен из цельного куска железа. Ось вращения — горизонтальная. Число зубцов ротора равно 80, столько же отверстий имеет диск. Статор мотора отлит из чугуна. На статоре укреплены два подковообразных ведущих электромагнита и один сеточный электромагнит, необходимый для работы в режиме самовозбуждения при разгоне ротора до синхронной скорости. Сеточный электромагнит имеет две обмотки: одну для подмагничивания, вторую для получения переменного напряжения, подаваемого на сетку входной лампы усилителя.

Сеточный электромагнит можно перемещать по направлению вращения ротора, что дает возможность изменять угол сдвига фазы сеточного напряжения усилителя по отношению к его анодному напряжению и тем самым изменять величину углового ускорения при запуске мотора.

Ведущие электромагниты расположены диаметрально противоположно. Подмагничивание их происходит за счет постоянной составляющей анодного тока выходной лампы усилителя.

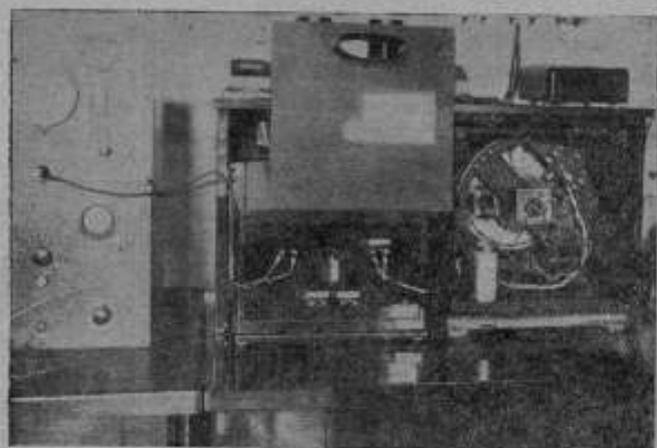


Рис. 3.

Усилитель собран на трансформаторах с двумя каскадами усиления: первый каскад на лампе типа 6С5, второй на лампе типа 6Ф6. На вход усилителя подается напряжение с частотой, подлежащей измерению.

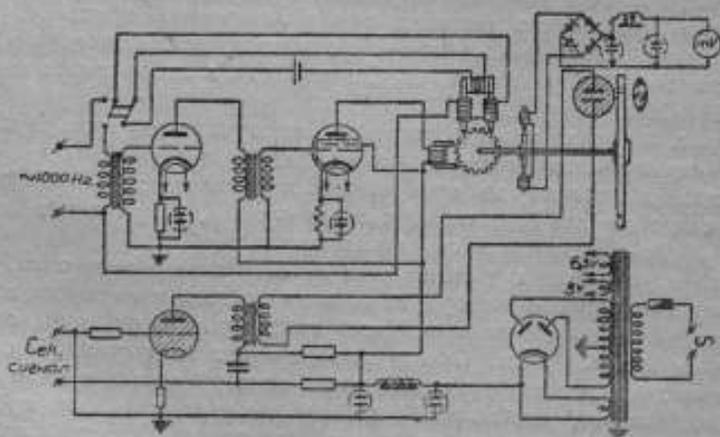


Рис. 4.

Секундные сигналы образцовых часов поступают на преобразователь с целью получения пикообразных импульсов напряжения на неоновой лампе, обеспечивающих кратковременность вспышки. Преобразователь устроен следующим образом: секундные сигналы подаются на сетку тиратрона и периодически снимают с нее отрицательное смещение.

В момент снятия с сетки отрицательного потенциала, происходит разряд конденсатора через тиратрон и обмотку повышающего трансформатора, во вторичной цепи которого включена неоновая лампа. Вследствие того, что конденсатор заряжается от выпрямителя через сопротивление, разряд конденсатора сопровождается понижением напряжения на аноде тиратрона и, следовательно, быстрым его потуханием. Через 0,1 сек схема автоматически подготавливается к преобразованию следующего сигнала. Описанный преобразователь обеспечивает получение вспышек неоновой лампы, длительностью порядка 0,0001 сек.

Синхронный мотор хроноскопа снабжен для приближенного определения числа оборотов ротора маленьким генератором переменного тока, селеновым выпрямителем и милливольтметром, имеющим градуировку: обороты ротора в секунду (рис. 4).

Рассмотрим два примера применения хроноскопа для определения абсолютного значения частот камертонных генераторов: одного — с номинальной частотой 1040 Hz, другого — 1560 Hz.

Пример 1. Номинальное значение частоты поверяемого генератора

$$f_0 = 1040 \text{ Hz.}$$

Заданная погрешность результата $\eta = 10^{-6}$.

В качестве образцовых часов применен эталон частоты (кварцевые часы) с абсолютным суточным ходом $\omega_{\text{др}} = +0,184$ сек.

Разброс секундных сигналов в пределах 0,001 сек.

Погрешность отсчета порядка 0,001 сек.

Погрешность сличения $\mu_s = 0,001 + 0,001 = 0,002$ сек.

По формуле (14) находим минимальный интервал времени между двумя наблюдениями, достаточный для проведения измерения с заданной точностью

$$T = \frac{\mu_s \sqrt{2}}{\eta} = \frac{2 \cdot 10^{-3} \sqrt{2}}{10^{-6}} = 50 \text{ мин.}$$

Подаем частоту f на вход усилителя синхромотора и разгоняем мотор до синхронной скорости. Ротор при этом будет совершать, примерно, 13 оборотов в сек. Производим наблюдение на трех последующих секундных сигналах. Отмечаем наблюдаемые цифры 22; 22; 22. Принимаем $\alpha_1 = 22$. Через 50 мин, также на трех последующих секундных сигналах, берем отсчеты: 57; 57; 57. $\alpha_2 = 57$.

Подставляя значения f_0 , $\omega_{\text{др}}$, $(\alpha_2 - \alpha_1)$ и T в уравнение (19), находим абсолютное значение частоты поверяемого генератора —

$$f = 1040 \left(1 - \frac{0,184}{86400} \right) - \frac{(-57) - (-22)}{3000} = 1040,009 \pm 0,001 \text{ Hz.}$$

Пример 2. Номинальное значение частоты поверяемого генератора $f_0 = 1560$ Hz, $\omega_{\text{др}} = +0,184$ сек. Заданная погрешность результата $\eta = 10^{-6}$. Мотор хроноскопа синхронизовать частотой 1560 Hz почти невозможно. Для снижения частоты, подаваемой на хроноскоп, поступаем следующим образом: на смесительную лампу подаем поверяемую и эталонную частоту $f_{\text{эт}}$ от эталона частоты (того же, от которого получаем секундные сигналы). Разностную частоту выделяем полосовым фильтром и измеряем ее с помощью хроноскопа также, как и в примере 1.

В нашем случае эталонная частота 1000 Hz.

Разностная частота $\delta f = f_0 - f_{\text{эт}} = 1560 - 1000 = 560$ Hz.

При определении минимального интервала времени между двумя наблюдениями следует учесть, что при сличении с помощью хроноскопа погрешность сличения μ будет увеличиваться с уменьшением измеренной частоты, оставаясь равной, например, $\frac{1}{2f_0}$ сек.

Из уравнения (14) найдем $T = 70$ мин.

Наблюдая через 70 мин за показаниями хроноскопа, получаем значения $\alpha_1 = 63$; $\alpha_2 = 7$.

Уравнение (19) полностью распространяется и на случай измерения частоты, предварительно сниженной на известную величину.

Подставляя полученные значения в уравнение (19), получим

$$f = 1560 \left(1 - \frac{0,184}{86400} \right) - \frac{(-7) - (-63)}{4200} = 1559,983 \pm 0,001 \text{ Hz.}$$

6. Заключение

Подводя итоги краткому анализу методов определения частоты высокостабильных генераторов, считаем необходимым отметить, что описанная нами компарирующая аппаратура — хронограф, синхросчасы и хроноскоп — не является единственно возможной. Выбор метода и аппаратуры необходимо производить с учетом конкретных условий, в которых предполагается осуществлять поверочную работу.

Конструктивно наиболее простая аппаратура, изготовленная по типу хронографа, обладает рядом недостатков, главными из которых являются: относительно большая погрешность сличения, значительная трудоемкость процесса обработки результатов записи и ограниченность применения хронографа, так как последний может быть применен для сличений лишь в том случае, когда поверяемый генератор снабжен устройством, понижающим частоту до значения порядка одного герца. При отсутствии понижающего устройства (как это обычно имеет место у генераторов с камертонной стабилизацией) определение частоты генератора с помощью хронографа производить невозможно.

Синхросчасы с фотокамерой и хроноскоп принципиально мало отличаются друг от друга. Они дают возможность производить измерение частоты даже в тех случаях, когда поверяемый генератор не имеет на выходе делителя частоты. Если лаборатория располагает одновременно синхросчасами и хроноскопом, то используя синхросчасы в качестве делителя частоты образцового генератора, а хроноскоп в качестве компарирующей аппаратуры, можно производить сличения частоты поверяемого генератора с известной частотой образцового высокостабильного генератора, имеющегося в лаборатории — по методу совпадений.

Непосредственное получение отсчетов с погрешностью до миллисекунды упрощает и облегчает процесс сличения. Наряду с этим универсальность применения синхросчасов дает основание рекомендовать хроноскопические методы измерения частоты для широкого внедрения в измерительную практику.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Х. Прейс и ч. О методике скорого составления предварительных сводных моментов и об экстраполяции поправок часов для нужд радиопередач времени. Издательство Академии наук, серия IV, Техническая физика, вып. 2, 1937.

2. В. С. Габель. Методы междулабораторных сравнений эталонов частоты. Сборник „Высокочастотные измерения и исследования“. ВНИИМ, 1936 г., вып. 12 (28).
3. М. Ф. Маликов. Точные измерения. Стандартгиз, 1935.
4. Н. Х. Прейнц. О хронографических методах исследования колесных прерывателей в часах. Труды ВИС, вып. 3 (19), 1933.
5. Н. Х. Прейнц. Теория и практика слнчений эталонов частоты с образцовыми часами. (См. стр. 35 настоящего сборника).
6. Л. К. Зегебарт. Новые усовершенствования в технике точных измерений частоты. Сборник материалов по контролю и стабилизации частот радиостанций, № 1 (11), 1937.
7. Ю. Н. Егоров. К вопросу об установлении акустического эталона. Временник Главной палаты мер и весов, 1930, вып. 4 (16).

В. В. КШИМОВСКИЙ И Б. Е. РАБИНОВИЧ

УСТАНОВКА ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭТАЛОННЫХ ЧАСТОТ

Во многих случаях измерений частота переменного тока входит в окончательные формулы, определяющие результат этих измерений. Сюда относятся, например, мостовые измерения (мосты Вина, Гея, Максвелла, резонансный и др.), измерения малых промежутков времени и т. п.

Как правило, каждая подобная измерительная установка питается напряжением известной частоты от вторичного эталона частоты. Последний представляет собой высокостабильный генератор (камертонный или кварцевый), имеющий необходимую рабочую частоту и достаточную мощность на выходе. Точное значение частоты вторичного эталона определяется путем сличения ее с частотой первичного эталона частоты.

Вторичные эталоны частоты предварительно хорошо исследуются. Это дает возможность гарантировать, что максимальное отклонение частоты от номинала, в промежутках между двумя контрольными поверками, не превышает определенной величины.

В одних случаях погрешность, вносимая нестабильностью вторичного эталона, много меньше, чем погрешности от других факторов, в других же — одного порядка или даже больше. Для уменьшения этой погрешности становятся на путь частых проверок вторичных эталонов, что, конечно, не является полным решением задачи.

Вторичные эталоны частоты применяют часто даже там, где имеются первичные эталоны. Между тем, последние можно было бы использовать непосредственно для питания измерительных установок эталонной частотой. Частота первичного эталона определяется с точностью, превышающей в некоторых случаях точность определения периода вращения земли при помощи астрономических приборов. Постоянство частоты современных первичных эталонов также весьма высоко. Все это позволяет положить частоту первичного эталона в основу метрологических измерений в качестве эталона одной из основных величин — времени.

Использование первичного эталона частоты для питания измерительных установок требует, во-первых, трансляции эталонной частоты к месту потребления и, во-вторых, преобразования ее, так как различные измерительные установки могут требовать различных по значению частот.

В настоящей статье описывается установка для преобразования эталонных частот, разработанная в Лаборатории высокой частоты ВНИИМ.

Описание установки

Вся установка состоит из двух частей: первая предназначена для возбуждения камертонного коммутатора моста Максвелла для измерения емкостей, вторая — для питания моста Долезалека-Вина для измерения индуктивностей. Основным требованием к обеим частям является сохранение в преобразованных частотах точности, присущей эталону частоты ВНИИМ.

Принципиальная схема всей установки изображена на рис. 1.

Эталон частоты находится в помещении Лаборатории высокой частоты. От него в Лабораторию электрических мер, в которой расположены мосты, по кабелю длиной 100—150 м передается напряжение с частотой 1000 Hz, в дальнейшем преобразовываемое в ряд напряжений с необходимыми для питания мостов частотами.

Между эталоном и линией установлен буферный усилитель (рис. 2). Ввиду того, что полное сопротивление телефонного кабеля $W \approx 100 \Omega$, для сопряжения его с наиболее выгодной нагрузкой для лампы 6Ф6 (7000 Ω) на входе линии поставлен переходной трансформатор с коэффициентом трансформации $K = 8,5$. Напряжение передаваемой частоты — около 7V; мощность незначительна (порядка нескольких милливольт).

Задачей первой части установки является получение двух напряжений с частотами 100 и 200 (или 250) Hz, при мощностях на выходе, достаточных для расщепки камертонного коммутатора моста Максвелла. Ввиду того, что форма напряжения на выходе особой роли не играет, так как камертон обладает острой резонансной кривой, для преобразования частоты применен мультивибратор (рис. 3).

Он собран по известной схеме Абрагама-Блоха на лампах металлической серии 6Ф5. Коэффициент усиления этих ламп довольно велик, поэтому во избежание больших сеточных токов взаимная связь между лампами сделана неполной, т. е. напряжение на сетку первой мульти-

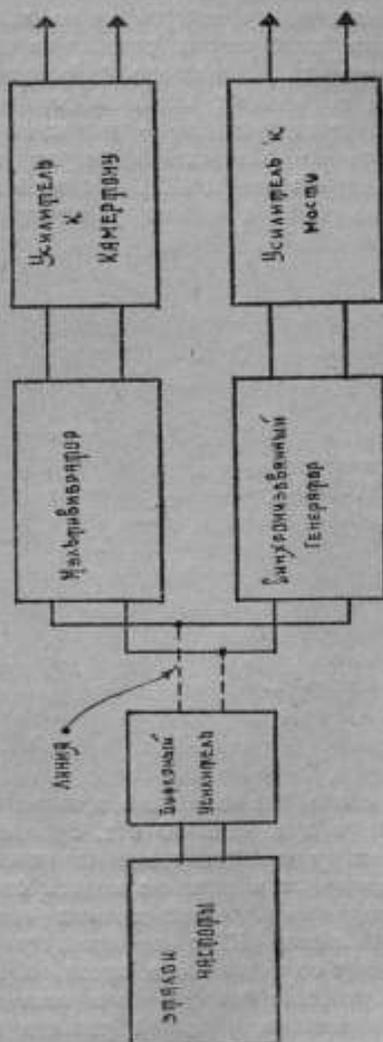


Рис. 1.

вibratorной лампы снимается с части анодной нагрузки второй лампы. Основная частота мультивибратора — 100 Hz; синхронизация происходит на десятой гармонике. Для изменения частоты мультивибратора в небольших пределах предусмотрено переменное сопротивление в 50500 Ω , включенное последовательно с одним из сеточных сопротивлений.

Синхронизирующее напряжение с частотой 1000 Hz подается с линии через входной трансформатор на сетку усилительной лампы 6К7. Анодная нагрузка этой лампы состоит из сопротивлений 0,1 М Ω и $60 \cdot 10^3 \Omega$, соединенных параллельно. Последнее включено симметрично в сеточные цепи обеих мультивибраторных ламп. Напряжение на нем осуществляет синхронизацию релаксационных колебаний. Величина синхронизирующего напряжения регулируется потенциометром 2000 Ω на входе первой лампы 6К7. Как известно, при наличии синхронизирующего напряжения частота релаксационных колебаний больше, чем ча-

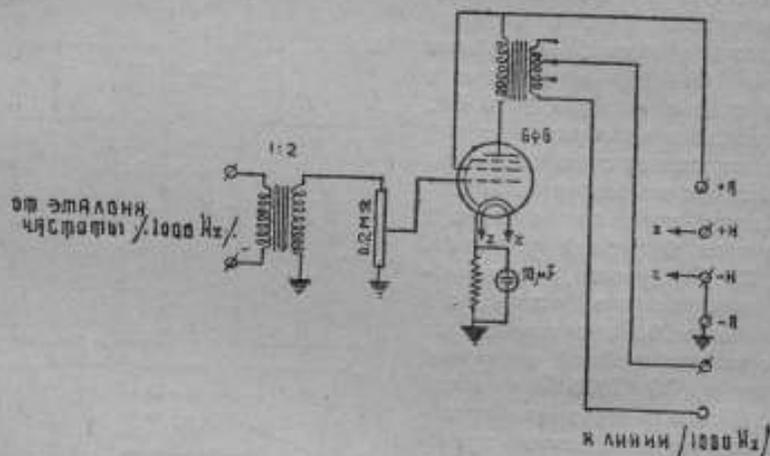


Рис. 2.

стота свободных колебаний мультивибратора. Поэтому, величина последней выбрана порядка 80 Hz. Вращением входного потенциометра доводят частоту синхронизованных колебаний до 100 Hz, причем ручку устанавливают в середине полосы синхронизации.

Напряжение релаксационных колебаний подается на сетку выходной лампы 6К7 с потенциометра 0,4 М Ω , включенного параллельно сеточному сопротивлению одной из мультивибраторных ламп. Выходная лампа работает без сеточного тока и служит, главным образом, для предотвращения обратной реакции нагрузки на работу мультивибраторных ламп.

Для уверенной раскачки камертона с укрепленным на нем вибриционным прерывателем достаточно мощность 2—3 W. С этой целью напряжение от мультивибратора усиливается двухкаскадным усилителем на лампах 6Ф5 и 6Ф6 (рис. 4).

Первая лампа имеет трансформаторный вход с регулировкой входного напряжения, выведенной на переднюю панель. Схема первого

Долезалека-Вина. Рабочие частоты моста — 250, 500 и 1000 Гц. Коэффициент должен был составлять возможно малую величину (порядка 1%). Максимальная мощность, подводимая к мосту — 5W. Необходимым

условием ставилась возможность быстрого перехода с одной частоты на другую.

В этой установке в качестве преобразователя была применена схема синхронизованного генератора.

Как известно, явление синхронизации на гармониках наблюдается наряду с генераторами релаксационных колебаний также и в обычных генераторах почти синусоидальных колебаний, если только в кривой напряжения последних содержится та гармоника, на которой происходит синхронизация. Другими словами, в форме напряжения генератора должна содержаться составляющая, равная или близкая по частоте к подводимой синхронизирующей эдс. Ширина полосы синхронизации пропорциональна величине подводимого напряжения и амплитуде гармоники, на которой происходит синхронизация. При большой величине подводимого напряжения, амплитуда гармоники может быть сделана малой при сохранении достаточно широкой полосы синхронизации. В результате, форма синхронизованных колебаний получается довольно чистой, и нужна лишь небольшая по-

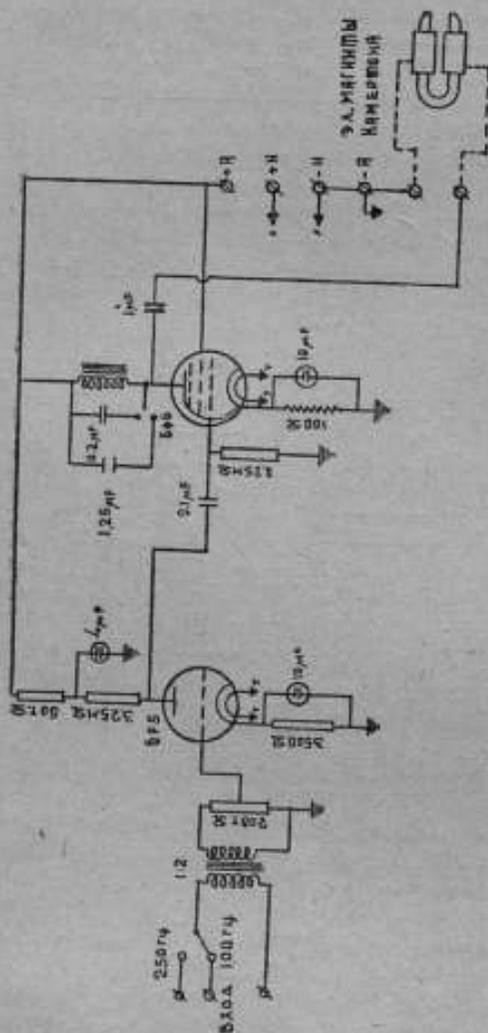


Рис. 4.

следующая селекция для получения формы, близкой к синусоидальной.

В качестве синхронизируемого генератора был выбран транзитронный генератор¹.

¹ Brunetti. The transitron oscillator PIRE v. 27, № 2, p. 88, 1939.

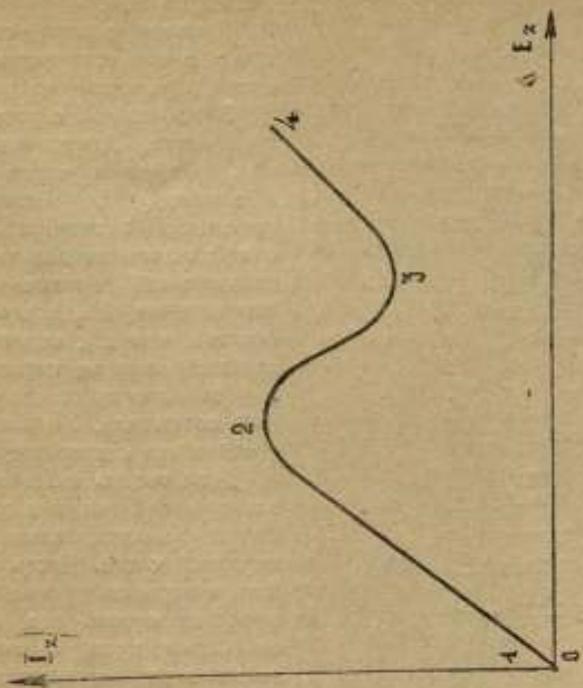
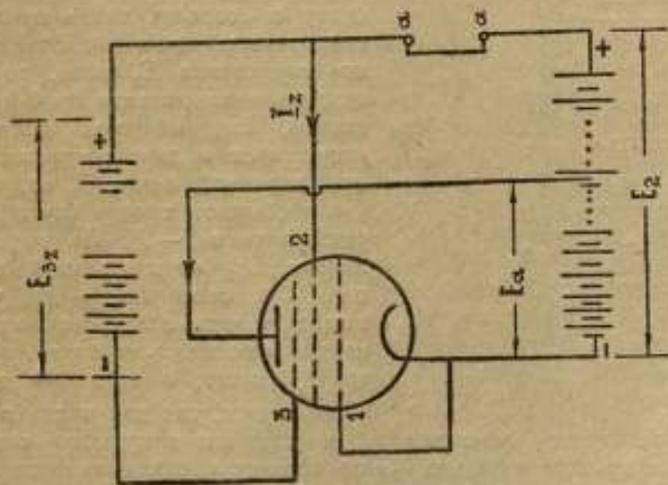


Рис. 5.

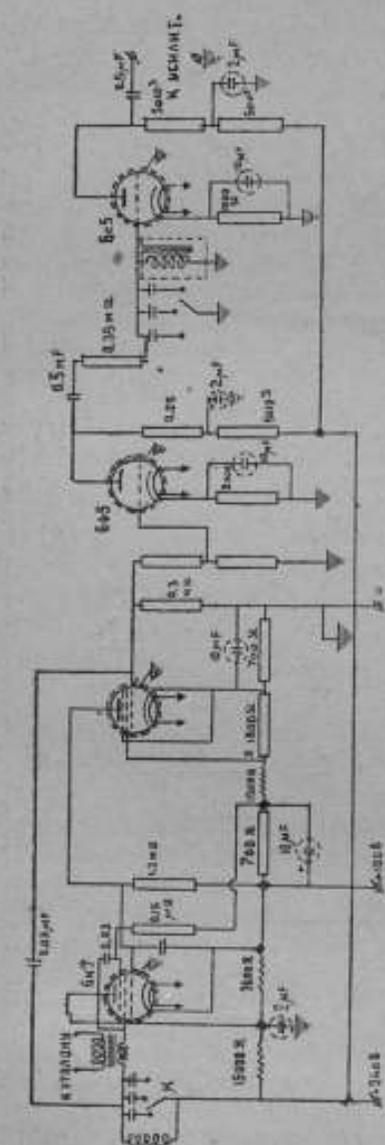
Работа такого генератора еще не описана в отечественной литературе,¹ поэтому мы считаем необходимым несколько подробнее остановиться на нем.

Принципиальная схема транзистрона и его статическая характеристика, приведены на рис. 5.

Здесь анодом служит экранирующая сетка. Антиднатронная сетка (3-я) соединена через батарею E_{32} с экранирующей сеткой так, что потенциал антиднатронной сетки относительно катода равен разности напряжений батарей ($E_{32} - E_2$). Напряжение E_{32} всегда выбирается больше чем E_2 , поэтому эта сетка заряжена всегда отрицательно. На анод задается небольшой положительный потенциал. Управляющая сетка соединяется с катодом.

Если теперь включить лампу, то электронный поток с катода устремится к положительно заряженной экранной сетке. Часть потока попадет непосредственно на сетку, а часть пролетит сквозь нее, но, встретив на своем пути к аноду отрицательно заряженную антиднатронную сетку, будет отталкиваться от нее, возвращаясь обратно на экранную сетку и создавая таким путем дополнительный ток в ней. Если экранное напряжение E_2 мало, то отрицательное напряжение на 3-й сетке велико, анодный ток полностью отсутствует и при возрастании E_2 ток экранной сетки I_2 возрастает как в обычном триоде (участок характеристики 1—2). По мере увеличения E_2 отрицательный потенциал 3-й сетки ($E_{32} - E_2$) уменьшается, и часть электронного потока начинает попадать на анод. Анодный ток I_a растет, а экранный ток I_2 уменьшается, так как число возвращающихся электронов уменьшается,

а увеличение прямого тока на экранную сетку незначительно. Этот процесс уменьшения тока I_2 при увеличении E_2 продолжается до тех пор, пока существует тормозящее



¹ Краткое описание транзистрона приведено в книге П. Н. Куксенко-Пентоды, Радиоиздат, 1937 г. *Ред.*

пале 3-й сетки, т. е. до $(E_{32} - E_3) = 0$ (участок 2—3). После этого момента отталкивание электронов прекращается, электроны свободно пролетают на анод и ток I_2 начинает снова медленно возрастать в соответствии с повышением потенциала (участок 3—4). Таким образом, на характеристике образуется падающий участок, благодаря которому, как и в динатронном генераторе, при включении контура между точками aa в последнем возбуждятся колебания, по частоте весьма близкие к его собственной частоте, если полное сопротивление контура при резонансе больше, чем абсолютная величина отрицательного сопротивления в рабочей точке.

Практическая схема, примененная в установке (рис. 6), несколько сложнее. В цепь экранной сетки лампы 6К7 включен контур, перестран-

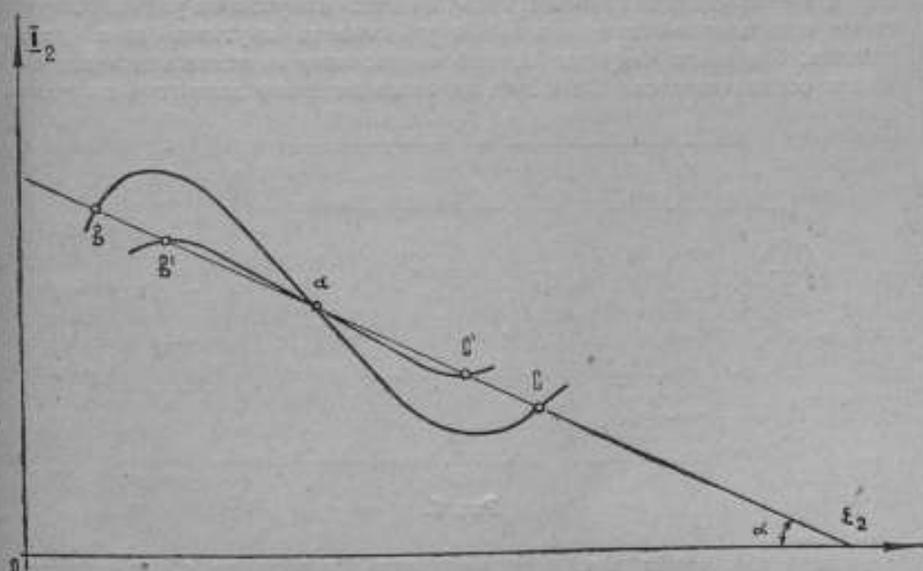


Рис. 7.

ваемый с помощью переключателя на одну из трех рабочих частот. Плавная подстройка до впадения в синхронизм производится при помощи магнетитового сердечника, ввинчиваемого в катушку контура. Синхронизирующая здесь с частотой 1000 Hz вводится в колебательную цепь последовательно с контуром через трансформатор. Все необходимые напряжения питания получают с делителя, причем во избежание слишком больших балластных токов выведен конец для подключения к части анодной батареи (+120 V). Напряжение на 3-ю сетку подается двумя путями: постоянное смещение с делителя (падение на сопротивлении 700 Ω) через $R = 0,15$ M Ω и переменная слагающая через конденсатор $C = 0,03$ μ F с экранной сетки.

В первом приближении можно считать, что амплитуда колебательного напряжения генераторов с падающей вольт-амперной характеристикой ограничивается точками пересечения характеристики с прямой, угол наклона которой определяется из равенства $\text{ctg} \alpha = Z_{\text{рез}}$ и про-

ходящей через начальную точку *a* (рис. 7). Если рабочий участок *bc* характеристики сильно отличается от прямой — это значит, что кривая колебательного напряжения будет искажена. Для уменьшения искажений нужно ограничить амплитуду колебаний с тем, чтобы она не выходила за пределы прямолинейной части. Этого можно достигнуть уменьшением крутизны падающего участка характеристики.

В транзитронном генераторе уменьшение крутизны падающего участка происходит при увеличении отрицательного смещения 1-й сетки. Это свойство транзитрона использовано для осуществления автоматической регулировки амплитуды, действующей следующим образом (см. рис. 6). Возникшее на контуре колебательное напряжение подается на сетку анодного детектора (лампа 6Ж7). Напряжение детектирования, возникающее на сопротивлении $1,2 \text{ M}\Omega$, подается минусом на управляющую сетку генераторной лампы, вызывая уменьшение крутизны падающего участка, благодаря чему дальнейшее возрастание колебательного напряжения ограничивается. Смещение на сетке анодного детектора выбрано

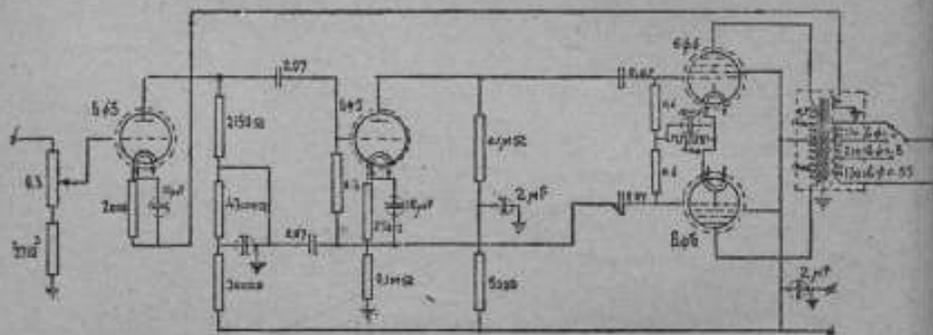


Рис. 8.

с запасом так, чтобы ток детектирования возникал не сразу, а лишь при достижении напряжением на контуре величины 2 V (так называемая, автоматическая регулировка амплитуды с задержкой). Этим достигается, во-первых, лучшая стабилизация амплитуды, а во-вторых, в форме волны обеспечивается небольшая, но достаточная, состав гармоник, необходимых для осуществления синхронизации на гармониках.

Синхронизованное напряжение на контуре имеет клирфактор $7-8\%$. Для фильтрации его предусмотрен каскад на лампе 6Ф5 с настроенным контуром в аноде. Лампа 6С5 является выходной. Кларфактор напряжения на выходе $\sim 0,5\%$.

Мощное усиление осуществляется отдельным усилителем (рис. 8).

Первая лампа 6Ф5 является входной. Второй каскад — инвертирующий, собранный по так называемой английской схеме. Целью его является получение на выходе двух сдвинутых на 180° напряжений для питания выходного двухтактного каскада. Одно из этих напряжений получается между заземлением и анодом, а второе между заземлением и катодом инвертирующей лампы. Симметрирование обоих напряжений осуществляется подгонкой входного напряжения инвертирующей лампы (падение на сопротивлении 2150Ω),

Выходные лампы работают на трансформатор с экранированной вторичной обмоткой, имеющей 3 отвода, соответствующие нагрузкам 100, 500, 1000 Ω . Для уменьшения искажений, вносимых усилителем, в нем применена противосвязь. Напряжение с дополнительной обмотки на выходном трансформаторе (2 витка) подается последовательно в противофазе с входным напряжением на сетку первой лампы, в результате чего клирфактор усилителя падает с 5% до 1,3% при 5 W на омической нагрузке. Переключатель в цепи вторичной обмотки позволяет менять число витков при разных нагрузочных сопротивлениях.

Установка показала себя удобной в эксплуатации и вполне удовлетворительно разрешила задачи, которые были поставлены при проектировании.

СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ОСТРОКОНЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТОКА

Периодические, кратковременные импульсы тока или напряжения широко используются современной техникой. В частности, в области техники токов высокой и низкой частоты они применяются для создания широкого спектра гармонических частот, который в дальнейшем может быть использован либо целиком, например, при градуировках частотных приборов, либо частично, когда из всего спектра выделяется одна или несколько нужных частот, например, при умножении частоты в передатчиках, в многоканальной телефонии и т. п.

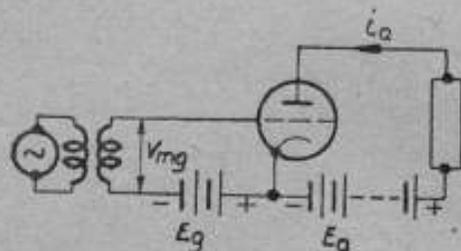


Рис. 1. Схема обычной отсечки.

При этом способе на сетку лампы задают постоянное отрицательное напряжение смещения E_k . Таким образом рабочая точка смещается левее нижнего загиба характеристики лампы. Амплитуду переменного напряжения выбирают такой величины, чтобы анодный ток существовал только некоторую долю полупериода, т. е. чтобы он представлял собою ряд импульсов.

В анодную цепь обычно включают контур, настроенный на ту гармонику подводимой частоты, которую предполагается выделить. При работе без сеточных токов схема не нагружает источник перемен-

Существующие способы получения импульсов весьма разнообразны. В области высоких частот наибольшим распространением пользуется способ отсечки синусоидального напряжения на нижнем загибе характеристики (рис. 1 и 2).

Обозначения на рисунках одинаковые и пояснений не требуют.

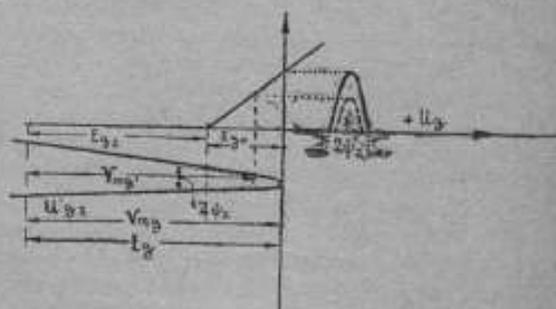


Рис. 2.

ной электродвижущей силы возбуждения, что наряду с простотой схемы способствует ее широкому распространению.

Однако, в том случае, когда стоит задача получения весьма широкого спектра гармонических частот с медленно убывающей амплитудой по мере возрастания номера гармоники, другими словами, задача получения очень кратковременных импульсов, эта схема оказывается неудобной, так как для получения малых углов отсечки приходится сильно увеличивать напряжения возбуждения и смещения. Кроме того, при весьма малых углах отсечки работа схемы будет неустойчива, так как угол отсечки будет относительно сильно меняться при сравнительно малых процентных изменениях амплитуды возбуждения и режима лампы. Проиллюстрируем это примером (см. рис. 2).

Положим угол отсечки $\psi_2 = 20^\circ$,

$$\cos \psi_2 = 0,94 = \frac{E_{g2}}{U_{mg}}$$

$$U_{mg} - E_{g2} = 0,06 U_{mg}.$$

Имея в виду пентоды,

$$I_m \cong S(U_{mg} - E_{g2}) = 0,06 S U_{mg}.$$

Посмотрим, что произойдет, если амплитуда напряжения возбуждения U_{mg} уменьшится на сравнительно небольшую величину -5% , (1) и этом же смещении $E_g = E_{g1} + E_{g2}$

$$U_{mg}' = 0,95 U_{mg}$$

$$\cos \psi_1' = \frac{E_{g1}}{U_{mg}'} = \frac{E_{g2}}{0,95 U_{mg}} = \frac{0,94}{0,95} = 0,99.$$

$$\psi_1' = 7^\circ.$$

$$U_{mg}' - E_{g2} = 0,01 U_{mg}' \cong 0,01 U_{mg},$$

$$I_m' \cong 0,01 S U_{mg}.$$

Как видим: 1) угол отсечки уменьшился в 3 раза, 2) амплитуда импульса анодного тока упала в 6 раз. Если бы вместо уменьшения имело место возрастание амплитуды возбуждения, то это легко привело бы к появлению сеточного тока, что недопустимо.

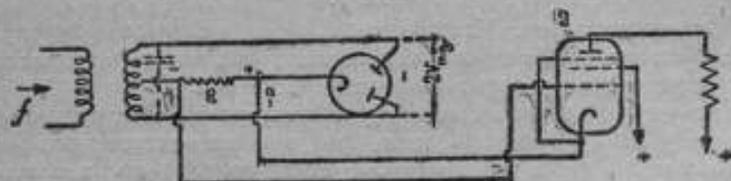


Рис. 3.

Все это ограничивает применение рассматриваемой схемы для получения малых углов отсечки.

В лаборатории высокой частоты ВНИИМ была разработана схема, позволяющая получать весьма кратковременный импульс при большой устойчивости амплитуды.

Эта схема работает следующим образом (рис. 3).

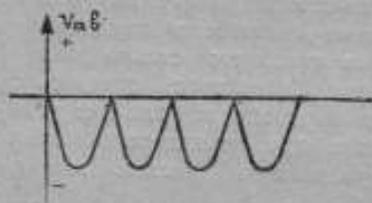


Рис. 4.

Подводимое напряжение возбуждения частоты f подается через трансформатор на двухполупериодный детектор, нагрузочное сопротивление которого R не зашунтировано емкостью. Напряжение на этом сопротивлении будет иметь форму, изображенную на рис. 4. Это напряжение подается минусом на сетку лампы, характеристика которой у нижнего конца имеет по

возможности резкий загиб. Анодный ток этой лампы будет иметь вид импульсов при малых углах отсечки (рис. 5), приближающихся по

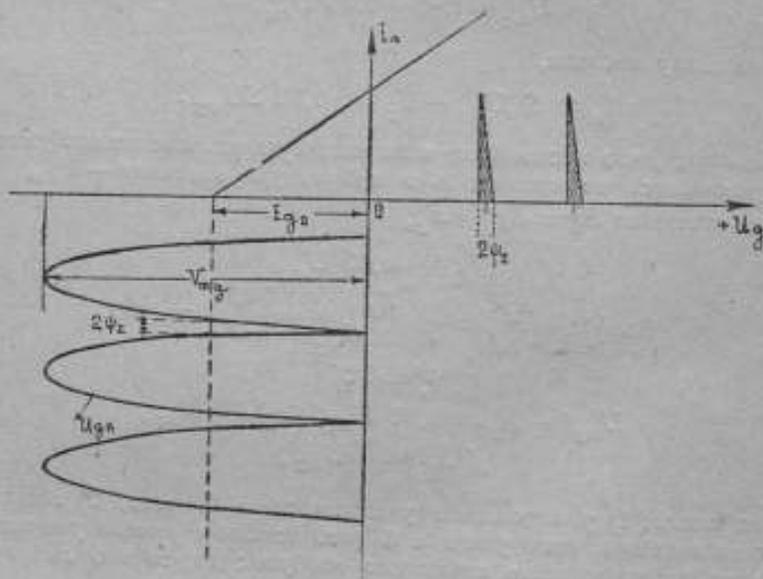


Рис. 5.

форме к треугольным. Частота следования импульсов будет вдвое больше частоты подводимого напряжения, так что гармонические частоты будут следовать через интервалы частоты $2f$.

Из полученной таким образом серии импульсов может производиться либо выделение нужной гармоники при помощи настроенного контура в анодной цепи, либо же импульсы тока могут быть использованы непосредственно как таковые.

По сравнению с обычным способом отсечки, данный способ имеет следующие преимущества:

1. Амплитуда импульса анодного тока не меняется при изменении подводимого напряжения, так как она определяется лишь положением

нижнего загиба характеристики лампы. При изменении подводимого напряжения меняется лишь угол отсечки.

2. Существует, по принципу действия, гарантия от возникновения сеточного тока при изменениях режима.

3. Нет необходимости в батарее смещения.

4. Для получения одного и того же угла отсечки в описываемом способе требуются гораздо меньшие подводимые напряжения. Проверим это для одной и той же лампы.

При обычном способе (см. рис. 2)

$$\cos \varphi_2 = \frac{E_{г1}}{U_{mg1}} = \frac{U_{mg1} - E_{г1}}{U_{mg1}} = 1 - \frac{E_{г1}}{U_{mg1}}$$

$$U_{mg1} = \frac{E_{г1}}{1 - \cos \varphi_2}$$

При описываемом способе (см. рис. 5)

$$\sin \varphi_2 = \frac{E_{г1}}{U_{mg1}}$$

$$U_{mg1} = \frac{E_{г1}}{\sin \varphi_2}$$

Таким образом для получения одного и того же угла отсечки отношение амплитуд напряжения возбуждения на сетках ламп обеих схем

$$\frac{U_{mg2}}{U_{mg1}} = \frac{1 - \cos \varphi_2}{\sin \varphi_2}$$

Если учесть, что напряжение, подводимое к двухполупериодному детектору, должно быть вдвое больше, чем необходимое напряжение на сетке лампы, то отношение подводимых амплитуд при обоих способах будет

$$\frac{U_{mg2}}{U_{mg1}} = 2 \cdot \frac{1 - \cos \varphi_2}{\sin \varphi_2}$$

На рис. 6 изображена функция $\frac{U_{mg1}}{U_{mg2}} = \varphi(\varphi_2)$, характеризующая выигрыш, даваемый нашей схемой в зависимости от угла отсечки. Как видно, при малых углах отсечки выигрыш может вырасти в 10 и более раз.

5. Наконец, треугольный импульс дает, при том же угле отсечки, более равномерный спектр высших гармоник, чем синусоидальный.

К недостаткам схемы следует отнести то, что она нагружает источник переменной эдс. С точки зрения уменьшения этой нагрузки сопротивление R следует брать по возможности большим.

Однако, здесь следует иметь в виду следующие обстоятельства.

Рассматриваемая нами схема была идеальной. Практически всегда существует емкость $C_{гk}$, шунтирующая сопротивление R (рис. 7).

Это приводит к тому, что гармонические составляющие, период колебания которых меньше, чем постоянная времени $RC_{гк}$, будут шунтироваться емкостью и, следовательно, амплитуды высоких частот в спектре будут сильно уменьшены.

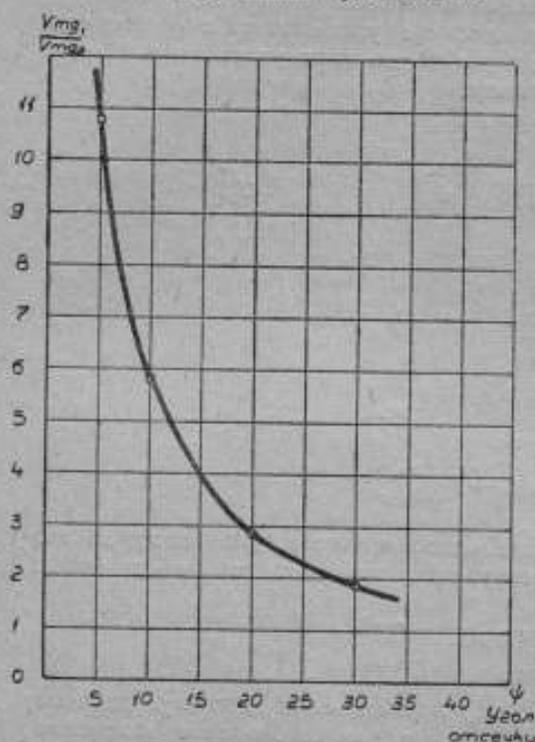


Рис. 6.

Отсюда следует, что для получения импульсов, содержащих возможно более высокие гармонические составляющие, нужно выбирать лампу, в которой происходит отсечка, с возможно малой входной емкостью, а также брать наименьшее нагрузочное сопротивление R .

Описанная схема может быть изменена с тем, чтобы получать в анодной цепи импульсы с частотой следования, равной частоте подводимого колебания (рис. 8). Для этого параллельно одному из диодов присоединяется небольшая емкость C , благодаря чему через сопротивление R потечет синусоидальный ток основной частоты f . Так как емкость C мала и емкостное сопротивление много больше R , то фаза протекающего тока основной частоты, как и падение напря-

жения на сопротивлении R , будут сдвинуты на угол $\text{arctg} \varphi = \frac{1}{\omega CR} \cong 90^\circ$ по отношению к эдс на вторичной обмотке трансформатора (рис. 9, кривая б). В то же время токи детектирования находятся в фазе с эдс на вторичной обмотке (кривая а). Суммарная кривая напряжения на сопротивлении изображена кривой в. Как видно, оно будет иметь форму пиков, чередующихся по величине, причем большие из них заходят в область положительных напряжений по отношению к сетке отсекающей лампы. Если подобрать конденсатор C так, чтобы амплитуда добавочного синусоидального напряжения равнялась $\frac{E_{г0}}{2}$ (рис. 10), и задать на сетку отсекающей лампы смещение,

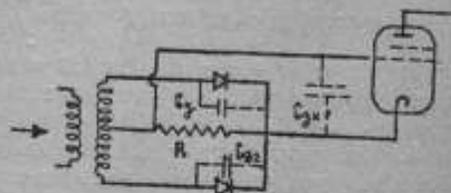


Рис. 7.

равное этой же величине, то будет иметь место отсечка только одного импульса из двух, и частота следования импульсов в анодной цепи будет равна частоте напряжения возбуждения. Гармонические составляющие будут следовать в этом случае через интервал, равный f .

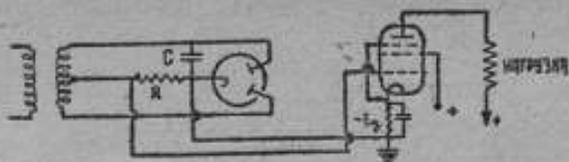


Рис. 8.

Следует отметить также влияние на работу схемы паразитных емкостей C_{K1} и C_{K2} , параллельных диодам.

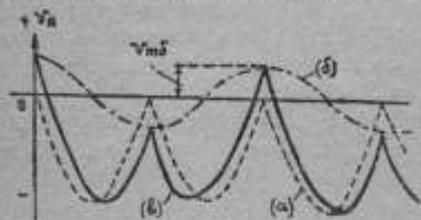


Рис. 9.

Если они неодинаковы, то на сопротивлении R появляется дополнительное синусоидальное напряжение, которое может расстроить работу схемы. Для устранения этого нежелательного явления, эти емкости следует симметризовать так, чтобы мост, составленный двумя половинами вторичной обмотки трансформатора и емкостями C_{K1} и C_{K2} , оказался в равновесии.

Если они неодинаковы, то на сопротивлении R появляется дополнительное синусоидальное напряжение, которое может расстроить работу схемы. Для устранения этого нежелательного явления, эти емкости следует симметризовать так, чтобы мост, составленный двумя половинами вторичной обмотки трансформатора и емкостями C_{K1} и C_{K2} , оказался в равновесии.

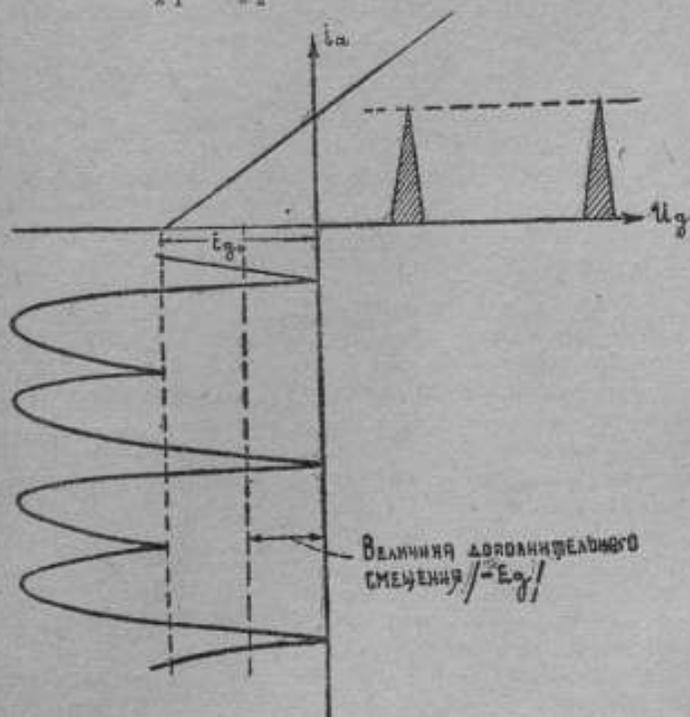


Рис. 10.

Вместо двух отдельных ламп могут быть использованы комбинированные лампы: двойной диод триод, двойной диод пентод и т. д. (рис. 11).

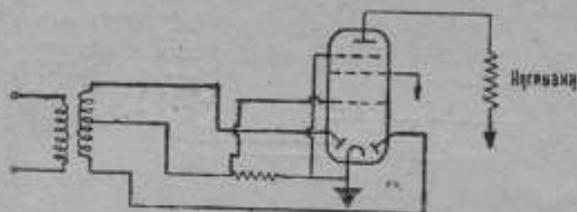


Рис. 11.

В заключение укажем, что описанная схема хорошо работала в качестве генератора гармоник. Например, при измерении частоты по методу биений на гармониках, достаточных по амплитуде, биения получились на

100-й гармонике (основная частота 100-кГц) при использовании комбинированной лампы — 6Р7. Подводимое напряжение к диодам равнялось 40 В, нагрузочное сопротивление $R = 20000 \Omega$.

Применяя лампы с меньшей входной емкостью, типа желудевых, можно значительно увеличить верхний диапазон частот, вплоть до ультра-коротких волн.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ НЕКОТОРЫХ ИЗОЛИРУЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ ПРИ НАЛОЖЕНИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

1. Введение

Изолирующие материалы в цепи переменного тока обычно нагреваются. В большинстве жидких диэлектриков это нагревание объясняют расходом энергии тока на работу вращения электрических диполей. Мощность диэлектрических потерь определяется из соотношения

$$P = \frac{\omega CU^2}{1 + \omega^2 Cr^2} \omega Cr = \frac{\omega CU^2}{1 + \text{tg}^2 \delta} \cdot \text{tg} \delta, \quad (1)$$

если рассматривается емкость, включенная последовательно с сопротивлением r , или из соотношения

$$P = \frac{U^2}{r} = \omega CU^2 \text{tg} \delta, \quad (2)$$

в случае схемы с параллельным включением. В обоих случаях потери диэлектрика определяются величиной эквивалентного сопротивления r или R , поэтому за характеристику потерь принимают обычно множитель

$$\text{tg} \delta = \omega Cr = \frac{1}{\omega CR}, \quad (3)$$

называемый тангенсом угла потерь.

В указанных соотношениях ω — угловая частота, C — емкость конденсатора, U — приложенное к конденсатору напряжение, r или R — сопротивление, эквивалентное диэлектрическим потерям.

Для практических целей весьма важно знать величину $\text{tg} \delta$ в широкой области частот и температур, так как у большого количества жидкостей наблюдается максимум (иногда не один), в частотном и в температурном ходе $\text{tg} \delta$. Этому вопросу в литературе посвящено много экспериментальных исследований, подтверждающих в той или иной степени дипольную теорию диэлектриков.

Другой наиболее характерной величиной для диэлектрика является его диэлектрическая проницаемость ϵ . В частотном ходе наблюдается спадение ϵ при увеличении частоты. Наибольшее уменьшение ϵ совпадает с максимумом $\text{tg} \delta$ в согласии с теорией Дебая. Исследования ϵ при электрическом наложении, проведенные Ратновским [1], Герверг [2], Герверг и Потш [3], Малш [4], Кауш [5], в большинстве опытов подтвердили выводы Дебая [6,7].

Вследствие некоторых особенностей методики измерений и своеобразия поведения диэлектриков при ультра-высоких частотах, целесообразно разграничить исследования $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ в зависимости от частоты на две группы: 1) исследования в области длинных и коротких волн и 2) исследования в области ультра-коротких волн.

Настоящая работа относится к первой группе.

2. Постановка задачи

Согласно дипольной теории потери в диэлектриках объясняются следующим образом [8].

Если диэлектрик находится в постоянном электрическом поле, то на каждый диполь с электрическим моментом μ действует вращающий момент, стремящийся установить его в направлении внешнего поля. Величина составляющей момента μ в направлении поля равна $\mu \cos \theta$, если θ — угол между осью диполя и внешним полем.

Среднее значение момента μ в направлении внешнего поля получается

$$\bar{\mu} = \frac{\mu^2}{3kT} E. \quad (4)$$

Если действует переменное поле $E = E_0 e^{j\omega t}$, то средний момент в направлении поля будет комплексный

$$\bar{\mu} = \frac{1}{1 + j\omega\tau} \cdot \frac{\mu^2}{3kT} \cdot E_0 e^{j\omega t}, \quad (5)$$

а это указывает на существование разности фаз между μ и внешним полем E ; следовательно, диэлектрическая проницаемость ϵ также является комплексной величиной $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$, причем

$$\frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \operatorname{tg} \delta = \omega\tau C = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty a^2}, \quad (6)$$

где $a = \frac{\epsilon_0 + 2}{\epsilon_\infty + 2} \omega\tau$, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость при постоянном напряжении, ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость при высокой частоте, τ — время релаксации.

При высоких частотах диполи не успевают поворачиваться, энергия тока не расходуется, $\operatorname{tg} \delta$ стремится к нулю. При низких частотах поворот диполей совершается в течение небольшой доли периода внешнего поля, следовательно, расход энергии на эти вращения не велик, и $\operatorname{tg} \delta$ имеет малые значения. В промежуточной области частот, когда период внешнего поля близок к периоду собственных колебаний диполей, последние начинают отставать от внешнего поля, на их вращение затрачивается много энергии, и $\operatorname{tg} \delta$ приобретает максимальное значение. Подобные рассуждения приводят к максимуму $\operatorname{tg} \delta$ и в температурном ходе. По величине максимума $\operatorname{tg} \delta_m$ находят частоту, со-

ответствующую этому максимуму, затем из соотношения $f_m = \frac{1}{2\pi\tau}$, где τ — время релаксации и, наконец, величину радиуса молекул

$$a = \sqrt[3]{\frac{\epsilon kT}{4\pi^2\eta}}$$

где η — вязкость жидкости при данных условиях.

Экспериментальные данные Рэс [9] по тяжелым минеральным маслам приводят к хорошему согласию с теоретическими расчетами в отношении радиуса молекулы и $\text{tg}\delta_m$, найденного из значений ϵ_0 и ϵ_∞ . Орнштейн и Вильямс [10] из измерений эффекта Керра в трансформаторных маслах нашли частотную и температурную зависимость $\text{tg}\delta$ в согласии с теорией Дебая. Температурный ход $\text{tg}\delta$ в пленках из олифы при различной степени их просушки объяснен на основании дипольной теории в работах Кобеко [11] и Кувшинского [12].

Данные Китчина и Миллера [13] для касторового масла и канифоли определяют правильный порядок величины радиуса молекулы, но $\text{tg}\delta$ в два раза меньше теоретического значения. Подобные же расхождения дают опыты Кирша и Рибеля [14]. Однако расхождение теории с опытом нужно считать допустимым, так как теория охватывает только газообразное состояние; распространяя ее на жидкости, нельзя ожидать точного совпадения результатов теории с данными опыта. Качественное согласие установлено.

Мы полагаем совершенно целесообразной постановку следующей задачи: исследовать влияние высокого постоянного электрического поля на величину максимума $\text{tg}\delta$ в частотном ходе.

Изменение диэлектрической проницаемости при электрическом насыщении исследовано рядом указанных выше авторов в пределах полей до 100 kV/cm; при этом изменение ϵ выражалось величинами порядка 0,01—0,001%. Так как изменения ϵ в частотном ходе вообще не велики и выражаются только в уменьшении ϵ при увеличении частоты, в то время как $\text{tg}\delta$ переходит через максимум, значение которого иногда в 15—20 раз больше, чем в смежных областях частот, то нужно полагать, что $\text{tg}\delta$ будет во много раз чувствительнее к воздействию электрического поля, чем ϵ . Если выбрать метод, позволяющий заметить изменения в 0,05%, то понижение максимума $\text{tg}\delta$ при наложении поля указанного выше порядка должно быть обнаружено.

3. Экспериментальная установка

Опишем принципиальную схему и особенности ее, связанные с наличием высокого постоянного поля.

На рис. 1 представлена принципиальная схема измерительной установки. L_g — катушка генератора, L — катушка измерительного контура, T — терморезистор, G — гальванометр, C — конденсатор без потерь с устройством для тонкой настройки контура в резонанс с генератором, C' — дополнительный слюдяной конденсатор на 400—600 пФ, C_1 — конденсатор с испытуемым диэлектриком, A — подводка постоянного напряжения, $1, 2, 3$ — ртутные контакты, M — заземление.

В случае, когда $\operatorname{tg} \delta < 0,01$, сопротивление, эквивалентное диэлектрическим потерям, определяется по формуле

$$r_2 = r_1 \frac{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_2} - 1}}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1} - 1}}, \quad (7)$$

где α_0 — отклонение гальванометра, когда в измерительном контуре конденсатор без потерь, α_2 — отклонение гальванометра при включении конденсатора с испытуемым диэлектриком, α_1 — отклонение гальванометра при включении между зажимами (2, 3) безреактивного сопротивления r_1 .

Тангенс угла потерь подсчитывается по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = 2 \pi f r_2 \cdot C \cdot 10^{-9}, \quad (8)$$

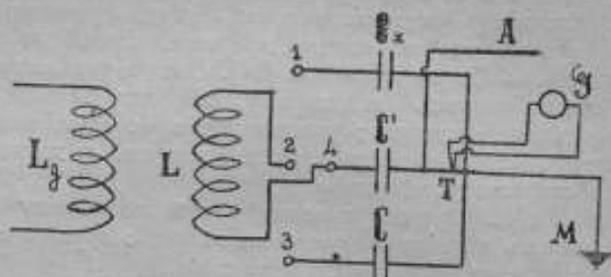


Рис. 1. Схема измерительной установки.

где f — частота в килogerцах, C — емкость в микромикрофарадах, r_2 — сопротивление в омах. Диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \frac{C}{C_0}$, где C_0 — емкость конденсатора после удаления из него испытуемого диэлектрика (C_0 — измеряется методом биеяния).

Для $\operatorname{tg} \delta > 0,01$ сопротивление r_2 определялось по формуле

$$r_2 = \frac{r_1 \left(\sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} - 1 \right) - r_2 \left(\sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} - 1 \right)}{\sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} - \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}}, \quad (9)$$

где α_2 — отклонение гальванометра при включении между зажимами (2, 3) безреактивного сопротивления r_2 .

Измерительная установка состоит из генератора, измерительного контура и волномера.

1) Генератор незатухающих колебаний — мощностью порядка 5 W с диапазоном частот от 10^4 до $1,5 \cdot 10^7$ Hz. Для точной настройки использован конденсатор малой емкости. Катушка и провода крепились на жестком каркасе. Питание накала и анодов генератора производилось от батарей аккумуляторов.

2) Измерительный контур содержит:

а) Катушки однослойные, диаметром 15—20 см, из посеребренной медной трубки, диаметром 6—8 мм, при малом числе витков, и из посеребренной медной проволоки — при большом числе витков; намотка на жестком каркасе.

б) Образцовый конденсатор переменной емкости фирмы Selinger с кварцевыми изоляторами емкостью 100—350 μF — в качестве конденсатора без потерь.

в) Конденсатор для наполнения испытуемой жидкостью — из круглых латунных дисков — нижний диаметром 12 см, верхние диски диаметром 10, 6 и 4 см каждый. Верхние диски имеют по три выступа m для подставок n из стекла. Устройство видно из рис. 2. Зажимы CC служат для включения в цепь измерительного контура.

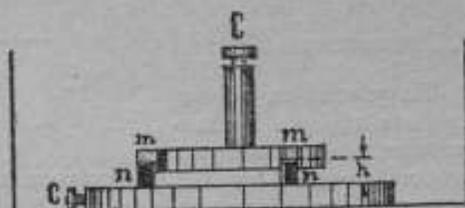


Рис. 2 а, б. Измерительный конденсатор.

Нижний диск помещается на дне в стеклянном сосуде, в который наливается испытуемая жидкость. На диске в трех местах размещены изоляторы n одинаковой высоты с таким расчетом, чтобы они оказались под выступами m верхнего диска. На этих изоляторах устанавливался верхний диск. Разность между высотой подставок n и глубиной выемок h снизу под выступами m представляет толщину диэлектрической прокладки. Чтобы между обкладками конденсатора не оказалось

пузырьков воздуха, верхний диск предварительно покрывают слоем испытуемой жидкости.

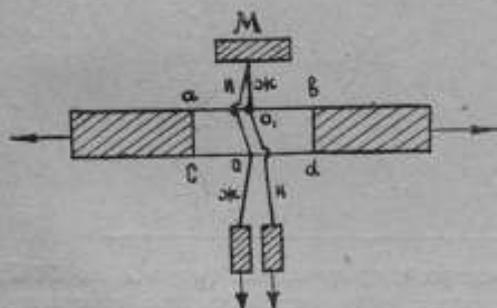


Рис. 3. Термопара системы М. С. Чмутина.

ишем, не зависящим от частоты в пределах до $1,5 \cdot 10^7$ Нз. Для уменьшения сопротивления автор сконструировал термопару из двух последовательно соединенных термопар при параллельных подогревателях ab и cd (рис. 3). Первая термопара получается в середине нижнего подогревателя в спаяе 0 , вторая — в середине верхнего подогревателя в спаяе 0_1 . Пластика M служит местом соединения термопар и имеет комнатную температуру. Индикатором тока в цепи термопары служит большой зеркальный гальванометр Siemens & Halske, чувствительностью $0,8 \cdot 10^{-9} \frac{\text{A}}{\text{мм}}$ при $l = 1$ мм.

д) Безиндукционные и беземкостные сопротивления изготовлены из констатовой проволоки диаметром 0,05 мм. Такие сопротивления не обладают заметным скин-эффектом в исследуемой области частот. Конструкция сопротивления видна из рис. 4 [16].

3) Волномер для измерения частоты генератора гетеродинного типа фирмы Telefunken, тип K-126.

4. Проведение опытов

На установке, служащей для проверки конденсаторов, была измерена емкость измерительного конденсатора при употреблении различных подставок λ и трех верхних дисков. Результаты сведены в табл. 1.

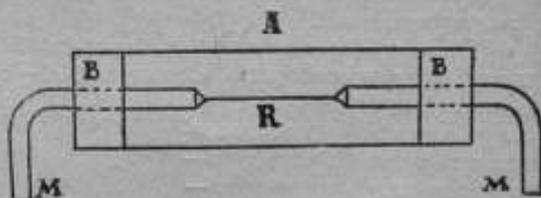


Рис. 4. Безреактивное сопротивление.

Таблица 1

Емкость измерительного конденсатора без диэлектрика

Емкость конденсатора в микромикрофарадах			Размер подставок в миллиметрах
$r = 5$ см	$r = 3$ см	$r = 2$ см	
350,6	103,3	240,9	1,54
257,7	84,9	108,2	1,61
217,8	69,7	64,5	1,69
185,8	60,8	50,7	1,74
148,9	50,72	37,11	1,84
122,3	42,80	28,94	1,95
111,0	39,00	25,33	2,02
92,7	33,39	20,83	2,16
58,2	22,17	12,83	2,67
50,28	19,50	11,28	2,92

Проверка набора безиндукционных сопротивлений (от 0,48 до 54 Ω) произведена была следующим путем: при данной частоте генератора и заданных величинах емкости, индуктивности и связи измерительного контура с генератором сняты резонансные отклонения α гальванометра, соответствующие различным, включаемым в контур, безиндукционным сопротивлениям r , и построен график зависимости r от α . При изменении частоты, параметров контура и связи получен ряд кривых, подобных приведенным на рис. 5. Их плавность и симметричность в расположении указывают на полную удовлетворительность изготовленных сопротивлений.

Во избежание емкостных влияний, вносимых наблюдателем, последний располагался на расстоянии 1,5—2 м от генератора и измерительного контура. Точная настройка при этом осуществлялась при помощи шнура и стержня.

Симметричность измерительного контура относительно замещающихся конденсаторов C_x и C (см. рис. 1) была проверена путем взаимной перестановки этих конденсаторов в схеме. Заметных влияний при этом не обнаружено в пределах частот $6 \cdot 10^4 - 1,5 \cdot 10^7$ Hz.

Постоянное напряжение подводилось от кенотронного выпрямителя. В подводящем проводе наблюдалось небольшое поглощение энергии измерительного контура, но влияния на величину $\text{tg } \delta$ и ϵ оно не оказывало.

Стабильность генератора наблюдалась по чистоте тона биений с волномером.

Измерения производились следующим образом. Зажимы (1, 2) соединялись накоротко, и генератор настраивался в резонанс с измери-

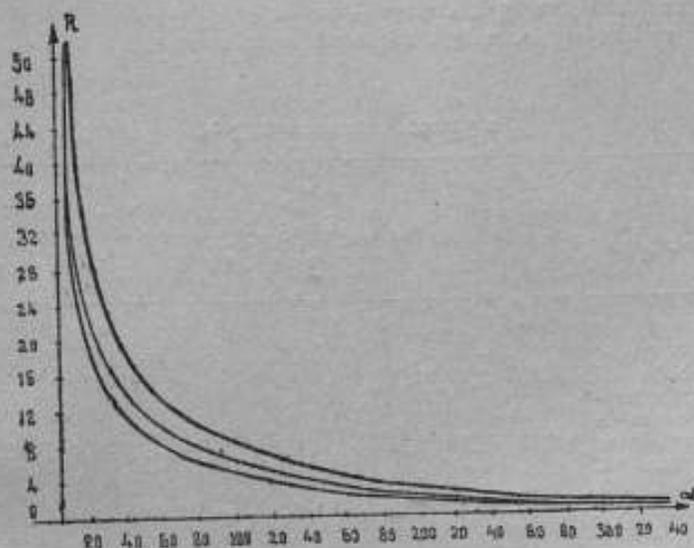


Рис. 5. Кривые зависимости между отклонениями гальванометра и сопротивлениями.

тельным контуром. Затем закорачивались зажимы (2, 3) и путем изменения емкости C измерительный контур настраивался на резонанс с генератором, причем подбиралась такая связь, чтобы отклонение α_0 занимало по возможности всю шкалу. Снова закорачивались зажимы (1, 2) и снимался отсчет α_0 , соответствующий резонансному значению тока при испытуемом конденсаторе C_x в цепи. Затем зажимы (2, 3) соединялись через такое сопротивление, чтобы при резонансе отклонение α_1 было по возможности близко к значению α_0 . Параллельно снимались отсчеты по волномеру и конденсатору для определения емкости и частоты. По формуле (7) подсчитывалось эквивалентное сопротивление, а затем $-\text{tg } \delta$ и ϵ . При больших потерях расчет производился по формуле (9). Далее измерения повторялись при наличии в конденсаторе постоянного высокого напряжения.

Чтобы обнаружить влияние поля на максимум $\operatorname{tg} \delta_m$ достаточно было заметить изменение α , при включении постоянного напряжения. На опыте никаких изменений α , не наблюдалось.

5. Результаты опытов и заключение

Исследования были подвергнуты следующие вещества: 1) трансформаторное масло, 2) смесь — 50% трансформаторного масла и 50% канифоли, 3) смесь — 55% вазелинового масла и 45% канифоли, 4) тяжелое минеральное масло, 5) касторовое масло, 6) парафиновое масло. Результаты исследований представлены на рис. 6—10. На всех графиках слева — масштаб для $\operatorname{tg} \delta$, справа — для ϵ .

В парафиновом масле $\operatorname{tg} \delta$ не велик и постояен.

Таблица 2

Результаты измерений $\operatorname{tg} \delta_m$

Название диэлектрика	По графикам: $\operatorname{tg} \delta_m$	ϵ_0	ϵ_∞	$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{2\epsilon_0} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_\infty}}$	$\tau = \frac{1}{2\pi f_m}$	Постоянное напряжение в сг _э ед.
Трансформаторное масло	0,00125	2,20	2,18	0,004	0,21 · 10	230
50% трансформат. масла и 50% канифоли	0,0216	2,54	2,35	0,040	2,7 · 10	187
55% вазелинов. масла и 45% канифоли.	0,026	2,70	2,50	0,039	2,1 · 10	257
Тяжелое минеральное масло	0,0187	2,85	2,30	0,0188	0,5 · 10	163—230

Большое расхождение для трансформаторного масла следует отнести за счет ненадежности измерений, так как максимум для него лежит близко к ультра-коротковолновой области.

В трех первых случаях удовлетворительного совпадения нет. В последнем случае совпадение блестящее. Для тяжелого минерального масла это подтверждается также опытами Рэс [9].

Ни в одном из наблюдаемых случаев уменьшения $\operatorname{tg} \delta_m$ вследствие приложенного постоянного электрического поля не обнаружено. Постоянное поле, как видно из табл. 2, не превышало 77 кВ/см, так как дальнейшее увеличение его вело к пробое.

Результат работы оказывается в противоречии с теорией Дебая. Однако, на этом основании нельзя еще сделать строгих заключений о пригодности теории, так как для данных масел более полного электрического насыщения достигнуть оказалось невозможным.

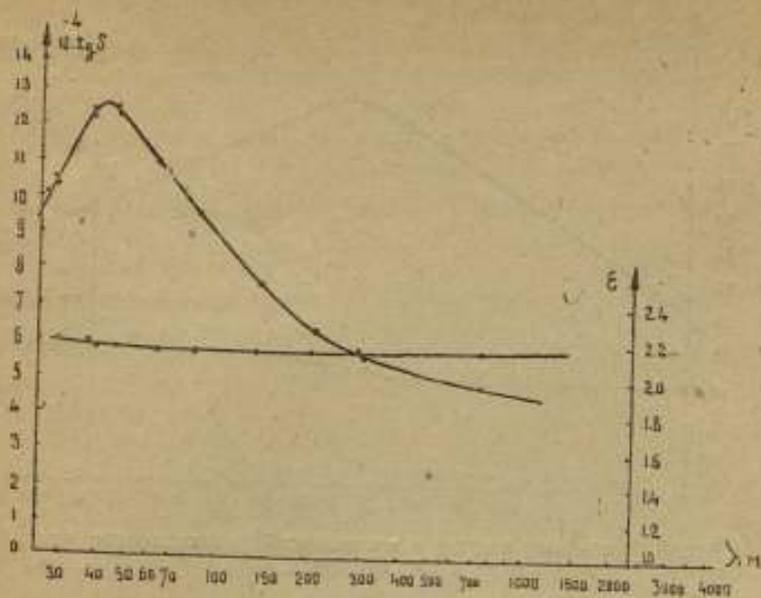


Рис. 6. Частотный ход $\text{tg}\delta$ и ϵ в трансформаторном масле.

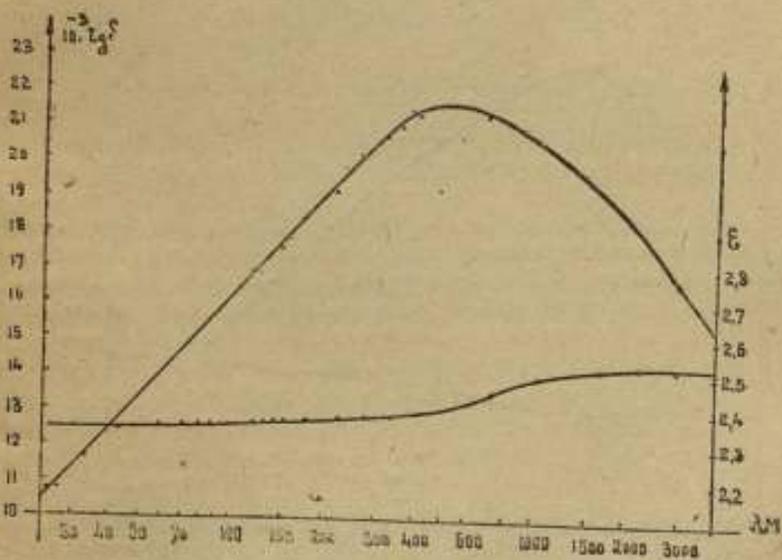


Рис. 7. Частотный ход $\text{tg}\delta$ и ϵ в смеси: 50% трансформаторного масла и 50% керосина.

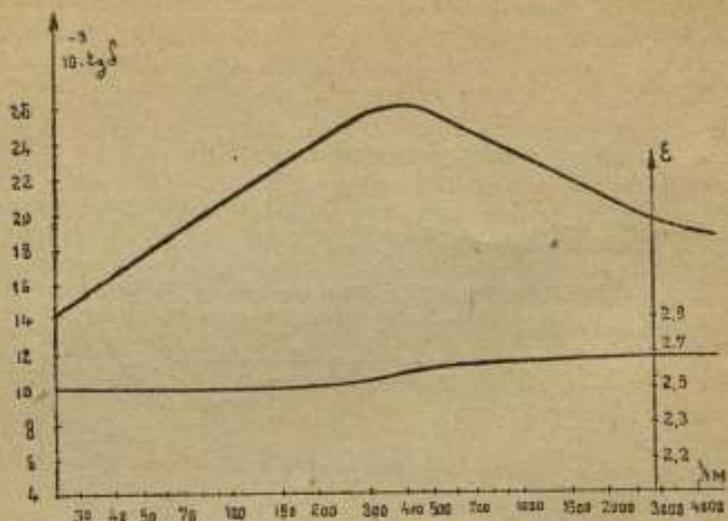


Рис. 8. Частотный ход $\text{tg} \delta$ и ϵ в смеси: 55% вазелиновое масло и 45% канифоли.

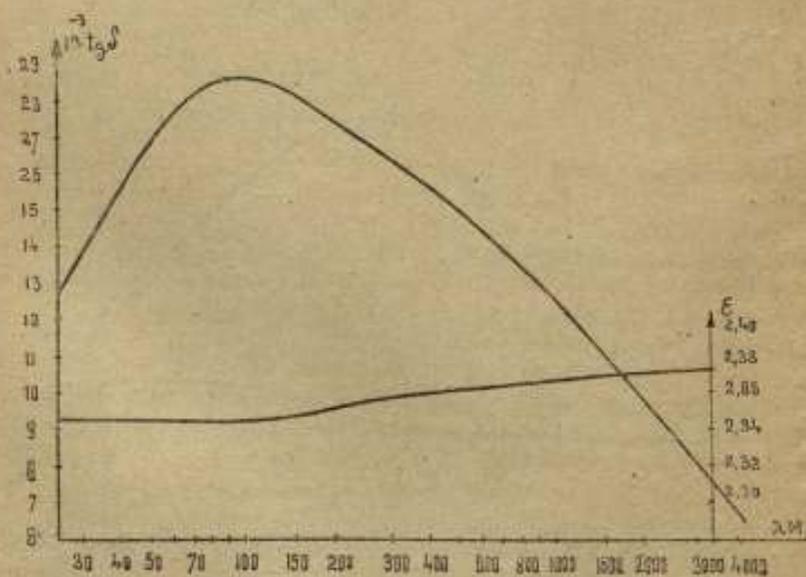


Рис. 9. Частотный ход $\text{tg} \delta$ и ϵ в тяжелом минеральном масле.

Для получения более определенных суждений следует продолжить опыты в области ультра-коротких волн. В последнее время здесь получен ряд интересных данных. Бек [17] при помощи дифференциального калориметра определил $\text{tg } \delta_m$ у нитробензола при $\lambda = 6,5$ м, у бензола максимума $\text{tg } \delta$ не обнаружено, у смеси масла с нитробензолом $\text{tg } \delta_m$ при $\lambda = 8,4$ м, у трансформаторного масла $\text{tg } \delta_m$ при $\lambda = 11$ м, у одного из масел обнаружено два максимума $\text{tg } \delta_m$ при $\lambda_1 = 4,5$ м и $\lambda_2 = 9$ м. Это объясняется наличием диполей двух родов.

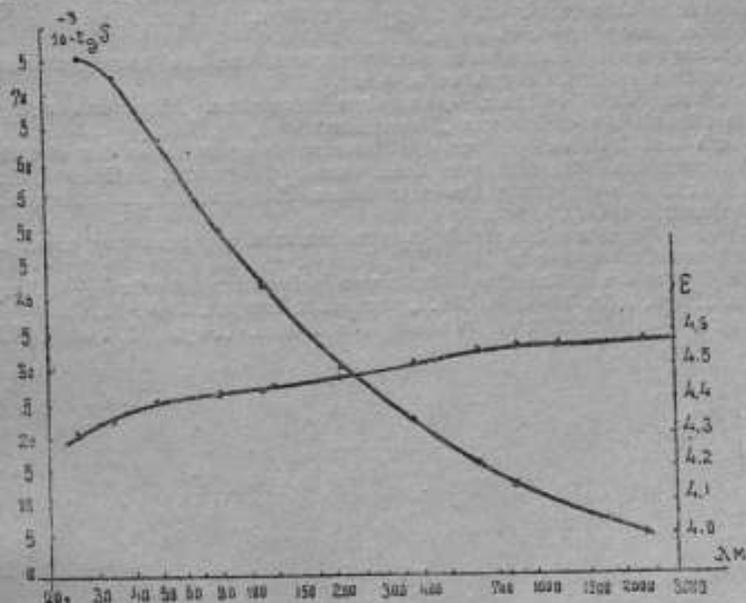


Рис. 10. Частотный ход $\text{tg } \delta$ и ϵ в касторовом масле.

Максимумы во всех случаях очень резки. Обнаружено также смещение максимума в частотном ходе в зависимости от вязкости в согласии с теорией Дебая.

Эти результаты следует дополнить измерениями вязкости и диэлектрической проницаемости и влияния постоянного поля на максимум $\text{tg } \delta$.

Описания в настоящей работе установка и измерения произведены нами в лаборатории токов высокой частоты ВНИИМ.

ЛИТЕРАТУРА

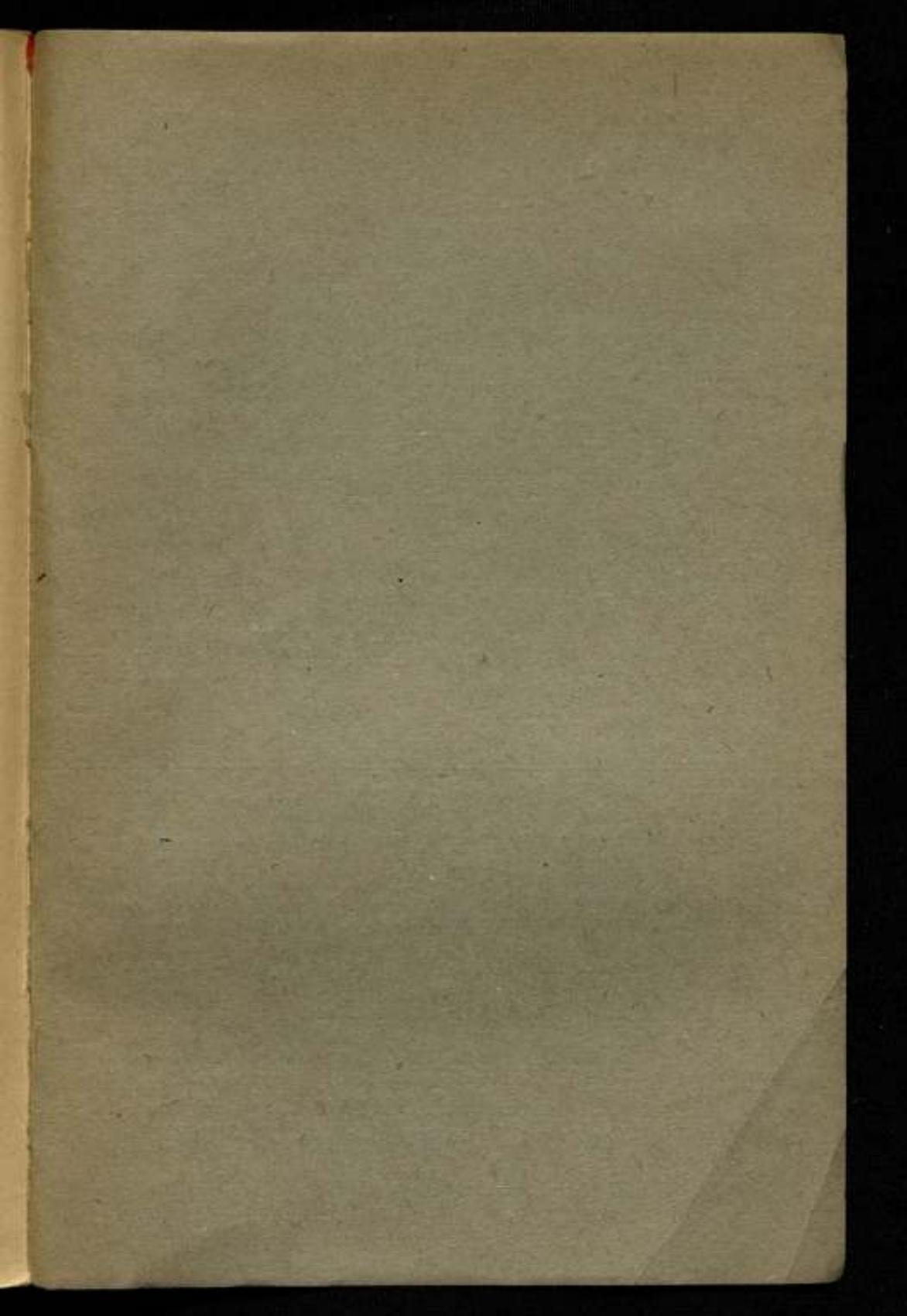
1. Ratnowsky. Experimenteller Nachweis der Existenz fertiger elektrischer Dipole in flüssigen Dielektrics. „Berichte der Deut. Phys. Gesellschaft“, 1913, 12, 497.
2. Herweg. Die elektrischen Dipole in flüssigen Dielektrics. „Zeitschr. f. Phys.“ 1920, 3, 36.
3. Herweg & Potzsch. Die elektrischen Dipole in flüssigen Dielektrics. „Zeitschr. f. Phys.“ 1921, 8, 1—12.

4. Malsch. Ueber die Messung der Dielektricitätskonstanten von Flüssigkeiten bei hohen elektrischen Feldstärke, „Phys. ZS.“ 1928, 29, 770.
5. Kautzsch. Beeinflussung der Dielektricitätskonstanten durch elektrostatische Felder, „Phys. ZS.“ 1928, 20, 105.
6. Debye. Elektrische und magnetische Assymetrie der Moleküle. „Handbuch der Rad.“, B. VI, 5, 754.
7. Дебай и Закк. Теория электрических свойств молекул. ОНТИ, 1936.
8. А. Ф. Вальтер. Физика диэлектриков, ГТИ 1932.
9. Race. Variations with temperature and frequency of dielectric loss in a viscous mineral insulating oil, „Phys. Rev.“ 1931, 37, 430.
10. OrNSTEIN und WILHEMIA. Dielektrische Verluste und elektrisches Dipolmoment in Transformatoröhl. „Zeitschr. f. Phys.“ 1930, 9, 345.
11. Кобко. Аморфное состояние. ГТИ, 1933.
12. Кувшинский. Изменение электрических свойств льяных лаковых пленок от сушки. „Журн. техн. физ.“, 1933.
13. KITSCHIN und MÜLLER. Anomalous Dispersion, Absorption and Kerr-effect in viscous dielectrics. „Phys. Rev.“ 1929, 32, 979.
14. KIRSCH und RIEBEL. Ueber den Zusammenhang zwischen den elektrischen Verlusten der Viscosität von Trankmassen. „Archiv. f. El.“, 1930, 24, 353.
15. Schwarz. Strommessung bei sehr hohen Frequenzen. „Hochfrequenz. u. Elektroak.“, 1932, 39, 160.
16. OCT 5052. Методы испытаний прессованных и формованных электроизолирующих материалов, 1932.
17. Beck. Ueber die elektrische Verluste von Isolieröhlen bei sehr hohen Frequenzen. „Phys. ZS.“, 1938, 34, 721. „Hochfrt. u. Elektr.“, 1934, 43, 69.
18. Malsch. Dielektricitätskonstante und Assoziation. „Phys. ZS.“, 1929, 30, 837.

Отв. редактор Г. А. Кьяндский.
Техн. оформление П. В. Дворников.
Корректор Н. П. Сарбаева.

Слано в наб. 29/VII 1940 г. Подп. к печ. 5/X 1940 г. Формат бумаги 60×90^{1/16}
Тираж 1000 экз. Печ. л. 6^{1/4} Бум. л. 3^{1/9} Уч.-изд. листов 7^{3/4}
В 1 бум. л. 96 тыс. печ. зн. Зак. № 2407. М 23725.

2-я типо-литография Гидрометеониздата, Ленинград, Прачечный, б.



Цена 7 руб.

СКЛАД ИЗДАНИЙ:
Ленинград, Международный пр., 19, ВНИИМ