

Р. С. Ф. С. Р.

Народный Комиссариат Почт и Телеграфов.

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

№ 11. ОКТЯБРЬ. 1921.

Печатается при Нижегородской Радиолaborатории.

СОДЕРЖАНИЕ.

О детекторном действии радиотелегр. волноуказателей. <i>С. Зилитинкевича.</i>	2
Об измерении динамич. емкости радиосети. <i>И. Фреймана.</i>	20
Об измерении собственной длины волны радиосети. <i>И. Фреймана.</i>	28
Исследование работы приемной рамки. <i>М. В. Шулейкина.</i>	34
Генератор — трансформатор токов высокой частоты. <i>Н. М. Обухова.</i>	47
Новая схема радиотелеф. модулятора. <i>М. А. Бонч-Бруевича.</i>	63
Прерывистый триодный генератор. <i>С. Н. Ржевкина и Б. А. Введенского.</i>	67
О незатух. колебан. связан. вибраторов. <i>В. В. Татаринова.</i>	82
Основ. и метод поверочн. расчета мачт. <i>Г. Н. Макаревича.</i>	104
Ионизация атмосферы и сила радиоприема. <i>А. С. Ирисова.</i>	109
Значение ионизации воздуха для радио. <i>А. П. Соколова.</i>	117
Хроника. Библиография. Проекты, идеи, корреспонденция.	121

О детекторном действии радиотелеграфных волноуказателей.

Инж. С. Зилитинкевича.

В настоящее время в радиотелеграфной литературе как чисто научной, так и технически-прикладной определенно, даже остро ощущается необходимость введения общепринятых постоянных параметров для характеризования детекторного действия различных применяющихся волноуказателей.

Отсутствие таких общеустановленных параметров, а также достаточно простого метода их получения, является причиной той неопределенности и расплывчатости в суждениях о сравнительных достоинствах различных детекторов, которые мы наблюдаем в статьях, посвященных этому вопросу. Между тем, чрезвычайно большое количество различных приборов, применяющихся для целей детектирования, и весьма различные физические основания их функционирования, можно сказать, ультимативно ставят вопрос о численном характеризовании их свойств в условиях радиотелеграфной работы.

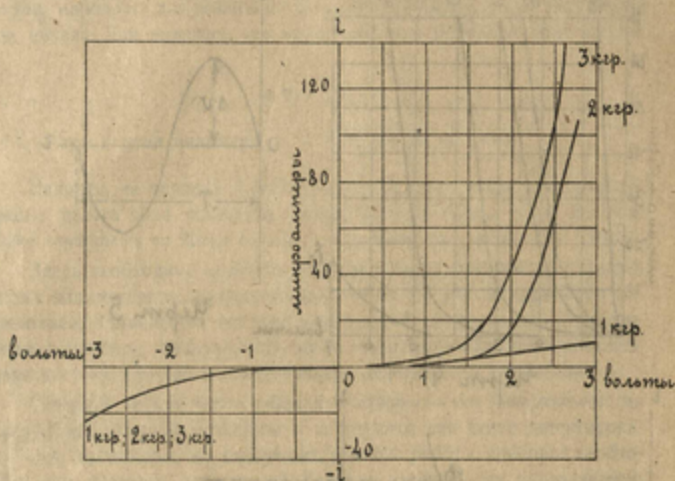
Поэтому задачей настоящей статьи и является восполнение создавшегося пробела, т. е. установление общих параметров детекторного действия волноуказателей и определение методов их численного получения.

В основу настоящей работы положено исследование так называемых статических характеристик, которые, как известно, завоевали себе полные права гражданства в вопросах изучения явлений при токах большой частоты.

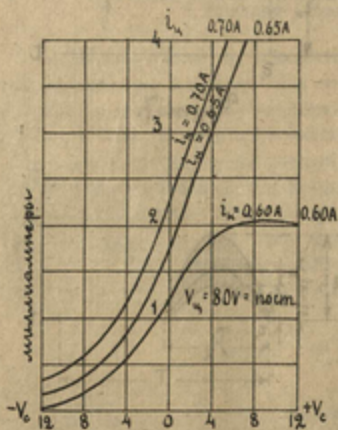
Такие характеристики, т. е. зависимости тока в детекторной цепи от приложенного к детектору напряжения, показаны на черт. 1, 2, 3 и 4 (стр. 3 и 4).

На чертеже 1 нанесены характеристические кривые карборундового детектора, снятые для давлений в контакте в 1 клгр, 2 клгр, 3 клгр (чертеж взят из книги G. W. Pierce'a: „Principles of Wireless telegraphy“ 1910). У карборундового детектора, как и других кристаллических детекторов, имеется преимущественная проводимость для токов одного направления. Поэтому, та часть характеристической кривой, которая на черт. 1 показана в области отрицательных вольт, практически никакой роли не играет при работе детектора, которому почти всегда задается дополнительный положительный потенциал.

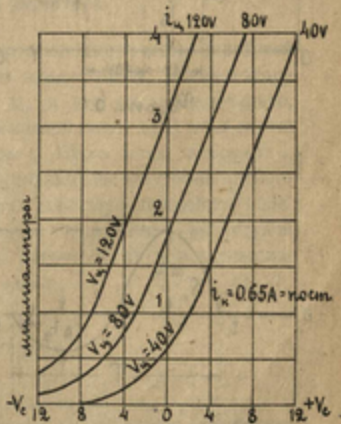
К статье С. Зилитинкина: «О детекторном действии»



Черт. 1.

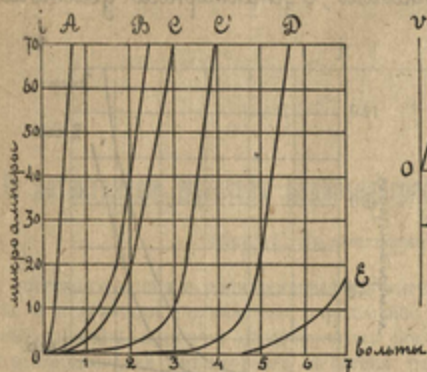


Черт. 2.

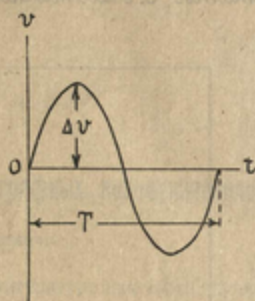


Черт. 3.

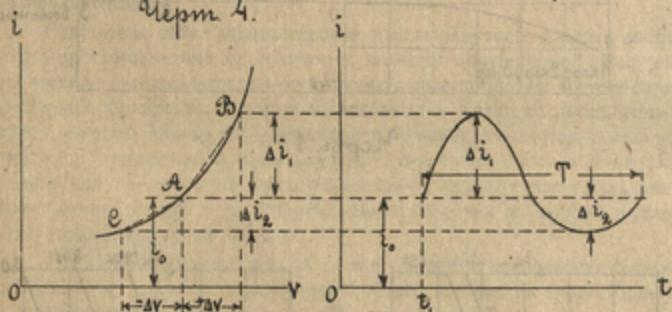
к статье С.Зиминкина: "О детекторном действии."



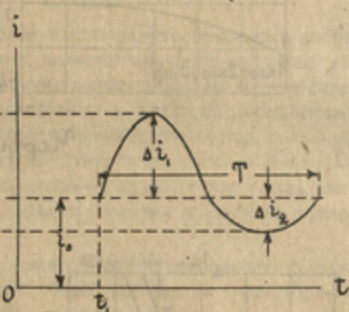
Черт. 4.



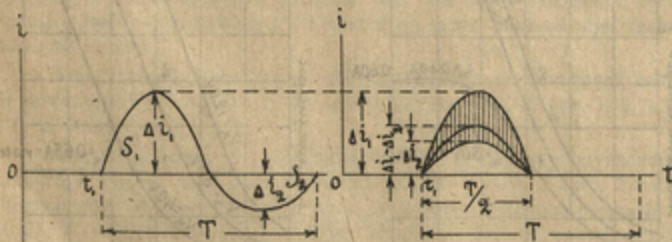
Черт. 5.



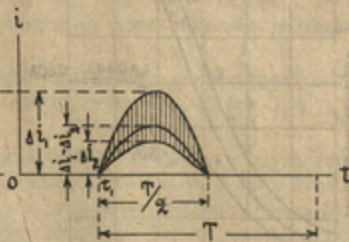
Черт. 6.



Черт. 7.



Черт. 8.



Черт. 9.

На черт. 2 и 3 показаны характеристические кривые триода¹⁾, причем на первом из них характеристики сняты при постоянном напряжении у цилиндра (v_c) для различных токов накала (i_n), а на втором, наоборот, для различных напряжений цилиндра при постоянном токе накала. Как известно, эти характеристики выражают зависимость

$$i_a = f(v_c),$$

где i_a — ток в цепи цилиндра, v_c — напряжение на сетке.

Наконец, на чертеже 4 (стр. 4) представлены характеристические кривые целого ряда когереров (чертеж взят из статьи W. H. Eccles'a: „Some experiments on filings coherers“. The Electrician, August, 23, 1901).

Здесь необходимо отметить, что при снятии статических характеристик для когерера, в отличие от снятия их для остальных волноуказателей, применяется тот или иной способ непрерывного декогерирования прибора. Гальванометр же в цепи когерера должен давать значения тока, отвечая на интегральное действие его импульсов.

Основная общая черта указанных кривых — это неподчинение их закону Ома, каковым свойством и пользуются для целей детектирования. Для достижения же наилучших условий работы приборов необходимо при помощи специальной батареи задавать им определенный потенциал, чтобы они работали в точке наибольшего изгиба своей характеристики. Значение необходимого для этого напряжения легко находится по соответствующим характеристическим кривым.

I. Принцип работы детектора.

Рассмотрим теперь же процессы, которые имеют место в рабочей цепи, содержащей детектор. Для этого предположим, что детектору сообщено дополнительное напряжение v_0 , и что он, следовательно, работает в точке А характеристической кривой (черт. 6). В этом случае через детектор проходит постоянный ток i_0 . Пусть затем, в момент t , рабочая цепь детектора получила некоторый импульс электромагнитного характера, благодаря которому на зажимах детектора произойдет колебательное изменение эдс синусоидального характера, с амплитудой колебания $= \delta v$ и периодом колебания T (черт. 5). В этом случае напряжение на зажимах детектора будет равно:

$$v_t = v_0 + \delta v \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t\right).$$

¹⁾ Характеристики сняты для французской усилительной лампы типа S.

²⁾ Поставленный в рукописи знак Δ заменен по техническим соображениям через δ .

Ток, проходящий через детектор, от значения i_0 , соответственно точке A (черт. 6), увеличится до значения $i_0 + \delta i_1$, соответственно точке B ; после этого он будет падать, и в точке C достигнет величин

$$i_0 - \delta i_1.$$

Затем ток вернется к прежнему значению i_0 . В виду того, что детекторы не подчиняются закону Ома,

$\delta i_1 \neq \delta i_2$, и изменение тока, проходящего через детектор, не будет следовать синусоидальному закону.

Однако, для упрощения, предположим, что, при изменении напряжения на величину $\pm \delta u$, сила проходящего через детектор тока будет меняться не по криволинейным отрезкам AB и AC , а по соответствующим хордам. В виду того, что на практике приходится иметь дело с весьма небольшими значениями δu , такое упрощение вполне допустимо, тем более, что оно делается для обоих направлений от точки A , а в нашем выводе мы будем иметь дело с разностями, что будет взаимно компенсировать допущенную неточность.

Тогда (черт. 7), в течение 1-го полупериода колебания сила тока будет равна:

$$i_t = i_0 + \delta i_1 \sin \frac{2\pi}{T} t;$$

а в течение 2-го полупериода колебания

$$i_t = i_0 - \delta i_1 \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Так как колебания мембраны телефона вызываются переменной составляющей проходящего в цепи детектора тока, а существование постоянного тока i_0 отражается только на интенсивности магнитного поля телефона, то действие на телефон детекторного тока может быть сведено к случаю, когда

$$i_0 = 0 \text{ (черт. 8).}$$

Во всех условиях применения детекторов T настолько мало, что о синхронном колебании мембраны не может быть и речи, и на телефон действует разность количеств электричества, протекающих в его цепи.

Обозначив площадь, образованную верхней полуволной, через S_1 , а нижней через S_2 , мы получили для результирующего количества электричества площадь S_0 , показанную заштрихованной на черт. 9.

Имеем:

$$S_1 = \int_0^T i_1 \sin \omega t \cdot dt$$

и

$$S_2 = \int_0^T i_2 \sin \omega t \cdot dt;$$

откуда

$$S_0 = S_1 - S_2 = \int_0^T (i_1 - i_2) \sin \omega t \cdot dt.$$

Следовательно, в результате детектирования на мембрану телефона действует количество электричества, равное полуволе синусоиды, имеющей амплитуду

$$i_1 - i_2 \text{ (черт. 9).}$$

Величина результирующей площади будет

$$S_0 = (i_1 - i_2) \int_0^T \sin \frac{2\pi}{T} t \cdot dt = \frac{T}{\pi} (i_1 - i_2).$$

Так как действие количества электричества

$$\frac{T}{\pi} (i_1 - i_2)$$

фактически происходит в течение всего периода T , то оно эквивалентно действию пульсирующего тока, представляющего собою верхнюю половину синусоиды, имеющей период $2T$ (черт. 10 стр. 13). Определим амплитуду этой пульсирующей синусоиды. Обозначим ее через A ; тогда:

$$S_0 = \int_0^T A \sin \frac{2\pi}{2T} t dt = \frac{2T}{\pi} A.$$

С другой стороны,

$$S_0 = \frac{T}{\pi} (i_1 - i_2);$$

следовательно,

$$\frac{2T}{\pi} A = \frac{T}{\pi} (\delta i_1 - \delta i_2);$$

$$A = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2}.$$

Таким образом параметр A , характеризующий эффект в телефоне, представляет собою амплитуду эквивалентного тока в цепи телефона и измеряется полуразностью приращений тока характеристической кривой детектора.

На чертеже 11 показан простейший способ графического получения этого параметра. Здесь отрезок $A_1 A_2$ и будет численно выражать собою величину A . Способ построения ясен из чертежа. Другой способ графического получения параметра A будет указан ниже.

Все вышеприведенные рассуждения сделаны для случая изменения переменной эдс по синусоидальному закону при постоянной амплитуде; следовательно, непосредственно они приложимы для незатухающих колебаний. Но вполне очевидно, что они могут быть распространены и на затухающие колебания. В этом случае амплитуда (δv) будет меняться для каждой последующей волны, а следовательно будут меняться значения δi_1 и δi_2 . Таким образом и параметр A , оставаясь все время равным

$$\frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2},$$

будет изменяться (уменьшаться) для каждой последующей волны одной и той же серии колебаний.

II. Коэффициент детекторного действия.

1. Коэффициент детекторного излома.

Совершенно ясно, что параметр A , вполне характеризуя эффект, имеющий место в телефоне, ничего не говорит об отличительных свойствах самого детектора. Последние могут быть выяснены только сопоставлением величин δi_1 , δi_2 и δv .

Наиболее простым будет рассмотрение рабочего участка характеристической кривой, как ломанной линии (черт. 12).

В этом случае имеем:

$$\delta i_1 = \delta v \cdot \tan \alpha, \quad \delta i_2 = \delta v \cdot \tan \beta,$$

где углы α и β образованы соответствующими отрезками ломанной линии с осью абсцисс.

Обозначим:

$$\alpha - \beta = \gamma.$$

Тогда угол γ является углом детекторного излома.

Имеем:

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{\delta i_1}{\delta v}, \text{ и } \operatorname{tang} \beta = \frac{\delta i_2}{\delta v}.$$

Следовательно,

$$\operatorname{tang} \alpha - \operatorname{tang} \beta = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{\delta v} = \text{const.}$$

Отсюда получаем новый параметр:

$$F = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2 \delta v} = \frac{1}{2} (\operatorname{tang} \alpha - \operatorname{tang} \beta).$$

F будет величиной постоянной, независимой от амплитуды δv и характеризующей детекторное действие такой ломанной характеристики. Согласно своему физическому значению, этот параметр может быть назван „коэффициентом детекторного излома“¹⁾.

Параметры F и A связаны простой зависимостью.

$$F = \frac{A}{\delta v}.$$

Относительно условий, при которых может применяться коэффициент F , необходимо указать следующее. Из самого рассмотрения детекторной кривой, как ломанной линии, ясно, что участок характеристики должен быть не велик, чтобы сделанное допущение не слишком сильно расходилось с действительностью. Следовательно коэффициент F имеет смысл только при оперировании с весьма незначительными величинами.

2. Коэффициент детектирования.

При аналитическом исследовании характеристических кривых различных детекторов мы можем считать кривые на большем или

¹⁾ Параметры аналогичные A и F указаны в статье М. А. Вонч-Бруевича: „О зависимости детекторной чувствительности катодного реле от амплитуды“, Вести Военной радиотелеграфной и электротехники, № 1, 1913.

меньшем участке параболы. Поэтому, в общем случае, уравнение характеристической кривой (в пределах ее детекторного использования) может быть написано в следующем виде.

$$i = i_0 + Sv + Dv^2. \quad (*)$$

Выясним значение постоянных в этом уравнении.

При $v = 0$, $i = i_0$. Следовательно i_0 — это ток, протекающий в цепи детектора при отсутствии напряжения на его зажимах. Очевидно, что $i_0 = 0$ для всех детекторов, кроме триода.

При $D = 0$, уравнение принимает вид: $i = i_0 + Sv$, т. е. в этом случае детектор работает, как чистый усилитель. Дифференцируя это уравнение, получаем:

$$S = \frac{di}{dv} = \frac{\partial i}{\partial v}.$$

Таким образом при этих условиях S играет роль коэффициента усилителя.

Постоянная D есть коэффициент детектирования. Для определения этого параметра дадим в нашем уравнении потенциалу v положительное и отрицательное приращение ∂v . Тогда будем иметь:

$$i + \partial i_1 + S(v + \partial v) + D(v + \partial v)^2, \quad (1)$$

$$i = i_0 + Sv + Dv^2, \quad (2)$$

$$i - \partial i_2 = i_0 + S(v - \partial v) + D(v - \partial v)^2 \quad (3)$$

Вычитая из ур-ия (1) соответственно ур-ие (2), и из ур-ия (2) соответственно ур-ие (3), получим:

$$\partial i_1 = S \cdot \partial v + D [2v \cdot \partial v + (\partial v)^2], \quad (4)$$

$$\partial i_2 = S \cdot \partial v + D [2v \cdot \partial v - (\partial v)^2]. \quad (5)$$

Вычитая теперь из ур-ия (4) соответственно ур-ие (5), получим:

$$\partial i_1 - \partial i_2 = 2D (\partial v)^2; \quad (6)$$

откуда, окончательно:

$$D = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2(\delta v)^2} \text{ 1).}$$

Таким образом коэффициент детектирования D есть отношение разности приращений тока в детекторной цепи к удвоенному квадрату приращения напряжения.

D измеряется в амп/вольт².

Для наиболее рельефного представления о коэффициенте D , мы можем рассмотреть два частных случая:

1) при $\delta v = 1$ вольту

$$D = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2},$$

т. е. коэффициент детектирования равняется полуразности приращений тока в детекторной цепи при изменении приложенного напряжения на ± 1 вольт.

2) В другом случае положим $\delta v = 0,5$ вольт.

Тогда имеем $D = 2(\delta i_1 - \delta i_2) = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{0,5}$; следовательно коэффициент D равен разности приращений тока в детекторной цепи при изменении вольтажа на $\pm 0,5$ вольт, отнесенной к изменению вольтажа, равному ± 1 вольту.

Таким образом исследование характеристических кривых приводит нас к установлению следующих трех параметров детекторного действия:

1) амплитуда эквивалентного пульсирующего синусоидального тока в цепи телефона:

$$A = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2};$$

2) коэффициент детекторного излома:

$$F = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2\delta v};$$

1) Тот же результат можно было получить путем дифференцирования уравнения (*).

3) коэффициент детектирования:

$$D = \frac{\delta I_1 - \delta I_2}{2 (\delta v)^2}.$$

Все три величины связаны между собою простою зависимостью:

$$A = F \cdot \delta v = D \cdot (\delta v)^2;$$

или

$$D = \frac{F}{\delta v} = \frac{A}{(\delta v)^2};$$

откуда

$$F^2 = A \cdot D.$$

Графическое построение всех трех параметров показано на чертеже 13 (стр. 13) для общего случая работы детектора, т. е. для произвольного значения δv . Ход построения таков. Находим сначала величину $(\delta I_1 - \delta I_2)$. Для этого из точки G циркулем отсекаем отрезок $EG = GH = \delta I_1$. Получаем отрезок $BE = \delta I_1 - \delta I_2$. Тот же результат можно получить, проведя прямую через точки C и M . Продолжение этой прямой и отсечет в точке E нужный нам отрезок BE .

Из точки E восставим перпендикуляр EI , при чем $EI = 2 \delta v$. Точку I соединим с точкой B . Тогда отрезок KZ даст нам величину коэффициента A . Действительно:

$$KZ = \frac{BE}{2} = \frac{\delta I_1 - \delta I_2}{2} = A.$$

Отложив от точки I отрезок $IN = 1$ вольту, находим коэффициент F . Действительно:

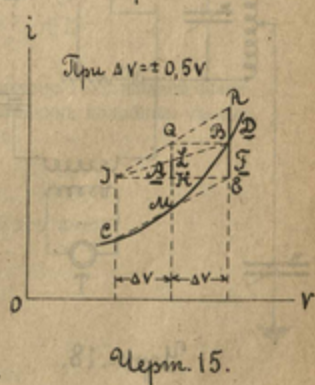
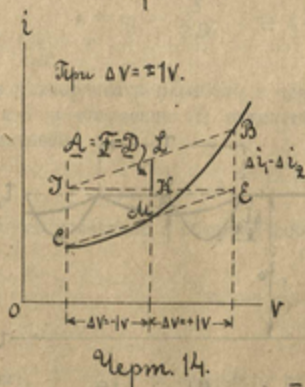
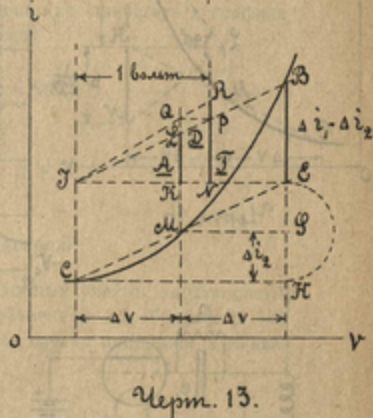
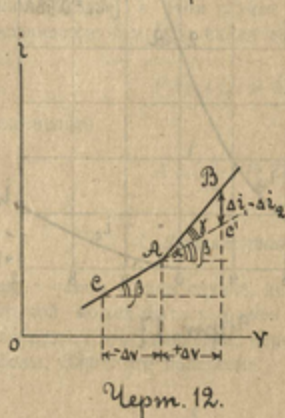
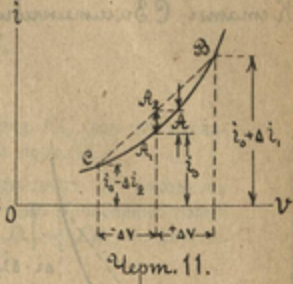
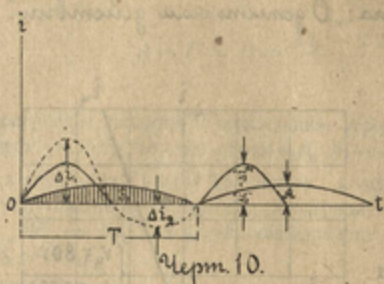
$$NP = \frac{KZ}{\delta v} = \frac{A}{\delta v} = F.$$

Спроектируем отрезок NP на прямую MQ и вершину проекции Q соединим прямой с точкой I . Продолжение этой прямой отсечет отрезок NR , равный коэффициенту D . Действительно,

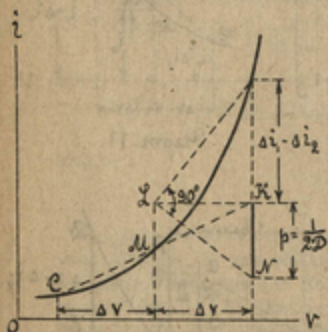
$$NR = \frac{KQ}{\delta v} = \frac{NP}{\delta v} = \frac{F}{\delta v} = D.$$

Графическое получение коэффициентов A , F и D чрезвычайно упрощается для приведенных выше частных случаев: $\delta v = \pm 1$ в., $\delta v = \pm 0,5$ вольт.

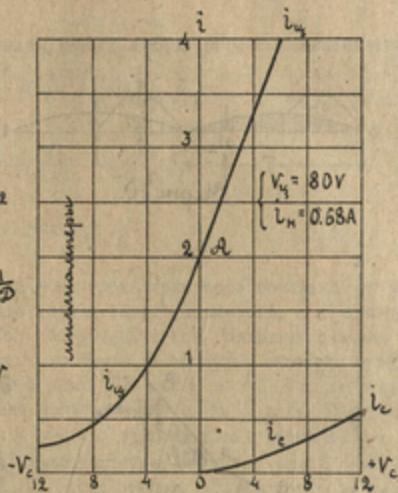
К статье С. Зилитичевского, "О детекторном действии".



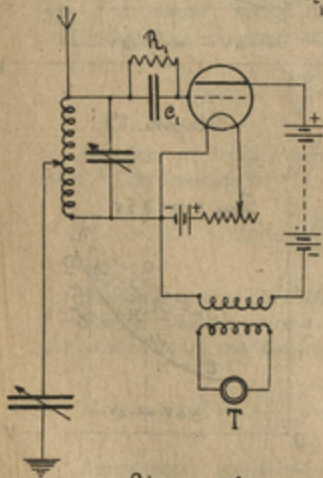
К статье С.Зимитинкина: „О детекторном действии“.



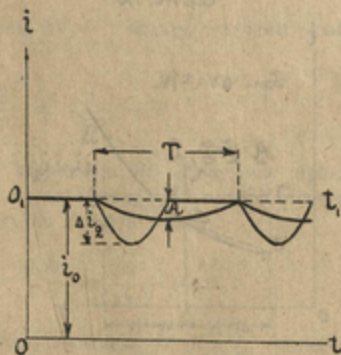
черт. 16.



черт. 17.



черт. 18.



черт. 19.

Так, при $\delta v = 1$ вольту, имеем:

$$A = F = D = \frac{\delta i_1 - \delta i_2}{2},$$

и все построение сводится к нахождению отрезка KL , как это сделано на черт. 14, (стр. 13) или отрезка $A_1 A_2$ на черт. 11.

Для случая же $\delta v = 0,5$ вольта, коэффициент A находится обычным путем (черт. 15 стр. 13). Коэффициент же F численно равен отрезку $BE = \delta i_1 - \delta i_2$. А коэффициент $D = ER = 2BE = 2(\delta i_1 - \delta i_2)$.

Таким образом, в этом случае проще не прибегать к графическим построениям A и D , а найдя величину

$$F = \delta i_1 - \delta i_2 = BE,$$

просто вычислить

$$A = \frac{1}{2} \cdot F; D = 2 F.$$

3. Детекторная парабола.

Итак, в самом общем случае, детекторный участок характеристической кривой может быть выражен уравнением параболы (стр. 10).

Преобразуем это уравнение, перенеся начало координат в вершину параболы. Для этого полагаем:

$$v = v_1 - \frac{S}{2D}, \quad i = i_1 + i_0 - \frac{S^2}{2D},$$

где v_1 и i_1 координаты параболы в новой системе. Подставляем значения v и i в уравнение (1) и делаем приведение подобных членов; тогда получаем:

$$i_1 = D v_1^2;$$

или, написав уравнение в обычной форме, будем иметь:

$$v_1^2 = \frac{1}{D} i_1.$$

Здесь, $\frac{1}{D} = 2p$ = параметру параболы.

Таким образом мы получаем новую интересную интерпретацию для D :

$$D = \frac{1}{2p}.$$

т. е. коэффициент детектирования есть величина обратная параметру параболы детекторной характеристики. На чертеже 16 (стр. 14) показан весьма простой графический метод нахождения величины полупараметра этой параболы p .

Получаем обычным путем отрезок BK , равный

$$\delta i_1 - \delta i_2.$$

Из точки K восстанавливаем перпендикуляр KL , причем $KL = \delta v$. В точке L строим прямой угол $\angle BLN = 90^\circ$.

В прямоугольном треугольнике BLN имеем:

$$\frac{KN}{KL} = \frac{KL}{BK}.$$

откуда получаем:

$$KN = \frac{(\delta v)}{\delta i_1 - \delta i_2};$$

следовательно,

$$KN = \frac{1}{2D} = p.$$

III. Особые условия применения триода, как детектора.

До сих пор мы рассматривали действие радиотелеграфных волноуказателей, работающих в точке изгиба своей характеристики. Детекторное действие здесь вызывалось нарушением закона Ома, выражавшемся в изменении сопротивления волноуказателя с изменением приложенного напряжения.

Однако при употреблении триода в качестве детектора, его обычно включают по схеме черт. 18 (стр. 14), т. е. сетке триода задают потенциал отрицательного конца нити накада. При этих условиях триод работает на прямолинейном участке своей характеристики. На черт. 17 (стр. 14) это соответствует точке A характеристич. кривой, когда потенциал сетки $v_c = 0$. Но и в этих условиях рабочий процесс в триоде, при ближайшем рассмотрении, тоже приводится к описанным формам. Физическая сторона явлений, имеющих место в этом

случае, общеизвестна¹⁾. Благодаря возникающему в цепи сетки току, положительная полуволна напряжения, передаваемая замкнутым контуром из антенны на сетку, тушится, и на ток цилиндра оказывает действие только отрицательная полуволна. Таким образом и здесь детекторное действие основано на нарушении закона Ома, но в данном случае в цепи сетки. Действительно, при напряжении $v_c < 0$, сопротивление участка триода сетка — нить бесконечно велико, и тока в цепи сетки нет. В случае же $v_c > 0$ сопротивление этого участка падает до порядка десятков тысяч омов и в цепи сетки возникает ток. В конечном результате ток, проходящий в цепи цилиндра, имеет форму, показанную на черт. 19 (стр. 14) (в системе координат $i_0 f$); а на телефон фактически действует пульсирующий ток, отсчитываемый от оси $O_1 T_1$.

В отличие от ранее рассмотренных случаев он имеет отрицательную полуволну с амплитудой δi_2 .

Так как $\delta i_1 = 0$, то

$$A = \frac{\delta i_1}{2}, F = \frac{\delta i_2}{2 \delta v}.$$

Но точка A на чертеже 17 лежит на прямолинейном участке характеристики; поэтому

$$\frac{\delta i_2}{\delta v} = S_0.$$

где S_0 — коэффициент усиления. Следовательно

$$F = \frac{1}{2} S_0.$$

Очевидно, что и для этого случая мы можем формально найти D :

$$D = \frac{1}{2} \cdot \frac{S_0}{\delta v} = \frac{\delta i_2}{2 (\delta v)^2}.$$

Совершенно ясно, что детекторное действие триода в точке A значительно больше, чем в точке максимального изгиба характеристической кривой.

Однако необходимо указать, что рассмотренные условия являются лишь идеальным представлением о процессе, имеющем место при работе триода.

¹⁾ С. И. Зилинникович, "Исследование характеристик и параметров триода с чисто электронным разрядом", "Радиотехника", № 10, 1921.

Несомненно, что полного компенсирования положительной полу-
волны напряжения током электронов, устремляющихся на сетку, не
происходит. В таком случае

$$\delta i_1 > 0; A < \frac{\delta i_1}{2}.$$

Следовательно соотношения

$$A = \frac{\delta i_1}{2}, F = \frac{\delta i_1}{2 \delta v}, D = \frac{\delta i_1}{2 (\delta v)^2}$$

являются теми идеальными значениями этих параметров, к достижению
которых должен стремиться конструктор специальных „детекторных“
триодов.

В этом отношении весьма интересно сравнение числовых данных,
полученных для некоторых детекторов.

Графическое определение коэффициента детектирования для кар-
борундового детектора дало следующие результаты для точек макси-
мального изгиба характеристических кривых (черт. 1 стр. 3):

при давлении в контакте в 2 кгр, $D \approx 60 \cdot 10^{-6}$ амп/вольт²,

„ „ „ „ 3 кгр, $D \approx 80 \cdot 10^{-6}$ „ „ „

Для французской же усилительной лампы (типа S) оказалось, что
даже значительные изменения напряжения цилиндра (черт. 3 стр. 3)
практически не оказывают влияния на величину коэффициента детек-
тирования. При нормальных условиях накала ($i_n = 0,65_A$), $D \approx$
 $\approx 20 \cdot 10^{-6} A/v^2$. С увеличением же накала коэффициент детектирова-
ния растет и при токе накала ($i_n = 0,80_A$), $D \approx 30 \cdot 10^{-6} A/v^2$.

Таким образом при работе французской усилительной лампы на
изгибе ее характеристики, ее детекторные качества оказываются зна-
чительно ниже, чем у карборундового детектора. Между тем послед-
ний вовсе не является лучшим из кристаллических выпрямителей,
уступая, напр., молибденовому.

Другой результат получится, если мы обратимся к определению
того, что выше названо идеальным значением коэффициента детекти-
рования триода. В этом случае, $D_{\text{ид}}$ растет как с увеличением тока
накала, так и напряжения цилиндра. Для обычных условий работы
прибора

$$D_{\text{ид}} = 160 \cdot 10^{-6} \text{ амп/вольт}^2$$

Для достижения такого значения коэффициента детектирования в условиях практической работы триода, необходимо возникновение достаточно значительного тока в цепи сетки каждый раз, когда потенциал ее начинает превышать потенциал отрицательного конца нити накала. Но на сетку могут попасть электроны только с того участка нити, напряжение которого ниже напряжения сетки.

Таким образом идеальным разрешением вопроса было бы применение в триоде эквипотенциального катода, практического осуществления которого с таким нетерпением ждут физика и техника.

Петроград, Лесное.

● Радиотелеграфная лаборатория

Политехнического Института.

Февраль, 1921.

Об измерении динамической емкости радиосети.

И. Фреймана.

Для измерения динамической емкости радиосети чаще всего применяется способ введения в пучность тока сети известной дополнительной самоиндукции L_2 . Известны два приема применения этого способа на практике. Один состоит в том, что измеряется длина волны сети λ_1 при тех условиях, при которых требуется измерить динамическую емкость, затем вводится известная самоиндукция L_2 и определяется изменившаяся длина волны сети λ_2 . По полученным двум значениям находят динамическую емкость по формуле

$$C_d = \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{4\pi^2 L_2}, \quad (1)$$

в правильности которой нетрудно убедиться, если принять, что длина волны радиосети может быть выражена формулой Томсона $\lambda = 2\pi\sqrt{LC_d}$.

Другой прием, предложенный Реммертом, состоит в том, что на длину волны сети в тех условиях, в которых требуется знать динамическую емкость, настраивается волномер и отмечается емкость конденсатора волномера C_1 при резонансе. Затем в сеть вводится известная самоиндукция L_2 и вновь замечается то значение емкости конденсатора C_2 , при котором получается резонанс. Динамическая емкость может быть найдена по этим двум наблюдениям из формулы

$$C_d = \frac{L_0}{L_2} (C_2 - C_1), \quad (2)$$

где L_0 — самоиндукция катушки волномера. (В оригинале Реммерта предлагалось выбирать $L_0 = L_2$, в каком-то случае формула получает простой вид $C_d = C_2 - C_1$, однако это не всегда бывает удобно).

Как при том, так и при другом приеме измерения динамической емкости нередко предупреждают, что не следует вводить очень большой добавочной самоиндукции L_2 , т. к. этим заметно нарушается распределение тока в сети, а так как динамическая емкость зависит от распределения тока, то тем самым изменяется измеряемое значение динамической емкости. При этом однако упускают из виду, что относительная точность результата, найденного вычислением по формуле

(1), может значительно пострадать, если величины λ_2 и λ_1 не будут достаточно сильно различаться.

Относительная точность (1), очевидно, при всяком данном измерении определяется относительной точностью числителя $\lambda_2^2 - \lambda_1^2$. Последняя же равна отношению абсолютной погрешности величины $\lambda_2^2 - \lambda_1^2$ к самой этой величине. Если точность измерения длины волны равна x , то абсолютная погрешность λ_1^2 составит $\sqrt{2} \cdot x \cdot \lambda_1^2$, а абсолютная погрешность

$$\lambda_2^2 - \lambda_1^2 = \sqrt{2} \cdot x \cdot \lambda_2^2.$$

Абсолютная погрешность разности $\lambda_2^2 - \lambda_1^2$, следовательно, равна

$$\sqrt{(\sqrt{2} x \cdot \lambda_1^2)^2 + (\sqrt{2} x \cdot \lambda_2^2)^2} = \sqrt{2} \cdot x \cdot \sqrt{\lambda_1^4 + \lambda_2^4}.$$

Относительная точность величины $\lambda_2^2 - \lambda_1^2$ таким образом равна

$$\sqrt{2} \cdot x \cdot \frac{\sqrt{\lambda_1^4 + \lambda_2^4}}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}.$$

Положим $\lambda_2 = \lambda_1 (1 + \varepsilon)$; выражение для относительной точности x^1 формулы (1) тогда может быть представлено в виде

$$x^1 = \frac{\sqrt{2} \cdot V(1 + \varepsilon)^4 + 1}{(\varepsilon + 2) \varepsilon} \cdot x. \quad (3)$$

Выражение (3) можно читать так: на каждый процент погрешности в измерении длины волны при вычислении динамической емкости по формуле (1) делается ошибка в

$$\frac{\sqrt{2} \cdot V(1 + \varepsilon)^4 + 1}{(\varepsilon + 2) \varepsilon} \text{ процентов.}$$

На кривой черт. 1 (стр. 23) показана зависимость этого выражения от удлинения волны ε при введении добавочной самоиндукции L_d . Из этой кривой следует, что изменение длины волны не должно ни в коем случае быть меньше половины волны или целой первоначальной волны, т. е. волна должна измениться в полтора — два раза; иначе относительная погрешность полученного результата резко возрастает; напр., при обычной точности измерения длины волны в 1—1,5%, точность C_d при $\varepsilon = 20\%$, т. е. $\lambda_2 = 1,2 \lambda_1$ составит всего 5,5—8,2%

Если таким образом установлено, что упомянутая выше предосторожность возможно меньшего искажения распределения тока по сети путем ограничения величины добавочной вводимой самоиндукции L_2 крайне неуместна и приводит к полному искажению получаемого результата, то вместе с тем возникает надобность учесть, какое влияние на результат измерения может иметь некоторое перераспределение тока при введении L_2 .

Не вдаваясь в настоящее в критику определений понятия о динамической емкости, которых, кстати сказать, существует несколько, мы остановимся на определении

$$C_d = \alpha C_{ст},$$

которое нам представляется наиболее целесообразным. В этом определении $C_{ст}$ — статическая емкость, измеряемая полным зарядом сети, имеющимся на ней при совершенно равномерном потенциале по всей сети, равном единице; α — площадь напряжений, т. е. та площадь, которую имела бы фигура $ABCD$ (черт. 2 стр. 23), если бы прямая AB , представляющая в некотором масштабе длину провода сети, и отрезок BD , представляющий в некотором масштабе напряжение в пучности, были приняты за единицу. Кривая CD представляет распределение потенциала вдоль сети, а именно длина перпендикуляра к AB в какой-либо точке x измеряет потенциал в точке, соответствующей x на сети.

Равномерное распределение потенциала, равного единице, по всей сети, очевидно при таком изображении потенциалов представится прямоугольником ABC^1D . Коэффициент α можно поэтому рассматривать, как отношение площади напряжений при данном неравномерном распределении потенциалов к площади прямоугольника, имеющего то же основание, и высоту, равную напряжению в пучности. Определенная таким образом динамическая емкость C_0 измеряется полным зарядом, имеющимся на сети при данном законе неравномерного распределения потенциалов, если потенциал в пучности равен единице.

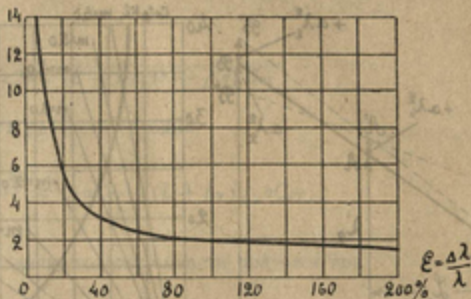
Положим, что распределение потенциалов в тех условиях, при которых требуется измерить динамическую емкость, представлено кривой CD (черт. 2). Введение L_2 нарушает это распределение и приводит его к виду $C^{11}D$. Динамическая емкость в первом случае может быть представлена в виде $\alpha C_{ст}$, где α соответствует площади $ABCD$; во втором случае динамическая емкость будет равна $(\alpha + \Delta \alpha) C_{ст}$, где $(\alpha + \Delta \alpha)$ — коэффициент, соответствующий площади $AC^{11}DB$. Если положить, что длина волны сети может быть выражена формулой

$$\lambda = 2\pi \sqrt{LC_d} = 2\pi \sqrt{L\alpha C_{ст}},$$

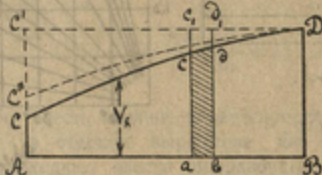
К статье У.Т. Фреймана: «Об измерении динамической вязкости».

$$\frac{\sqrt{2} \sqrt{1+\varepsilon}^{1/2} + 1}{(\varepsilon+2)\varepsilon}$$

Черт. 1.

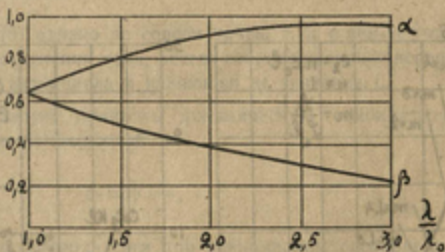


$$\varepsilon = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

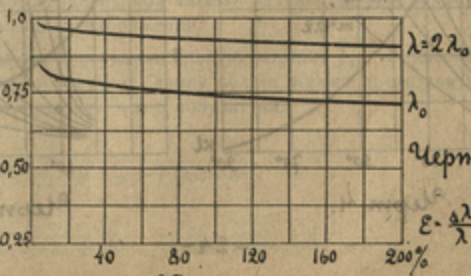


Черт. 2.

Черт. 3.



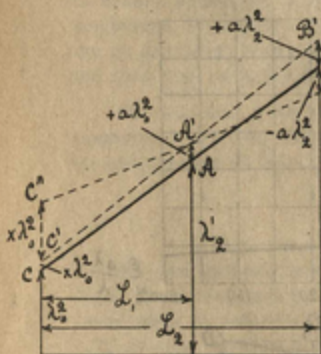
$$\frac{\lambda}{\lambda_0}$$



Черт. 4.

$$\varepsilon = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

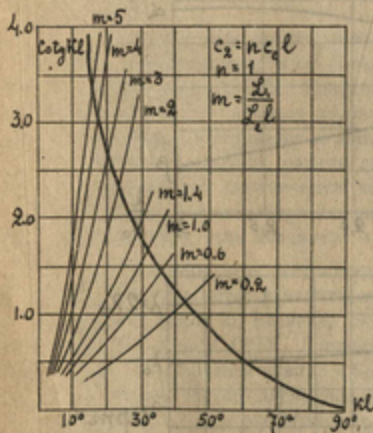
К статье У.Т. Фреймана: „Об измерении собственной длины волны радиосети.“



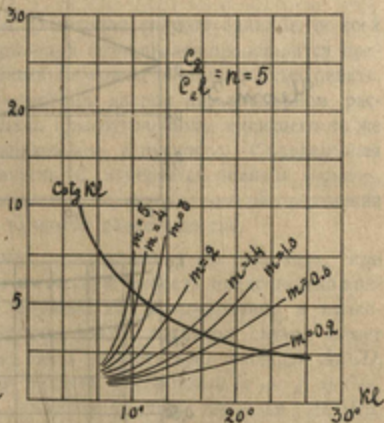
Черт. 1.



Черт. 2.



Черт. 4.



Черт. 5.

то в первом случае мы имеем

$$\lambda_1 = 2\pi \sqrt{L \alpha C_{\text{ст}}},$$

а во втором

$$\lambda_2 = 2\pi \sqrt{(L + L_3) (\alpha + \Delta \alpha) C_{\text{ст}}}.$$

Из последних двух равенств находим

$$\frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{4\pi^2} = L_3 \alpha C_{\text{ст}} + (L + L_3) \Delta \alpha C_{\text{ст}};$$

откуда выражение для динамической емкости получает вид

$$C_d = \alpha C_{\text{ст}} = \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{4\pi^2 L_3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \left(\frac{L}{L_3} + 1 \right)}. \quad (5)$$

Таким образом, чтобы учесть влияние перераспределения напряжений при введении L_3 , в обычное выражение для вычисления динамической емкости необходимо ввести поправочный множитель, несколько меньший 1.

Вывод формулы (5) однако не совсем точен, т. к. в нем не учтена неравномерность распределения тока, всегда сопровождающая неравномерное распределение потенциала и влияющая на значение L .

Под L также следует понимать динамическую самоиндукцию, определяемую подобно (4) формулой

$$L_d = \beta L_{\text{ст}}, \quad (6)$$

где $L_{\text{ст}}$ — самоиндукция провода сети при равномерном распределении тока вдоль него, β — коэффициент, получаемый из площади тока также, как α получается из площади напряжений.

Если сеть имеет некоторую удлинительную катушку L_1 , то полную самоиндукцию, которая определяет длину волны, можно представить в виде $L_1 + \beta L_{\text{ст}}$. Выражения для λ_1 и λ_2 получают вид

$$\lambda_1 = 2\pi \sqrt{(L_1 + \beta L_{\text{ст}}) \alpha C_{\text{ст}}},$$

$$\lambda_2 = 2\pi \sqrt{[L_1 + L_3 + (\beta + \Delta \beta) L_{\text{ст}}] (\alpha + \Delta \alpha) C_{\text{ст}}}.$$

Из них находим

$$\frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{4\pi^2} = \alpha C_{ст} [L_3 + \Delta\beta L_{ст} + \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \{L_1 + (\beta + \Delta\beta) L_{ст} + L_3\}].$$

Это дает для динамической емкости формулу

$$C_d = \alpha C_{ст} = \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{4\pi^2 L_3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Delta\beta}{\beta} \cdot \frac{\beta L_{ст}}{L_3} + \frac{\Delta\alpha}{\alpha} [1 + \frac{L_1 + \beta L_{ст}}{L_3} + \frac{\Delta\beta}{\beta} \cdot \frac{\beta L_{ст}}{L_3}]} \quad (7)$$

Поправочный множитель форм. (7) несколько ближе к единице, чем поправочный множитель форм. (5), потому, что $\Delta\beta$ при удлинении волны бывает отрицательное.

Закон распределения тока и напряжения вдоль сети обыкновенно бывает неизвестен. Однако с весьма большой степенью точности можно положить, что вдоль провода сети они распределяются по закону синуса так, что у верхнего изолированного конца кривая напряжений имеет точку, совпадающую с $\sin 90^\circ$, а кривая тока имеет точку, совпадающую с $\sin 0^\circ$. При собственной волне вдоль всего провода укладывается четверть синусоиды — т. е. 90° . При λ большей, чем λ_0 , вдоль провода сети укладывается только часть четверти синусоиды, именно $(\frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot 90^\circ)$ градусов; кривая напряжений представляет часть синусоиды от 90° до $\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} \cdot 90^\circ$, а кривая токов — часть синусоиды от 0° до $\frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot 90^\circ$.

Отсюда нетрудно вычислить α и β для различных удлинений. На черт. 3 показан закон изменения этих коэффициентов для удлинений до $\lambda = 3 \lambda_0$.

Для вычисления α и β удобно пользоваться нижеследующими коэффициентами, представляющими отношение площади части синусоиды ABCD (черт. 2) к площади соответствующего прямоугольника ABC'D. Для определения коэффициента α или β кривой, представляющей часть синусоиды, следует сложить коэффициенты тех участков, из которых кривая состоит, и сумму разделить на число участков.

Если четверть синусоиды разделить на 10 частей, то отдельные участки по порядку имеют коэффициенты:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
0,078;	0,233;	0,383;	0,522;	0,649;	0,760;	0,852;	0,924;	0,972;	0,997.

Если четверть синусоиды поделить на 12 равных частей, то коэффициенты отдельных участков имеют значения:

I II III IV V VI VII VIII IX X XI XII
0,066; 0,196; 0,322; 0,443; 0,555; 0,659; 0,751; 0,830; 0,896; 0,946; 0,980; 0,997.

Зная по кривой (3) или определив помощью приведенных коэффициентов α , β , $\alpha + \Delta\alpha$ и $\beta + \Delta\beta$ по тому относительному удлинению волны, которое производит введение L_2 , мы можем вычислить поправочные множители формулы (7).

Значение поправочного множителя зависит не только от того относительного изменения волны, которое производит введение L_2 , но, в значительно большей мере, от длины рабочей волны, т. е. от отношения рабочей волны, при которой требуется найти значение динамической емкости, к собственной волне сети.

На черт. 4 приведены значения поправочного коэффициента для случаев, когда динамическая емкость определяется при собственной длине волны сети и при рабочей волне, в два раза большей собственной. Как видно, в первом случае совершенно невозможно не исказить распределения тока введением L_2 . Даже при настолько малых L_2 , что волна изменяется всего на 10%, поправочный коэффициент падает до 0,83. С другой стороны даже очень большая L_2 не понижает поправочный множитель меньше 0,7.

Чем рабочая волна больше, тем ближе поправочный множитель к 1 и тем меньше он изменяется при различных значениях L_2 . Для $\lambda = 2\lambda_0$ он остается в пределах 0,95 — 0,91 для значений L_2 , меняющих волну от 1,5 до 3-х раз.

Петроград.

Электротехнический Институт.

Март 1921 г.

Об измерении собственной длины волны радиосети.

Инж. И. Г. Фреймана.

Определить собственную длину волны радиосети λ_0 , как известно, не так просто; как бы мала ни была добавочная самоиндукция, которую необходимо ввести для связи сети с источником колебаний или с волномером, она все же изменяет длину волны, и та величина, которую мы находим непосредственно из опыта, всегда несколько отличается от действительного значения λ_0 . Единственный способ, который при непосредственном измерении дает действительно значения, весьма близкие к λ_0 , состоит в определении положения минимума тока в волномере, возбуждаемом маломощным генератором незатухающих колебаний и слабо связанном с сетью.

Технически этот способ однако не всегда удобен; все измерения длины волны производятся гораздо легче, если сеть содержит некоторую добавочную самоиндукцию; если же знать длину волны сети при двух различных значениях добавочной самоиндукции, то определить длину собственной волны можно крайне простым графическим приемом: следует отложить квадраты длины волны, как ординаты точек, имеющих абсциссы, равные соответствующей добавочной самоиндукции; тогда прямая, проведенная через полученные точки A и B , отсечет на оси ординат квадрат длины собственной волны. Точное построение показано на черт. 1 (стр. 24).

Если довольствоваться простейшим выражением длины волны сети, формулой Томсона, то верность приведенного правила почти очевидна: обозначая емкость сети через C_0 , а самоиндукцию ее через L_0 , имеем для собственной волны $\lambda_2 = 2\pi \sqrt{L_0 C_0}$; если введем добавочную самоиндукцию L_1 , имеем $\lambda_1 = 2\pi \sqrt{(L_0 + L_1) C_0}$, а если введем L_2 , то $\lambda_2 = 2\pi \sqrt{(L_0 + L_2) C_0}$; отсюда

$$\lambda_2^2 : \lambda_1^2 : \lambda_0^2 = (L_0 + L_2) : (L_0 + L_1) : L_0,$$

т. е. все точки $\lambda^2 = f(L)$ лежат на одной прямой.

Ни емкость, ни самоиндукция радиосети, однако не остаются постоянными при изменении длины волны, так что приведенное доказательство нельзя признать строгим.

Точное выражение для длины волны радиосети может быть получено только интегрированием уравнения сети. Так как частота вообще мало зависит от сопротивления в колебательных цепях с достаточно небольшим затуханием, то дифференциальное уравнение колебаний в радиосети можно написать в виде

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{1}{L_e C_e} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где L_e и C_e — емкость и самоиндукция единицы длины провода сети. Общее решение этого уравнения имеет вид:

$$V = A \sin(kx + \varphi) \sin \omega t, \quad (2)$$

где A , φ , k постоянные, зависящие от граничных условий, а $\omega = \frac{1}{\sqrt{C_e L_e}}$.

Очевидно, что частота колебаний f определится из зависимости

$$2\pi f t = \omega t,$$

т. е.

$$f = \frac{\omega}{2\pi}.$$

Т. к., далее, между частотой f и длиной волны существует зависимость

$$\lambda = c \cdot T = \frac{c}{f},$$

то для длины волны радиосети получаем выражение

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \cdot \frac{c}{\omega} = \frac{2\pi}{k} c \sqrt{C_e L_e}. \quad (3)$$

Емкость провода радиуса r на единицу длины в эл.-ст. ед. выражается формулой.

$$C_e = \frac{1}{2 \ln \frac{l}{4r}} = \frac{1}{(2 \ln \frac{2l}{r} - 0,935)};$$

а самоиндукция провода на единицу длины при большой частоте тока стремится к пределу:

$$L_e = 2 \ln \left(\frac{2l}{r} - 1 \right) \text{ эл.-магн. ед.,}$$

убывая от величины $2 \left(\ln \frac{2l}{r} - 0,75 \right)$, которую она имеет для немагнитных материалов при токе низкой частоты. Поэтому, принимая во внимание соотношение между абсолютными электростатическими и электромагнитными единицами, можем с достаточной точностью положить $\epsilon \sqrt{C_e L_e} = 1$.

По формуле (3) длина волны радиосети принимает вид:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k},$$

где k постоянная, которая задается граничными условиями. Мы умножим числителя и знаменателя этого выражения на длину провода сети l , и будем пользоваться для выражения длины волны радиосети формулой

$$\lambda = \frac{2\pi l}{kl}. \quad (4)$$

Для определения параметра kl необходимо формулировать граничные условия данного частного случая.

Для простейшей сети, состоящей из вертикального заземленного провода, граничные условия состоят в том, что при $x = 0$ имеем $V = 0$ и $i = 0$ при $x = l$.

Принимая во внимание зависимость

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -C_e \frac{\partial v}{\partial t},$$

из (2) получаем для силы тока общее выражение

$$i = AC_e \omega \cos(kx + \varphi) \cos k\omega t. \quad (5)$$

Выражения (2) и (5) дают на основании граничных условий простого заземленного провода $\sin \varphi = 0$, след. $\varphi = 0$ и $\cos kl = 0$, след. $kl = \pi/2$; для длины волны получаем $\lambda = 4l$.

Если же у основания сети ввести катушку с самоиндукцией L^1 то первое граничное условие изменится: мы получим при $x = 0$,

$$V = -L^1 \frac{di}{dt} = L^1 A C_e \omega^2 k \cos \varphi \sin k\omega t;$$

второе граничное условие остается без изменения.

Из (2) и граничного условия для V находим

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L^1}{L_e l} \cdot kl \text{ или } \operatorname{Cotg} \varphi = \frac{L_e l}{L^1} \cdot \frac{1}{kl}. \quad (6)$$

Из граничного условия для i находим

$$\cos (kl + \varphi) = 0, \text{ т. е. } \operatorname{cotg} (kl + \varphi) = 0. \quad (7)$$

Из (6) и (7) имеем

$$\operatorname{Cotg} (kl) = \operatorname{Cotg} [(kl + \varphi) - \varphi] = \frac{L^1}{L_e l} \cdot kl. \quad (8)$$

Трансцендентное уравнение (8), как известно, может быть решено графически; искомые значения kl определяются, как абсциссы точек пересечения кривой cotg с прямыми; ординаты точек которых относятся к соответствующим абсциссам, как $\frac{L^1}{L_e l}$, т. е. как самоиндукция введенной у основания сети катушки к полной "статической" самоиндукции сети.

На черт. 2 выполнено это решение для значений $\frac{L^1}{L_e l} = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,4; 2; 3; 4; 5; 6$.

Т. к. длина волны, согласно (4), пропорциональна $\frac{1}{kl}$, то, откладывая квадраты найденных обратных значений kl , как ординаты при абсциссах $L^1/L_e l$, найдем закон изменения квадрата длины волны с введением добавочной самоиндукции в сеть у ее основания.

Нижняя линия черт. 3 (стр. 33) представляет эту зависимость. Как видно, она почти совершенно линейна; только при небольших удлинениях, пока введенная самоиндукция находится в пределах от 0,5 до $2 L_e l$, действительные значения, представленные точками; меньше соответствующих значений ординат точек на прямой на 1—1,5%.

Обычные радиосети отличаются от рассмотренного прямолинейного провода тем, что верхняя часть их идет горизонтально и передко состоит из целого ряда параллельных проводов. В этом случае нельзя считать емкость и самоиндукцию равномерно распределенными.

Решение ур. (1) в том случае, когда C_e и L_e суть функции x , представляется математически слишком сложным. Вместо этого можно рассматривать систему, в которой емкость и самоиндукция распределяется равномерно лишь вдоль вертикальной части, а горизонтальная часть представляет некоторую сосредоточенную емкость C_+ .

Наличие емкости у верхнего конца меняет граничные условия в этом месте. Вместо $i = 0$ мы получаем $i = -C_2 \frac{dv}{dt}$. Оно приводит вместо (7) к выражению

$$\operatorname{tang}(kl + \varphi) = \frac{C_2 l}{kl \cdot C_2}, \quad (9)$$

которое дает, если принять во внимание (6),

$$\operatorname{tang}(kl) = \operatorname{tang}[(kl + \varphi) - \varphi] = \frac{C_2 l \cdot L_e \cdot l - L^1 C_2 (kl)^2}{C_2 \cdot L_e l + L^1 C_2 l} \cdot \frac{1}{kl},$$

или

$$\operatorname{cotg}(kl) = \frac{C_2 \cdot L_e l + L^1 C_2 l}{C_2 l \cdot L_e l - L^1 C_2 (kl)^2} \cdot kl. \quad (10)$$

Если отношение емкости C_2 к полной статической емкости вертикальной части обозначить через n , а отношение самоиндукции катушки L^1 к полной „статической“ самоиндукции вертикальной части $L_e l$ через m , то (10) можно переписать в виде

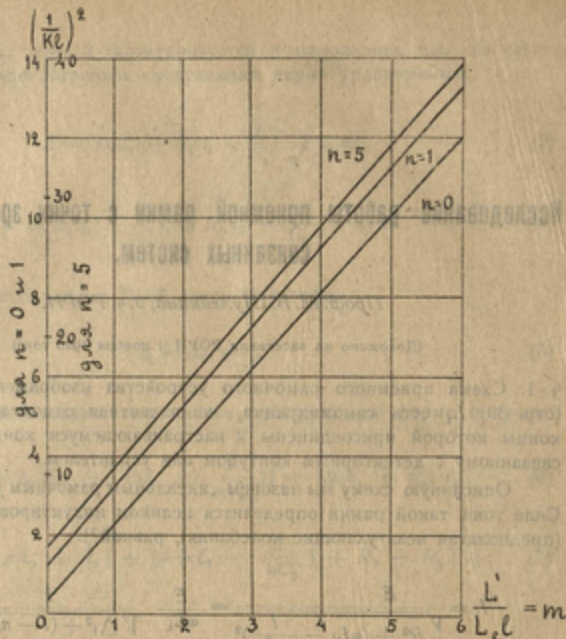
$$\operatorname{cotg}(kl) = \frac{n + m}{1 - n \cdot m (kl)^2} \cdot kl. \quad (10^a)$$

На черт. 4 (стр. 24) показано графическое решение этого уравнения для $n = 1$, а на черт. 5 для $n = 5$. Этим исчерпываются почти все практически важные случаи. Квадраты величин обратных kl (выраженных в радианах) пропорциональны, конечно, λ^2 , и линия построенная по этим ординатам, при абсциссах, равных соответствующим значениям $m = \frac{L^1}{L_e l}$, выражает закон изменения λ^2 при изменении величины удлинительной катушки. Как видно, закон линейной зависимости остается в пределах точности обычных измерений вполне верным для всех форм применяемых на практике открытых радиосетей.

Чтобы использовать эту зависимость наилучшим образом для определения собственной длины волны λ_0 , необходимо еще установить, как меняется относительная ошибка определения λ_0 от относительной ошибки в измерении λ_1 и λ_2 и от выбора L_1 и L_2 .

Если длина волны определяется с точностью $\alpha\%$, то квадрат длины волны будет верен до $1,41\alpha\%$.

Положим, что относительная точность измерения волны λ_1 и λ_2 одинаковы, и что в определении λ_1^2 мы делаем абсолютную ошибку $a\lambda_1^2$, а в определении λ_2^2 — $a\lambda_2^2$. Как нетрудно усмотреть из черт. 1,



Черт. 3.

на котором нанесены пунктиром прямые квадратов длины волны, найденные по неправильным точкам A^1 и B^1 или A^1 и B^{11} , погрешность в определении λ_0^2 будет различная, смотря по тому, имеют ли $a\lambda_1^2$ и $a\lambda_2^2$ одинаковый знак или различные знаки. В первом случае относительная точность λ_0^2 остается такою же, как и λ_1^2 и λ_2^2 , т. е. она равна $a\%$. Во втором случае для относительной ошибки λ_0^2 нетрудно вывести зависимость

$$x = a \cdot \frac{\lambda_1^2}{\lambda_0^2} \left\{ 1 + \frac{L_2 + L_1}{L_2 - L_1} \right\}. \quad (11)$$

Отсюда следует, что λ_1 не желательно выбирать очень большой, а λ_2 , напротив, желательно по возможности увеличить. Если, напр., длина волны измеряется с точностью в 1%, след. квадрат длины волны с точностью $a = 1.41\%$, L_1 , вводимая при измерении λ_1 , равна собственной самоиндукции сети, т. е. $\lambda_1^2 : \lambda_0^2 \sim 2.00$, а $L_2 = 6 L_1$, то относительная точность определения λ_0^2 будет

$$x = 1.41 \cdot 2 \left(1 + \frac{7}{5} \right) = 6.7\%.$$

Это составит высший предел погрешности, если прямую строить только по двум точкам. При пользовании несколькими точками, прямая может быть проведена значительно более точно.

Исследование работы приемной рамки с точки зрения теории связанных систем.

Проф. М. В. Шулейкина, д. ч. РОРИ.

(Доложено на заседании РОРИ 9 ноября 1920 года).

§ 1. Схема приемного рамочного устройства изображена на черт. 1 (стр. 39) L_1 есть самоиндукция, эквивалентная самоиндукции рамки, концы которой присоединены к настраиваемому конденсатору C_1 , связанному с детекторным контуром или усилителем.

Описанную схему мы назовем „идеальным рамочным устройством“. Сила тока такой рамки определится целиком индуктированной эдс E (предполагая незатухающие колебания), равной¹⁾:

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2}} = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta_1^2 + (1 - \mu_1^2/\omega^2)^2}}, \quad (1)$$

где $\mu_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1}$ и

$$\Delta_1 = \frac{R}{\omega L_1} = \frac{2\pi f}{\omega} = \frac{2\pi T}{2\pi} = \frac{\delta}{\pi}.$$

При $\mu_1^2 = \omega^2$

$$J_1 = \frac{E}{R_1}. \quad (2)$$

Приемная сила тока не определяется выражением (2) благодаря собственной емкости рамки C_3 , которую мы назовем „паразитной“. Последняя, в действительности, распределяется по длине проводов, но в первом приближении мы примем ее сосредоточенной, включенной параллельно самоиндукции L_1 . Очевидно, что эта цепь паразитной емкости обладает некоторым сопротивлением R_3 . Получаемая таким образом схема изображена на черт. 2.

¹⁾ В дальнейших формулах значек сверху, напр., i_1^1 форм. (3), обозначает первую производную по времени.

§ 2. Схема черт. 2 характеризуется в отношении эдс на основании 2-го закона Кирхгофа следующими двумя уравнениями:

$$E = L_1 i_1' + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} \int i_1 dt, \quad (3)$$

$$E = L_1 i_1' + R_1 i_1 + R_3 i_3 + \frac{1}{C_3} \int i_3 dt \quad (4)$$

и в отношении сил токов (1-ый закон Кирхгофа):

$$i_1 = i_2 + i_3. \quad (5)$$

Перепишывая означенные ур-ия в векториальной форме, получим:

$$E = I_2 [R_1 + j(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})] + [j\omega L_1 + R_1] I_3, \quad (6)$$

$$E = I_2 [j\omega L_1 + R_1] + [j(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_3}) + R_1 + R_3] I_3; \quad (7)$$

или

$$\frac{E}{\omega L_1} = I_2 [\frac{R_1}{\omega L_1} + j(I - \frac{1}{\omega^2 L_1 C_1})] + [j + \frac{R_1}{\omega L_1}] I_3;$$

$$\frac{E}{\omega L_1} = I_2 [j + \frac{R_1}{\omega L_1}] + [j(I - \frac{1}{\omega^2 L_1 C_3}) + \frac{R_1}{\omega L_1} + \frac{R_3}{\omega L_1}] I_3.$$

Обозначая

$$\frac{R_1}{\omega L_1} = \frac{2 \alpha_1}{\omega} = \frac{\beta_1}{\pi} = \Delta_1,$$

а также

$$\frac{\omega L_1}{R_3} = \Delta_3; \quad n_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \quad \text{и} \quad n_3^2 = \frac{1}{L_1 C_3},$$

получим окончательно:

$$\frac{E}{\omega L_1} = I_2 [\Delta_1 + j(I - \frac{n_1^2}{\omega^2})] + [j + \Delta_1] I_3, \quad (8)$$

$$\frac{E}{\omega L_1} = I_2 [j + \Delta_1] + [j(I - \frac{n_3^2}{\omega^2}) + \Delta_1 + \Delta_3] I_3. \quad (9)$$

Решая (8) и (9) относительно I_2 и I_3 , найдем:

$$I_2 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{\Delta_3 - j n_3^2 / \omega^2}{\left\{ \Delta_1 + j(I - \frac{n_3^2}{\omega^2}) \right\} \left\{ \Delta_1 + \Delta_3 + j(I - \frac{n_3^2}{\omega^2}) \right\} - [j + \Delta_1]^2},$$

$$I_3 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{-j n_3^2 / \omega^2}{\left\{ \Delta_1 + j(I - \frac{n_3^2}{\omega^2}) \right\} \left\{ \Delta_1 + \Delta_3 + j(I - \frac{n_3^2}{\omega^2}) \right\} - [j + \Delta_1]^2}.$$

Исключая мнимость, определяем I_2 и I_3 равными:

$$I_2 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot$$

$$\frac{\sqrt{\Delta_3^2 + (n_3^2 / \omega^2)^2}}{\sqrt{[-\Delta_1 \frac{n_2^2 + n_3^2}{\omega^2} + \Delta_3 (I - \frac{n_2^2}{\omega^2})]^2 + (\frac{n_2^2 + n_3^2}{\omega^2} - \frac{n_1^2 n_3^2}{\omega^4} + \Delta_1 \Delta_3)^2}}, \quad (10)$$

$$I_3 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot$$

$$\frac{n_2^2 / \omega^2}{\sqrt{[-\Delta_1 \frac{n_2^2 + n_3^2}{\omega^2} + \Delta_3 (I - \frac{n_2^2}{\omega^2})]^2 + (\frac{n_2^2 + n_3^2}{\omega^2} - \frac{n_2^2 + n_3^2}{\omega^4} + \Delta_1 \Delta_3)^2}} \quad (11)$$

Условие резонанса гласит:

$$\frac{n_2^2 + n_3^2}{\omega^2} - \frac{n_2^2 + n_3^2}{\omega^4} + \Delta_1 \Delta_3 = 0 \quad (12)$$

или

$$\frac{n_2^2}{\omega^2} = \frac{-\Delta_1 \Delta_3 - n_3^2 / \omega^2}{1 - n_3^2 / \omega^2} = \frac{n_3^2 / \omega^2}{n_3^2 / \omega^2 - 1};$$

причем, по существу дела, $n_3^2 / \omega^2 \gg 1$.

Подставляя условие резонанса (12) в (10) и (11), найдем значения I_2 и I_3 , соответствующие резонансу:

$$I_2 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{\sqrt{\Delta_3^2 + (n_3^2 / \omega^2)^2} \left[\frac{n_3^2}{\omega^2} - I \right]}{\Delta_3 (I + n_3^2 / \omega^2) - \Delta_1 (\Delta_1 \Delta_3 - \frac{\Delta_3}{\omega^4})} \quad (13)$$

или

$$I_2 \approx \frac{E}{R_1} \cdot \frac{n_3^2 / \omega^2 (I - n_3^2 / \omega^2)}{\left[\frac{\Delta_3}{\Delta_1} + n_3^4 / \omega^4 \right]} = \frac{E}{R_1} \cdot \frac{n_3^2 / \omega^2 (I - n_3^2 / \omega^2)}{\frac{\Delta_3}{\Delta_1} + n_3^4 / \omega^4}$$

$$I_3 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{n_3^2 / \omega^2 + \Delta_1 \Delta_3}{(-\Delta_3 - \Delta_1 \Delta_3^2 - \Delta_1 \frac{n_3^4}{\omega^4} - \Delta_1^2 \Delta_3)} \approx - \frac{E}{R_1} \cdot \frac{n_3^2 / \omega^2}{\Delta_3 / \Delta_1 + n_3^4 / \omega^4} \quad (14)$$

В случае, если $n_3^2 / \omega^2 = I$,

$$I_2 = 0 \text{ и } I_3 = - \frac{E}{R_1} \cdot \frac{I}{-I} = \frac{E}{R_1}$$

Сила тока I_1 по (5) определяется равной при резонансе:

$$I_1 = - \frac{E}{R_1} \cdot \frac{n_3^4 / \omega^4}{\Delta_3 / \Delta_1 + n_3^4 / \omega^4} \quad (15)$$

Принимая во внимание, что $\omega = 2\pi \text{ с} = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi v}{\lambda}$, и также $n_3 = \frac{2\pi v}{\lambda_3}$, получим, что $\frac{n_3^2}{\omega^2} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_3}\right)^2$, где λ_3 — собственная длина волны рамки, а λ — рабочая длина волны.

Обозначив $(\lambda/\lambda_3)^2 = \xi^2 \gg I$ и $\Delta_3/\Delta_1 = \rho^2$, найдем окончательно:

$$I_2 = \frac{E}{R_1} \cdot \frac{\xi^2 (I - \xi^2)}{\xi^2 + \xi^2} = - \frac{E}{R_1} \cdot \frac{\xi^2 (\xi^2 - I)}{\xi^4 + \rho^2} \quad (16)$$

$$I_3 = -\frac{E}{R} \cdot \frac{\tilde{z}^2}{\tilde{z}^4 + \rho^2}, \quad (17)$$

$$I_1 = -\frac{E}{R_1} \cdot \frac{\tilde{z}^4}{\tilde{z}^4 + \rho^2}. \quad (18)$$

Исходя из изложенного, заключаем, что для хорошей работы рамки, т. е. для работы, при которой влияние собственной емкости незаметно, необходимо проектировать рамку так, чтобы рабочая длина волны значительно ($\tilde{z}^2 > 3$) превосходила ее собственную.

§ 3. Желая ослабить влияние паразитного контура, мы вводим в цепь конденсатора C_2 добавочную самоиндукцию L_2 (черт. 3), проектируя ее так, чтобы ее сопротивление было очень мало по сравнению с R_1 и R_3 .

На основании первого и второго законов Кирхгофа мы можем написать

$$e = L_1 \dot{i} + R_1 i_1 + L_2 i_2 + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt, \quad (19)$$

$$e = L_1 \dot{i} + R_1 i_1 + R_3 i_3 + \frac{1}{C_3} \int i_3 dt; \quad (20)$$

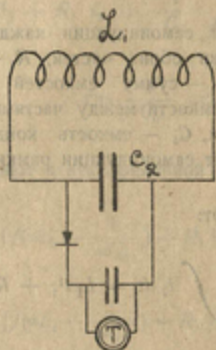
перейдя к векториальной форме и решая, подобно предыдущему, найдем, после некоторых допущений, что ($k^2 = L_1 : [L_1 + L_2]$)

$$I_1 : (I_2 + I_3) = -\frac{E}{R_1} \cdot \frac{[k^2 (1 - k^2) + \tilde{z}^2 (1 - k^2 + \tilde{z}^2)]}{1/k^2 [\tilde{z}^4 + k^4 \rho^2]}, \quad (21)$$

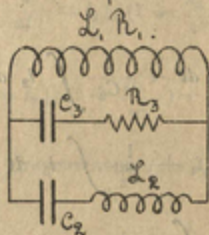
откуда мы видим, что включенная самоиндукция не помогает.

§ 4. Некоторое улучшение действия рамки получается, если мы рамку разделим на две части. Индуцированная эдс в рамке при прочих равных условиях индукции увеличится вдвое. На самом деле индуцированная эдс пропорциональна площади рамки A и числу витков w . Подразделяя рамку, мы увеличиваем площадь вдвое при том же самом числе витков. Кроме того, каждый элемент рамки, включенный на свою паразитную емкость C_2 , обладает меньшей длиной волны, так как C_2 уменьшилась за счет подразделения рамки и за счет того, что часть собственной емкости вынесена в цепь конденсатора C_3 , соединяющего рамки. В данном случае нас не интересует вопрос о том, как ток делится между параллельно включенными цепями конденсатора C_3 и емкостью двух половин друг относительно друга C_1 .

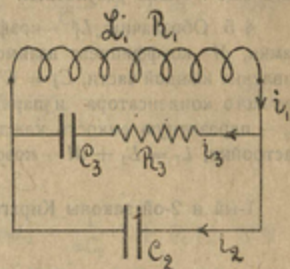
К статье проф. М. В. Шульгина: „Исследование работы приемной рамки.“



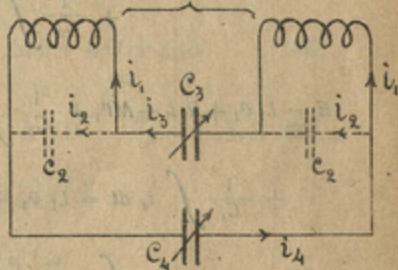
Черт. 1.



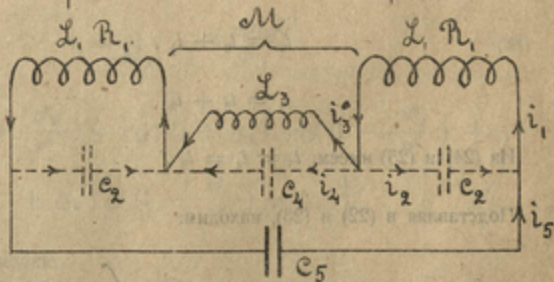
Черт. 3.



Черт. 2.



Черт. 4.



Черт. 5.

Поэтому мы обозначим емкость этой цепи через C_3 . Уменьшение λ_0 произошло также и за счет того, что самоиндукция рамки значительно уменьшилась за счет разноса ее частей. Таким образом при той же самой рабочей длине волны прием на такую рамку будет значительно выше. Подразделение на три, четыре и более частей должно дать еще лучшие результаты.

§ 5. Обозначим: L_1 — коэффициент самоиндукции каждой части рамки, M — коэффициент взаимной индукции обеих частей, R_1 — сопротивление каждой части, $C_3 = C_1^1 + C_1^{11}$ — сумму емкостей соединительного конденсатора и паразитной емкости между частями рамки, C_2 — паразитную емкость каждой части, C_4 — емкость конденсатора настройки, $L_1 = L_1 + M$ — коэффициент самоиндукции рамки.

1-ый и 2-ой законы Кирхгофа дают:

$$E = L_1 \dot{i}_1 + R_1 i_1 + M \dot{i}_1 + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt = L_1 \dot{i}_1 + R_1 i_1 + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt, \quad (22)$$

$$E = L_1 \dot{i}_1 + R_1 i_1 + M \dot{i}_1 + \frac{1}{C_3} \int i_3 dt - \frac{1}{C_2} \int i_2 dt + \frac{1}{C_4} \int i_4 dt = L_1 \dot{i}_1 + R_1 i_1 + \frac{1}{C_3} \int i_3 dt - \frac{1}{C_2} \int i_2 dt + \frac{1}{C_4} \int i_4 dt, \quad (23)$$

$$i_1 = i_2 + i_4, \quad (24)$$

$$i_1 = i_3 + i_2. \quad (25)$$

Из (24) и (25) имеем: $i_3 = i_4 = i_2$.

Подставляя в (22) и (23), находим:

$$e = L_1 \dot{i}_1 + R_1 i_1 + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt, \quad (26)$$

$$e = L_1 \dot{i}_1 + R_1 i_1 + \left(\frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} \right) \int i_3 dt - \frac{1}{C_2} \int i_2 dt = \\ = L_1 \dot{i}_1 + R_1 i_1 + \frac{1}{C_0} \int i_3 dt - \frac{1}{C_2} \int i_1 dt, \quad (27)$$

$$\text{где } \frac{1}{C_0} = \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_1}. \quad (28)$$

(26) и (27) дают в векториальной форме:

$$\varepsilon = I_2 [j(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_2}) + R_1] + I_3 [j(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_0}) + R_1], \quad (29)$$

$$\varepsilon = I_2 [j(\omega L_1 + \frac{1}{\omega C_2}) + R_1] + I_3 [j(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_0}) + R_1], \quad (30)$$

или

$$\frac{\varepsilon}{\omega L_1} = I_2 [j(1 - \frac{n_2^2}{\omega^2}) + \Delta_1] + I_3 (j + \Delta_1), \quad (31)$$

$$\frac{\varepsilon}{\omega L_1} = I_2 [j(1 + \frac{n_2^2}{\omega^2}) + \Delta_1] + I_3 [j(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}) + \Delta_1]. \quad (32)$$

Решая относительно I_3 и I_2 , получим:

$$I_3 = \frac{\varepsilon}{\omega L_1} \cdot \frac{2j n_2^2 / \omega^2}{\Phi}, \quad (33)$$

$$I_2 = \frac{\varepsilon}{\omega L_1} \cdot \frac{j n_0^2 / \omega^2}{\Phi}, \quad (34)$$

причем

$$\Phi = \left\{ [j(1 + \frac{n_2^2}{\omega^2}) + \Delta_1] (j + \Delta_1) - [j(1 - \frac{n_2^2}{\omega^2}) + \Delta_1] [j(1 - \frac{n_0^2}{\omega^2}) + \Delta_1] \right\}$$

или, открывая скобки,

$$\Phi = \left\{ \frac{n_2^2 n_0^2}{\omega^4} - 2 \frac{n_2^2}{\omega^2} - \frac{n_0^2}{\omega^2} \right\} + j \left\{ 2 \frac{n_2^2}{\omega^2} + \frac{n_0^2}{\omega^2} \right\} \Delta_1.$$

Условие резонанса гласит:

$$\frac{n_1^2 n_0^2}{\omega^4} - 2 \frac{n_1^2}{\omega^2} - n_0^2/\omega^2 = 0$$

или

$$n_0^2/\omega^2 = \frac{2 n_1^2/\omega^2}{n_1^2/\omega^2 - 1}. \quad (35)$$

Находим тензора (33) и (34):

$$I_3 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{2 n_1^2/\omega^2}{(\Phi)} \quad (36)$$

и

$$I_2 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{n_0^2/\omega^2}{(\Phi)}, \quad (37)$$

где

$$(\Phi) = \sqrt{\left\{ \frac{n_1^2 n_0^2}{\omega^4} - 2 \frac{n_1^2}{\omega^2} - \frac{n_0^2}{\omega^2} \right\} + \left\{ 2 \frac{n_1^2}{\omega^2} + \frac{n_1^2}{\omega^2} \right\} \Delta_1}.$$

Подставляя в (36) и (37) условие резонанса, определим резонансные значения I_3 и I_2 равными:

$$I_1 = I_3 = \frac{E}{R_1} \cdot \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} \quad (38)$$

и

$$I_2 = \frac{E}{R_1} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2}. \quad (39)$$

откуда $I_1 = \frac{E}{R}$, т. е. тождественно то же самое, что в (16), (17) и (18), так как мы предположили $\rho^2 = 0$.

§ 5. Чтобы сравнить оба эти случая, мы должны заметить, что в данном случае сопротивление k_1 вдвое меньше, чем в (16), (17) и (18). Точно также и собственные длины волн разные. Приняв это во внимание, мы получим, обозначая все величины § 4 со штрихами, при равной рабочей волне следующие отношения сил токов:

$$I_3/I_2 = \frac{E^1}{R_1^1} \cdot \frac{R_1}{E} \cdot \frac{(\varepsilon^{21} - 1) \varepsilon^2}{(\varepsilon^2 - 1) \varepsilon^{21}}$$

Далее $2E = E$ и $R_1 = 2R_1^1$, так что

$$I_3/I_2 = \frac{(\frac{\lambda^2}{\lambda_0^{21}} - 1) \lambda^2/\lambda_0^2}{\lambda^2/\lambda_0^{21} (\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} - 1)} = \frac{(\frac{\lambda^2}{\lambda_0^{21}} - 1) \lambda_0^{21}}{(\lambda^2/\lambda_0^2 - 1) \lambda_0^2} = \frac{\lambda^2 - \lambda_0^{21}}{\lambda^2 - \lambda_0^2} = \frac{1 - \lambda_0^{21}/\lambda^2}{1 - \lambda_0^2/\lambda^2}.$$

Полагая $\lambda_0^{12} = a \lambda_0^2$, где $a < 1$, будем иметь

$$I_3/I_2 = \frac{1 - a (\lambda_0^2/\lambda^2)}{1 - \lambda_0^2/\lambda^2} = \frac{\lambda^2 - a}{\lambda^2 - 1}.$$

§ 6. Дальнейшее исследование относится к тому случаю, когда вместо конденсатора C_3 (черт. 4 стр. 39) вводится самоиндукция (черт. 5) L_3 . Схема черт. 5 характеризуется следующими уравнениями:

$$E = L_1 i_1' + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} \int i_1 dt, \quad (40)$$

$$E = L_1 i_1' + R_1 i_1 + \frac{1}{C_4} \int i_4 dt - \frac{1}{C_2} \int i_2 dt + \\ + \frac{1}{C_5} \int i_5 dt, \quad (41)$$

$$0 = L_3 i_1' - \frac{1}{C_4} \int i_4 dt, \quad (42)$$

$$i_1 = i_2 + i_5, \quad (43)$$

$$i_1 = i_2 + i_3 + i_4. \quad (44)$$

Из (43) и (44) имеем:

$$i_5 = i_3 + i_4. \quad (45)$$

Подставляя в (40)–(42) уравнение (43), имеем:

$$E = (L_1 i_5' + R_1 i_5) + (L_1 i_2' + R_1 i_2 + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt), \quad (46)$$

$$E = (L_1 i_5' + R_1 i_5 + \frac{1}{C_5} \int i_5 dt) + (L_1 i_2' + R_1 i_2 - \frac{1}{C_4} \int i_2 dt) + \\ + \frac{1}{C_4} \int i_4 dt, \quad (47)$$

$$0 = L_3 \dot{I}_3 + \frac{1}{C_4} \int I_4 dt. \quad (48)$$

В (46) и (47) подставим (45):

$$E = (L_1 \dot{I}_3 + R_1 I_3) + (L_1 \dot{I}_4 + R_1 I_4) + (L_1 \dot{I}_2 + R_1 I_2 + \frac{1}{C_2} \int I_2 dt), \quad (49)$$

$$E = (L_1 \dot{I}_3 + R_1 I_3 + \frac{1}{C_5} \int I_3 dt) + (L_5 \dot{I}_4 + R_1 I_4 + \frac{1}{C_5} \int I_4 dt) + \\ + (L_1 \dot{I}_2 + R_1 I_2 + \frac{1}{C_2} \int I_2 dt) + \frac{1}{C_4} \int I_4 dt, \quad (50)$$

$$0 = L_3 \dot{I}_3 + \frac{1}{C_4} \int I_4 dt. \quad (51)$$

Перепишем (49), (50) и (51) в векторной форме:

$$E = I_3 (j \omega L_1 + R_1) + I_4 (j \omega L_1 + R_1) + I_2 \left\{ R_1 + j (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_2}) \right\}, \quad (52)$$

$$E = I_3 \left\{ R_1 + j (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_5}) \right\} + I_4 \left\{ R_1 + j (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_5}) \right\} + \\ + I_2 \left\{ R_1 + j (\omega L_1 + \frac{1}{\omega C_2}) \right\}, \quad (53)$$

$$0 = I_3 (L_3 \omega - \frac{1}{\omega C_4} I_4), \quad (54)$$

$$\text{где } C_0 = \frac{1}{C_5} + \frac{1}{C_4}.$$

Делим (52) и (53) на ωL_1

$$E/\omega L_1 = I_3 (j + \Delta_1) + I_4 (j + \Delta_1) + I_2 \left\{ \Delta_2 + j (1 - \frac{n_2^2}{\omega^2}) \right\}, \quad (55)$$

$$E/\omega L_1 = I_3 \left\{ \Delta_1 + j (1 - \frac{n_5^2}{\omega^2}) \right\} + I_4 \left\{ \Delta_1 + j (1 - \frac{n_5^2}{\omega^2}) \right\} + \\ + I_2 \left\{ \Delta_1 + j (1 + \frac{n_2^2}{\omega^2}) \right\}, \quad (56)$$

$$0 = j(I_3 - I_4 n_4^2 / \omega^2). \quad (57)$$

Из (55) и (56) исключаем I_3 при помощи (57):

$$\frac{E}{\omega L_1} = I_4 \left\{ (j + \Delta_1) \left(1 + \frac{n_4^2}{\omega^2} \right) \right\} + I_3 \left\{ \Delta_1 + j \left(1 - \frac{n_2^2}{\omega^2} \right) \right\}, \quad (58)$$

$$\begin{aligned} \frac{E}{\omega L_1} = I_4 \left\{ [\Delta_1 + j(1 - n_6^2 / \omega^2)] + [\Delta_1 + j(1 - \frac{n_5^2}{\omega^2})] \frac{n_4^2}{\omega^2} \right\} + \\ + I_3 \left\{ \Delta_1 + j \left(1 + \frac{n_2^2}{\omega^2} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (59)$$

Решая (58) и (59), находим I_3 и I_4 , а затем при помощи (57) — I_5 , из (45) — i_5 и из (43) — i_1 . Получим

$$I_1 = -\frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{j \left[2 \frac{n_2^2}{\omega^2} (1 + n_4^2 / \omega^2) + (n_6^2 / \omega^2 + \frac{n_5^2 n_4^2}{\omega^4}) \right]}{\Phi}, \quad (60)$$

$$I_4 = -\frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{j \left(\frac{n_4^2 n_5^2}{\omega^4} + \frac{n_6^2}{\omega^2} \right)}{\Phi}, \quad (61)$$

$$I_3 = -\frac{E}{\omega L_1} \cdot 2j \frac{\frac{n_2^2 n_4^2}{\omega^2}}{\Phi}, \quad (62)$$

$$I_4 = -\frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{2j n_4^2 / \omega^2}{\Phi}, \quad (63)$$

$$I_6 = -\frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{2j n_2^2 / \omega^2 (1 + n_4^2 / \omega^2)}{\Phi}, \quad (64)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi = \left\{ \frac{n_6^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{n_2^2}{\omega^2} \right) + 2 \frac{n_2^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{n_4^2}{\omega^2} \right) + \frac{n_4^2 n_5^2}{\omega^4} \left(1 - \frac{n_2^2}{\omega^2} \right) \right\} - \\ - j \Delta_1 \left\{ \frac{n_6^2}{\omega^2} + 2 \frac{n_2^2}{\omega^2} + \frac{n_4^2}{\omega^4} + \frac{n_5^2}{\omega^4} + 2 \frac{n_2^2 n_4^2}{\omega^4} \right\}. \end{aligned}$$

Условие резонанса гласит:

$$n_6^2 / \omega^2 - \frac{n_2^2 n_4^2}{\omega^2} + \frac{2 n_2^2}{\omega^2} + 2 \frac{n_2^2 n_4^2}{\omega^4} + \frac{n_4^2 n_5^2}{\omega^4} - \frac{n_2^2 n_5^2 n_4^2}{\omega^6} = 0. \quad (65)$$

(56) По предыдущему

$$n_0^2 = \frac{1}{L_1 C_0} = \frac{1}{L_1 C_3} + \frac{1}{L_1 C_4} = n_3^2 + n_{40}^2,$$

откуда

$$(57) \quad \frac{n_3^2}{\omega^2} = - \frac{\frac{n_{40}^2}{\omega^2} (1 - \frac{n_2^2}{\omega^2}) + 2 \frac{n_2^2}{\omega^2} (1 + \frac{n_4^2}{\omega^2})}{1 - n_2^2/\omega^2 - n_{40}^2/\omega^2 (1 - n_2^2/\omega^2)}.$$

Подставляя это равенство в (65), находим для условия резонанса

$$(66) \quad \Phi = -j \Delta_1 \left\{ \frac{2 \frac{n_2^2}{\omega^2} (1 - n_{40}^2/\omega^2) + 2 \frac{n_{40}^2 n_4^2}{\omega^4} (1 - n_2^2/\omega^2)}{(1 - n_2^2/\omega^2) (1 - n_{40}^2/\omega^2)} \right\}.$$

Переходя к тензорам, получим следующее выражение для I_5 :

$$(67) \quad I_5 = \frac{E}{\omega L_1} \cdot \frac{2 \frac{n_2^2}{\omega^2} (1 - n_{40}^2/\omega^2) (1 - n_2^2/\omega^2)}{\Delta_1 \left[\frac{2 n_2^2}{\omega^4} (1 - \frac{n_{40}^2}{\omega^2} + 2 \frac{n_{40}^2 n_4^2}{\omega^4} (1 - \frac{n_2^2}{\omega^2})) \right]},$$

где

$$n_{40} = 1/L_1 C_4, \text{ а } n_4 = 1/L_3 C_4,$$

или

$$(68) \quad I_5 = \frac{E}{R_1} \cdot \frac{\delta^2 (1 - \tau_1) (1 - \delta^2)}{\delta^4 (1 - \tau_1) + \frac{\tau_1^2 \tau_2}{\omega^4} (1 - \delta^2)}.$$

(69) Если $L_3 = 0$, то

$$(70) \quad I_5 = \frac{E}{R} \cdot \frac{\delta^2 (1 - \delta^2)}{\delta^4} = - \frac{E}{R} \frac{(\delta^2 - 1)}{\delta^2},$$

результат, уже полученный раньше.

$$(71) \quad \text{Пример: } \delta^2 = 2; \tau_1 = \tau_2 = 2; I_5 = \frac{E}{R_1} \cdot \frac{2 \cdot 3 \cdot 1}{-4 \cdot 3 - 4 \cdot 1} =$$

$$= - \frac{E}{R_1} \cdot \frac{6}{16} = - \frac{E}{R_1} \cdot 0,375; \text{ по основной формуле } = - \frac{E}{R_1} \cdot 0,5.$$

(Доставлена в редакцию 17 февр. 1921 г.).

Генератор трансформатор токов высокой частоты.

Н. М. Обухов. Ч. ПОРОРИ.

Сущность предлагаемого мной способа для возбуждения электрического тока высокой частоты поясняется схематически на черт. 1 стр. 49, тогда как на черт. 2 представлена примерная простейшая схема машины для генерации тока и умножения его частоты. На дальнейших чертежах поясняются различные более сложные и совершенные формы осуществления предлагаемой мной машины. Согласно черт. 1 две независимые друг от друга магнитные цепи A и B пронизывают магнитным потоком первичную и вторичную обмотки, а именно: магнитная цепь A — обмотки 1 и 2, а магнитная цепь B — обмотки 1' и 2'. Первичные обмотки 1 и 1' соединены друг с другом так, что направление тока в этих обмотках противоположное, а вторичные обмотки 2 и 2' так, что направление возбужденного в них тока одинаково, что видно из стрелок на этом чертеже. Дело впрочем несколько не изменится, если направление тока в первичных обмотках будет одинаковым, а во вторичных противоположным.

Ток, частоту которого требуется повысить (умножить), проходит на изображенной схеме по первичной обмотке, входя в обмотку первую и выходя из обмотки 1'. Заставим каким-либо способом при такой циркуляции тока, магнитную проводимость в обоих магнитных цепях A и B пульсировать с некоторой определенной частотой и при том так, чтобы фазы этой пульсации в обоих цепях были друг другу противоположны. Тогда в каждой из вторичных обмоток 2 и 2' появится кроме основной эдс частоты f и высшие гармоники, при чем некоторые из этих гармоник будут в фазе друг с другом, а следовательно их амплитуды при указании на черт. 1 соединении вторичных обмоток сложатся, а другие гармоники будут в противоположных фазах и потому будут взаимно уравновешиваться. Если в цепь вторичных обмоток 2 и 2' включить конденсатор C , настроенный в резонанс с любой из тех гармоник, чьи амплитуды складываются, то получится еще более отчетливое выделение эдс определенной повышенной частоты.

На черт. 2 схематически представлена машина для осуществления только что поясненного умножения частоты тока. Пластинчатый статор этой машины подразделен на две половины S и S' , а зубчатый и также

пластинчатый ротор — на две соответствующие части R и R^1 . Первичные и вторичные обмотки, 1 и 1^1 и 2 и 2^1 , помещены на статоре и соединены друг с другом вышеописанным способом, т. е. или так, что направление тока в первичных обмотках одинаковое, а во вторичных — взаимнопротивоположное, или наоборот. Выступы и впадины на частях R и R^1 ротора имеют такое друг к другу относительное расположение, что пульсация магнитной проводимости в части A статора и ротора (части S и R) находится в противоположной фазе с пульсацией магнитной проводимости в половине B (части S^1 и R^1). Сущность дела не изменится, если устройство будет обратное, т. е. если обмотки 1, 1^1 и 2, 2^1 будут расположены на роторе, а зубцы на статоре.

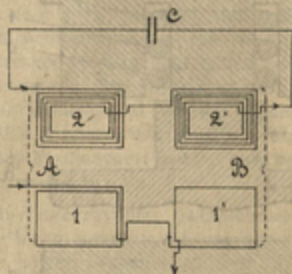
Путем комбинирования нескольких таких машин, сидящих на общем валу или на разных валах и соединенных между собою каскадно, можно, как будет пояснено подробнее ниже, осуществить процесс умножения основной частоты в нескольких ступенях. Такое умножение частоты ступенями можно провести впрочем и в одном и том же приборе (черт. 2). Выделенный при помощи конденсатора C ток повышенной частоты во вторичной обмотке порождает, при содействии пульсации магнитной проводимости, в первичной обмотке гармоники еще более высокой частоты, из которых одни взаимно уравниваются и погашаются, а другие, напротив, складываются. Будучи вновь выделены посредством конденсатора эти эдс действуют вместе с пульсацией магнитной проводимости на вторичную обмотку снова в направлении дальнейшего умножения частоты и т. д.

Дальнейшая форма осуществления предлагаемого мной прибора или машины может состоять в том, что питающий ток основной (умножаемой) частоты порождается в первичной обмотке самого умножителя путем присоединения к нему намагничивающей системы постоянного тока, и используется в целях умножения частоты уже имеющаяся пульсация магнитной проводимости. Если частота пульсации магнитной проводимости при этом будет равна основной (подлежащей умножению) частоте электрического тока, питающего первичную обмотку, то многостепенное умножение частоты даст, очевидно, последовательно ряд частот $2f, 3f, 4f, \dots$

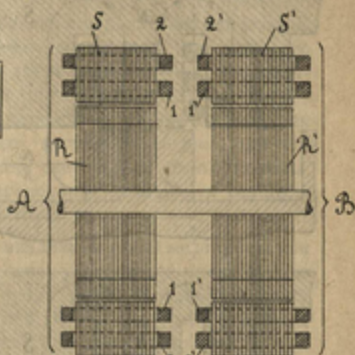
Если же частота пульсации магнитной проводимости равна двойной частоте этого тока, то последовательное многостепенное умножение даст ряд частот $3f, 5f, 7f, 9f, 11f, \dots$

Чертежи 3, 4, 5, 6, 8 и 8а служат для пояснения иной формы осуществления предлагаемого прибора. На чертеже 3, стр. 49 показана конструкция каждой из одинаковых половин A или B прибора (черт. 1, 2 и 8). Каждая такая половина состоит из пластинчатых, наборных из тонких, друг от друга изолированных, листов статора S и зубчатого ротора R . В статоре имеются канавки e , расположенные на равном друг от друга расстоянии и совершенно одинаковые. В этих канавках

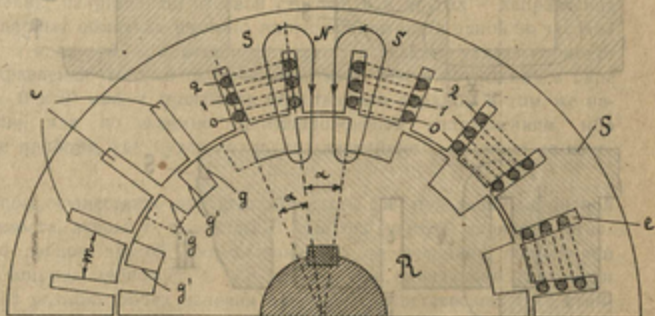
К статье Н. Обухова: "Генератор-трансформатор токов высокой частоты."



черт. 1.

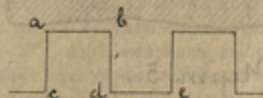


черт. 2.

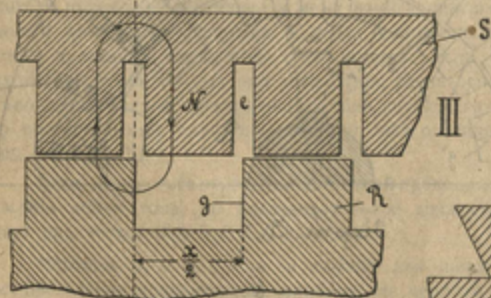
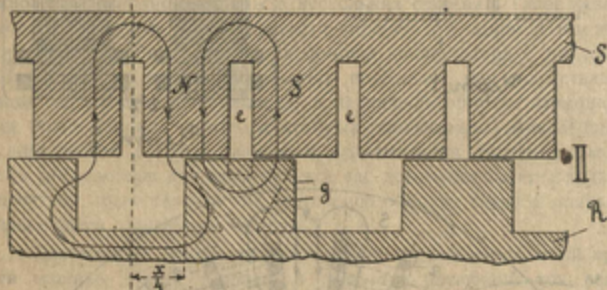
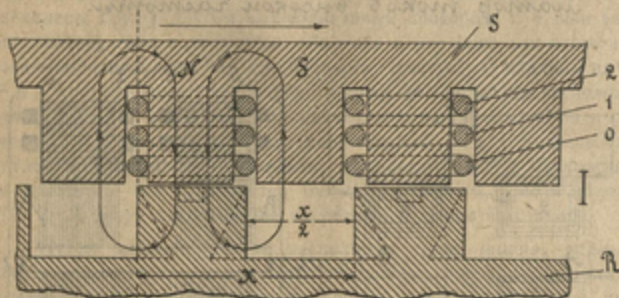


черт. 3.

черт. 4.



К статье Н. Овухова: „Генератор-трансформатор токов высокой частоты.“



Черт. 5.



Черт. 6.

помещаются две или больше обмоток $0, 1, 2, \dots$, из коих одна, например обмотка 0 , питается постоянным током возбуждения прибора и служит для генерации в одной из дальнейших обмоток ($1, 2, \dots$) переменного тока первичной частоты. Обмотки могут быть и волнового типа, как показано на черт. 4, стр. 49, где $a-c$ и $b-d$ представляют проводники, расположенные в канавках e параллельно оси ротора, а $d-e$ и $a-b$ суть боковые или лобовые соединения, или петлевого типа, исполненные при том так, чтобы проходящий по ним ток вызывал правильное чередование магнитной полярности в железе статора между канавками. На черт. 3 около расположенных сверху катушек вычерчены пунктирную линией кривые магнитного потока, при чем буквою N и S обозначены соответственно северный и южный полюсы. При волновой обмотке (черт. 4) это чередование полярности осуществляется само собой.

Ротор R имеет зубцы g , разделенные впадинами такой же ширины, как и зубцы. Число канавок e в статоре равно удвоенному числу зубцов ротора, а потому угловая ширина α зуба равна угловому же шагу упомянутых канавок e статора. Обмотки $0, 1, 2$ и т. д. одной половины статора соединяются попарно с соответствующими обмотками $0, 1, 2$ и т. д. другой половины его (черт. 8, стр. 60) т. е. соединение имеет характер, указанный в отношении чертежей 1 и 2, так что в одних парных соединениях ток проходит по составляющим пару обмоткам в одном направлении, например по часовой стрелке, а в других — направления тока в парных обмотках взаимно противоположны (в одной по часовой стрелке, а в другой — против). На черт. 8 стрелками указаны примерные направления тока в парных обмотках. Ток возбуждения в паре обмоток 0 и 0^1 может проходить обмотки или в одном и том же направлении, или по взаимно противоположным направлениям, ибо действие прибора, как будет видно из дальнейшего, от этого не изменится.

Чтобы осуществить противоположность фаз пульсации магнитной проводимости, зубцы g^1 половины B прибора (черт. 3) сдвинуты относительно зубцов другой его половины A на величину половинной угловой ширины зубцов (т. е. $\alpha/2$) или же, при одинаковом положении зубцов на роторах обеих половин прибора, соответственно друг относительно друга сдвинутое положение должны занимать канавки e на половинах S и S^1 статора.

Действие построенного таким образом генератора — умножителя частоты переменного тока заключает в себе два момента: 1) генерацию переменного тока первичной частоты и 2) умножение этой частоты. На черт. 3 и 8 и на черт. 5 (стр. 50), изображающем выпрямленный разрез статора при трех положениях его относительно ротора, пунктирными линиями N и S указано примерное направление магнитного поля или потока, возбужденного в магнитных цепях обеих половин

A и B прибора постоянным током, проходящим по проводникам парных обмоток $0, 0^1$. При положении I зубцов ротора относительно обмоток статора, существует наименьшая величина магнитной проводимости для магнитного потока NS . Положение II соответствует максимуму магнитной проводимости и магнитного потока. При переходе из положения I в положение II зубцы ротора проходят путь, равный четверти шага x , соответствующий повороту ротора на угол $\alpha/2$ (черт. 3). При дальнейшем повороте на такой же угол ротор устанавливается в положении III, при котором снова наступает минимум магнитной проводимости. Это чередование максимума и минимума магнитной проводимости имеет место через каждый поворот на угол $\alpha/2$, и, следовательно, полный период пульсации магнитной проводимости соответствует продвижению на ширину зуба или впадины между зубцами. Чтобы фазы пульсации магнитной проводимости в половинах A и B прибора были противоположны друг другу по знаку, положение зубцов g^1 на роторе R^1 половины B (черт. 2 и 3) должно быть сдвинуто на угол $\alpha/2$ относительно зубцов g ротора R в половине A прибора, или же, как уже указывалось выше, соответственным образом должны быть смещены канавки e в статорах S и S^1 прибора. При этих условиях магнитная проводимость в одной половине прибора растет и в тоже время в другой уменьшается, и максимум в одной половине совпадает с минимумом в другой.

Если зубцам дать очертание, показанное на черт. 6 и пунктирно вычерченное на черт. 5, то получается более резкая пульсация магнитной проводимости, а следовательно и большая разность между ее максимумом и минимумом. Указанная пульсация магнитной проводимости, а следовательно и магнитного потока NS и $N^1 S^1$, порожденного постоянным током, индуцирует электродвижущие силы в парных соединениях обмоток $0, 0^1, 1, 1^1, 2, 2^1 \dots$. Но, в то время, как в обмотках $0, 0^1$, через которые проходит постоянный ток, и в обмотках $1, 1^1$, имеющих одинаковое с $0, 0^1$ соединение, индуцированные эдс уравновешивают друг друга и их равнодействующая равна 0, в обмотках $2, 2^1$ и им подобных, т. е. во всех обмотках, имеющих противоположный паре $0, 0^1$ порядок соединения, эти возбужденные переменные эдс находятся в фазе, арифметически складываются и являются источником переменного тока первичной частоты. Это ясно из следующих соображений. При схеме соединений, показанной на черт. 8, магнитные потоки F^1 и F^2 , возбужденные постоянным током обмоток $0, 0^1$ в обеих половинах A и B прибора, имеют противоположные направления. Так как и фазы пульсации противоположны, то эдс в 0 и 0^1 равны и одинаковы по знакам, но самый порядок соединения обмоток 0 и 0^1 противопоставляет эти равные эдс друг другу и они взаимно уравновешиваются как в этой обмотке, так и в паре $1, 1^1$ и других, имеющих аналогичное соединение. В паре же $2, 2^1$ и других, которых парные обмотки направлены по часовой стрелке, равные и одинакового знака эдс ариф-

метически складываются. Если во всех парах обмоток изменить порядок соединения на противоположный, то получится тот же результат, т. е. в обмотках $0, 0^1, 1, 1^1$ и им подобных эдс уравниваются и гасаются, а в обмотках 2 и 2^1 и им подобных эти силы арифметически складываются, ибо с изменением порядка соединения на обратный изменится и направление потоков NS и N^1S^1 в обеих половинах A и B прибора; оба потока принимают одно направление и один знак; фазы же их пульсации попрежнему противоположны.

Чтобы усилить действие эдс первичной частоты, к паре обмоток $2, 2^1$ последовательно присоединяется, в согласии с изложенным относительно черт. 1 и 2, конденсатор C и, если нужно, то и реактивная катушка L самоиндукции, и весь контур $2, 2^1, CL$, настраивается под резонанс эдс первичной частоты. Дальнейшее действие этих эдс первичной частоты заключается в том, что в обмотках $0, 0^1$ и $1, 1^1$ и им подобных, свободных от эдс первичной частоты (они взаимно гасаются, как было указано выше), индуктируется эдс двойной частоты. Происходит это следующим образом: на черт. 7, стр. 59 все величины в ординатах отнесены ко времени, промежутки которого пропорциональны абсциссам, причем отрезок $t/2$ изображает длительность, равную половине периода эдс первичной частоты в обмотке $2, 2^1$. Наклонная линия μ_1 изображает изменение магнитной проводимости в половине A прибора от максимума до минимума, между которыми, как явствует из изложенного, протекает полпериода. Закон изменения магнитной проводимости во времени близок к пропорциональности, т. е. линия μ_1 — прямая или приблизительно прямая. Но сущность действия прибора несколько не изменилась бы, если бы закон этих изменений был несколько другой, ибо существенно лишь то, что при переходе ротора из положения I в положение II (черт. 5) эта проводимость непрерывно растет, и потому выразится непрерывно поднимающейся линией, а при переходе из положения II в положение III, по тем же причинам — непрерывно нисходящей линией. Пунктирная линия μ_2 выражает закон изменения магнитной проводимости в половине B в то время, в которое эта проводимость, меняется в половине A по линии μ_1 , ибо согласно описанному выше устройству прибора, фазы изменений μ_1 и μ_2 взаимно противоположны.

Кривая A на том же черт. 7 изображает эдс первичной частоты в обмотке $2, 2^1$. Эта кривая носит, благодаря применению метода резонанса, ярко выраженный синусоидальный характер. В соответствии с характером изменений магнитной проводимости за изображенный на диаграмме промежуток времени, в полпериода, синусоида A выражает величину и фазу эдс, а так как при резонансе ток находится в фазе с эдс, то та же синусоида выражает во времени, но конечно в другом масштабе, и величину тока, циркулирующего в цепи $2, 2^1, CL$, и магнитодвижущую силу (ампер = витки) обмоток $2, 2^1$. Таким образом обмотка 2 (черт. 8) стремится пронизать переменным магнитным пото-

ком Φ_1 петли обмотки 1 (если имеем дело с петлевыми обмотками), или охватить этим потоком проводники обмотки 1 в канавках e (черт. 3, 5) статора S (если обмотка волновая). Такое же действие обмотки 2¹ на обмотку 1¹ во второй половине прибора. Соответствующий магнитный поток обозначен на черт. 8 стрелкою Φ_2^1 . Так как порядок соединения обмоток 2, 2¹ с одной стороны и обмоток 1, 1¹ с другой взаимно противоположен, то закон эдс в паре соединенных друг с другом обмоток 1, 1¹ определится разностью потока Φ_1^1 и Φ_2^1 . А так как величина магнитного потока пропорциональна произведению магнитодвижущей силы (кривая A) на магнитную проводимость (линии μ_1 и μ_2), то закон изменения указанных потоков во времени выразится в соответствующем (но одном и том же для обоих) масштабе кривыми Φ_1^1 и Φ_2^1 на черт. 7. Обе эти кривые имеют, благодаря влиянию пульсаций магнитной проводимости, не симметрический характер, причем их максимумы сдвинуты, каждый в сторону максимума соответствующей магнитной проводимости μ_1 и μ_2 . Разность потоков Φ_1^1 и Φ_2^1 дает кривую (черт. 7) Φ_8 , определяющую величину, характер, фазу и вообще закон эдс в группе обмоток 1, 1¹. Эта кривая, как видно на черт. 7, двойной частоты, по сравнению с кривой A , и подобна синусоиде; следовательно, закон эдс в группе 1, 1¹ выразится подобной же кривой A_1 (в соответствующем масштабе), запаздывающей по отношению к кривой Φ_8 на четверть ее периода. Если, вдобавок, с обмоткой 1, 1¹ последовательно соединить конденсатор C_1 и катушку самоиндукции L_1 для получения резонанса эдс удвоенной частоты, то получим в цепи 1, 1¹, C_1 , L_1 ток и магнитодвижущую силу, выражаемые кривой A_1 . Ранее указывалось, что комбинация обмоток 1, 1¹ подобна комбинации обмоток 0, 0¹, а потому и в последних появятся эдс удвоенной частоты; чтобы воспрепятствовать ответвлению переменных токов, у входа и выхода группы обмоток 0, 0¹, соединенной с источником постоянного тока, в цепь последовательно включены дроссельные реактивные катушки L^1 , L^{11} . Для того же, чтобы использовать эти эдс, находящиеся в одной фазе с эдс обмоток 1, 1¹, можно и к ним применить метод резонанса, включив для этого последовательно с 0, 0¹ конденсатор C_2 и катушку самоиндукции L_2 или же соединив группы обмоток 0, 0¹ и 1, 1¹ между собой последовательно так, чтобы эдс двойной частоты складывались, и уже к такой комбинированной группе обмоток 0, 0¹ и 1, 1¹ применить, как показано на черт. 8а (стр. 59) метод резонанса, пользуясь конденсатором C_1 и катушкой самоиндукции L_1 .

Из изложенного ясно, что можно обойтись без группы обмоток 1, 1¹ т. е. исключить эту группу из устройства генератора — умножителя и ограничиться лишь группами 0, 0¹ и 2, 2¹.

Кривая A_1 согласно предыдущим рассуждениям, выражает также и магнитодвижущую силу группы обмоток 1, 1¹. Эта магнитодвижущая сила двойной частоты, комбинируя свое действие с действием пульсации магнитной проводимости, выражаемой линиями μ_1 и μ_2 , возбudit

в группе обмоток $2, 2^1$ эдс тройной частоты. Чтобы усилить действие этих сил, к группе $2, 2^1$ применяется метод резонанса при помощи новой комбинации конденсатора с катушкой самоиндукции. Следовательно к группе обмоток $2, 2^1$ должен быть применен метод одновременного двойного резонанса. Чтобы избежать этого и сделать эдс разных частот более независимыми друг от друга как в электростатическом, так и гальваническом отношениях, можно прибавить новую группу обмоток в соединении, подобном группировке обмоток $2, 2^1$ и уже к этой новой группе обмоток применить указанным образом резонанс эдс тройной частоты. Таким образом поступают и по отношению к эдс учетверенной частоты, т. е. или применяют к группам обмоток $0, 0^1$ и $1, 1^1$ метод одновременного резонанса эдс двойной и учетверенной частот, или в канавки статоров S и S^1 помещают новую пару обмоток в группировке аналогичной группе $0, 0^1$ и $1, 1^1$ и в этой новой группе производят уже резонанс эдс учетверенной частоты. Говоря вообще, магнитодвижущая сила умноженной частоты, комбинируя свое действие с пульсацией магнитной проводимости первичной частоты, создает переменный магнитный поток, в котором содержится резко выраженная гармоника, коей частота равняется сумме частоты магнитодвижущей силы и первичной частоты. Такая гармоника вызывает в группах обмоток статора эдс такой же частоты, как и сама гармоника поля, и для каждой эдс определенной частоты возможно поместить в канавках статора по соответствующей группе обмоток и усилить их действие при помощи резонанса.

Возникший в приборе описанного характера переменный ток, уже подвергшийся в нем умножению частоты, можно направлять в подобный же прибор и там подвергать его частоту дальнейшему повышению или умножению. Таким образом получим упомянутое в начале описания каскадное соединение приборов, представленное на черт. 9 в примерной форме выполнения. Устройство это состоит из двух умножителей I и II, соединенных между собой последовательно и сидящих на общем валу. Обозначения согласованы с предыдущими объяснениями. Соединение обмоток осуществлено согласно схемам черт. 8 и 8а. В группу обмоток $0, 0^1$ пускается постоянный ток, который в группе обмоток $2, 2^1$ индуцирует, совместно с пульсацией магнитной проводимости, эдс первичной частоты, которая резонирует в цепи $2, 2^1, LC$ (черт. 8) и возбуждает в группе обмоток $1, 1^1$ эдс двойной частоты, которая через конденсатор C_0 и самоиндукцию L_0 (черт. 9), подобранных под резонанс, действует на группу обмоток $0^{II}, 0^{II1}$ второго умножителя II, так что образуется замкнутый контур $1, 1^1, 0^{II}, 0^{II1}, L_0, C_0$, в котором резонирует эдс двойной частоты; ее фаза, как и фаза порожденного ею тока, выражается по предыдущему кривою A_1 на черт. 7. Так как зубцы или канавки в одном приборе сдвинуты относительно зубцов или канавок в другом на величину соответствующую $\alpha/8$, то диаграмма магнитных проводимостей в приборе II (черт. 9) займет обозначенное

на черт. 7 пунктиром положение $\mu_1^1 \mu_2^1$ и при таком соотношении диаграммы магнитной проводимости и диаграммы тока A_1 частота эдс еще раз удваивается и в группе обмоток $2^{11} 2^{111}$ умножителя II получится эдс учетверенной частоты. Применяя снова метод резонанса, получим вследствие совместного действия обмоток $2^{11} 2^{111}$ на группу обмоток $1^{11} 1^{111}$ и пульсации магнитной проводимости эдс уятеренной частоты в группе $1^{11} 1^{111}$.

Возможно также подвергнуть умножению частоты ток постороннего происхождения, каковой ток тогда называется питающим током в отличие от тока, порожденного самим прибором.

Изложенное выше находит свое подтверждение в нижеследующей общей теории генератора — умножителя частоты переменного тока. Представим себе, что в одной из групп обмоток, например в группе 1, 1^1 (черт. 8), порожден самим прибором ток, или, согласно предыдущему, в эту группу обмоток посылается из постороннего источника ток частоты f , и что магнитная проводимость магнитной цепи пульсирует с частотой f^1 . Если ток, питающий группу обмоток 1, 1^1 , постороннего происхождения, то f и f^1 физически независимы друг от друга, и соотношение между ними устанавливается на основании механических и конструктивных соображений. При этих условиях каскадное соединение нескольких генераторов — умножителей описанного типа, о котором говорилось в связи с черт. 9, открывает более широкий простор вариантам умножения согласно предлагаемому методу.

Если частота питающего тока f , а число полюсов p и угловая скорость ротора ω , то в каждой из половин A и B прибора возникает по два поля, вращающихся в противоположные стороны с угловой скоростью

$$\omega^1 = \frac{2\pi f}{p/2};$$

скорости же вращения полей относительно ротора будут

$$\omega^1 + \omega = \frac{2\pi f}{p/2} + \omega \text{ и } \omega^1 - \omega = \frac{2\pi f}{p/2} - \omega.$$

Так как, согласно заданию, при скорости вращения ω ротора, последний вызывает в магнитных цепях пульсацию с частотой f^1 , то при указанных относительных скоростях вращения полей, частота пульсации вращающихся магнитных потоков изменится в отношении

$$\frac{\frac{2\pi f}{p/2} + \omega}{\omega}$$

для поля, вращающегося в сторону, противоположную вращению ротора, и в отношении

$$\frac{2\pi f}{p/2} - \omega$$

для поля, вращающегося в одну с ним сторону.

Поэтому частота пульсации вращающихся магнитных потоков будет

$$f_2 = \frac{f^1 \left(\frac{2\pi f}{p/2} + \omega \right)}{\omega} \quad \text{и} \quad f_2^1 = \frac{f^1 \left(\frac{2\pi f}{p/2} - \omega \right)}{\omega}$$

соответственно для одного и другого поля. Пульсация же вращающихся магнитных полей индуцирует в каждой из обмоток другой группы, положим 2, 2¹, эдс такой же частоты, как частота пульсации, которые, как высшие гармоники, накладываются на эдс первичной частоты f питающего тока. Относительно знаков и фаз этих высших гармоник нужно прежде всего заметить, что магнитные потоки, посылаемые обмотками 1 и 1¹ соответственно в обмотки 2 и 2¹, разного знака, что высшие гармоники происходят от пульсации этих противоположных по знаку потоков, но что зато и фазы пульсации в половинах A и B прибора также противоположны по знаку, так что индуцируемые в обмотках 2 и 2¹ гармоники высших частот соответственно складываются арифметически при том соединении друг с другом, какое имеют обмотки 2 и 2¹.

Но в каждой из обмоток 2 и 2¹ кроме этих гармоник индуцируется еще эдс первичной или основной частоты f , порождаемая переменным полем питающего тока обмоток 1 и 1¹. Однако эти эдс в группе обмоток 2 и 2¹ взаимно уравниваются, давая в сумме 0, что ясно из соотношения группировок и соединений обмоток 1 и 1¹ и 2 и 2¹. Таким образом в группе обмоток 2 и 2¹ остаются активными только эдс указанной повышенной частоты. Если принять, что частота питающего тока равна частоте пульсации магнитной проводимости, т. е. положить в предыдущих формулах $f = f^1$, то

$$\omega^1 = \frac{2\pi f}{p/2} = \omega,$$

т. е. скорость вращения поля равна скорости вращения ротора, и гармоника частоты

$$f_2^{-1} = f^1 \frac{\frac{2\pi f}{p/2} - \omega}{\omega}$$

исчезает и остается лишь гармоника частоты

$$f_2 = f^1 \frac{(\frac{2\pi f}{p/2} + \omega)}{\omega} = 2f^1,$$

т. е. частота удваивается.

Общая теория подтверждает, следовательно, заключения, сделанные при рассмотрении диаграмм черт. 7, ибо эти диаграммы относятся именно к случаю, когда $f = f^1$.

Если f частота тока, f^1 — частота пульсации магнитной проводимости и $f^1 = pf$, где p число, показывающее отношение f^1 к f , и если ω и ω^1 означают соответственно угловую скорость вращения ротора и угловую скорость вращения полей, на которые теоретически разлагается поле переменного тока, питающего прибор или порожденного в нем самом, и если p — число полюсов в статоре, возбужденных током, а f_1 и f_2^{-1} — результирующие частоты высших гармоник, то

$$f_2 = \frac{f^1 (\omega^1 + \omega)}{\omega}; f_2^{-1} = \frac{f^1 (\omega^1 - \omega)}{\omega} \text{ и } \frac{\omega}{\omega^1} = \frac{f^1}{f} = p,$$

и мы получим $f_2 = f(p+1)$ и $f_2^{-1} = f(p-1)$.

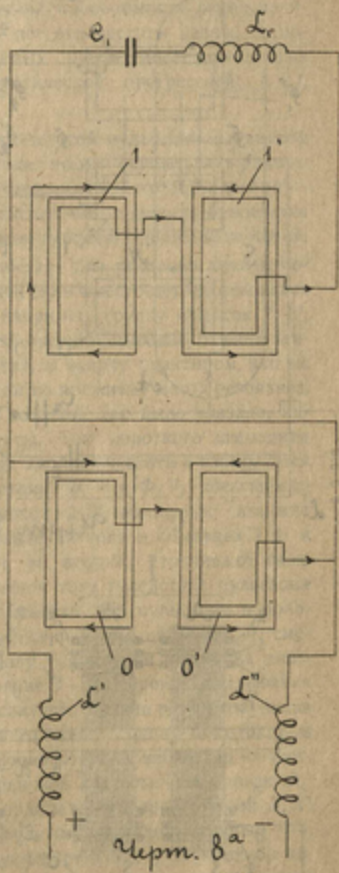
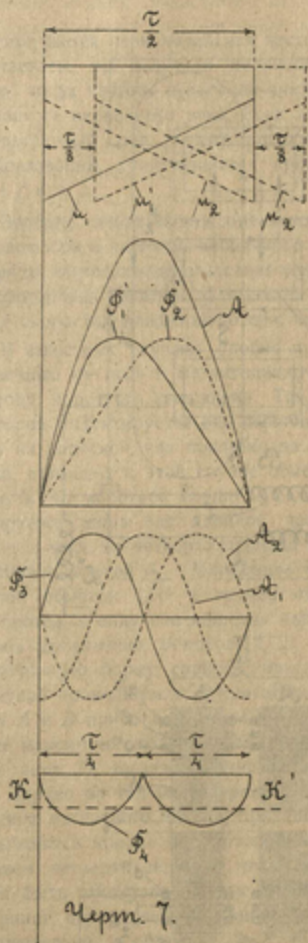
Если, например, $p = 2$, т. е. частота пульсации магнитной проводимости вдвое больше частоты питающего тока, то результирующие частоты $f_2 = 3f$ и $f_2^{-1} = f$. Выделенный и усиленный при помощи резонанса ток тройной частоты f_2 можно подвергнуть указанному выше дальнейшему преобразованию. Исходя из $f_2 = 3f$ и $f^1 = 2f$, имеем

$$f^1 = \frac{2}{3} f_2, \text{ т. е. } p = \frac{2}{3},$$

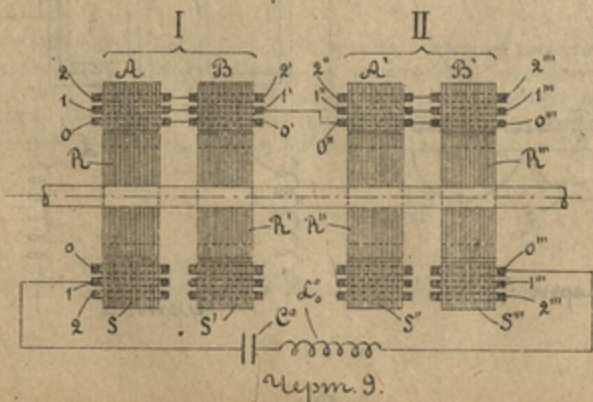
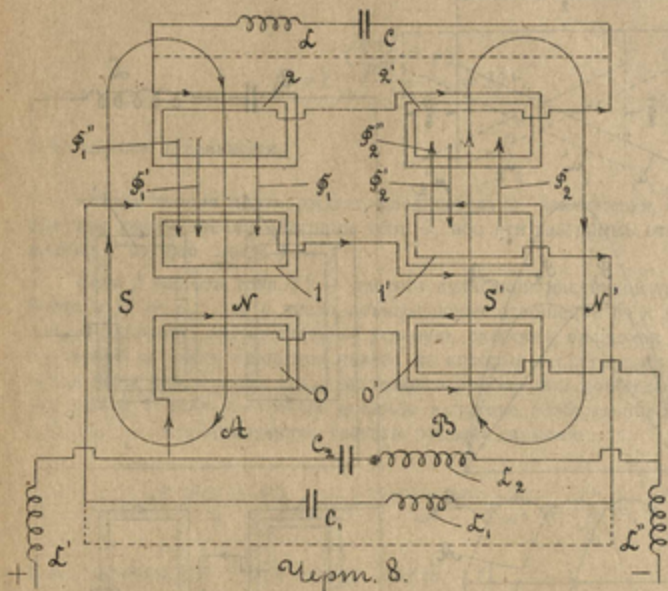
и получим, что новая высшая частота преобразованного ток будет

$$f_3 = f_2 \left(\frac{2}{3} + 1 \right) = \frac{5}{3} f_2 = 5f$$

К статье Н.Обухова: Генератор-трансформатор токов высокой частоты.



К статье Н. Обухова: "Генератор-трансформатор токов высокой частоты."



т. е. получим ток упятеренной частоты.

$$f_2 = f_2 \left(1 - \frac{2}{3}\right) = \frac{1}{3} f_2 = f_0$$

т. е. получается первоначальная частота. Продолжая далее трансформацию частоты, мы получаем последовательно $7f$, $9f$ и т. д. для того случая, когда частота пульсации магнитной проводимости равна двойной частоте первичного тока. Если же обе эти частоты равны, то последовательный ряд частот, получаемых путем последовательных преобразований, представляется арифметической прогрессией: f , $2f$, $3f$, $4f$ и т. д.

Вообще, меняя отношение между частотой пульсации магнитной проводимости и частотой первичного тока, можно осуществить различные ряды частот, последовательно получаемых путем преобразований — трансформаций частоты. Для этого достаточно изменять отношения между скоростью вращения ротора, числом зубцов и первичной частотой.

В известных случаях удобно прибегать для усиления тока и порождаемого им поля и магнитодвижущей силы вместо метода резонанса к методу короткого замыкания. Так, например, группу обмоток 2, 2¹, в которой индуцируется эдс первичной частоты, выгодно бывает замкнуть на короткое, как показано на черт. 8 вверху пунктиром, или же можно, применив к этой группе обмоток по прежнему метод резонанса, замкнуть на короткое группу 1, 1¹, в которой, как было указано, индуцируется лишь эдс двойной частоты. Ток короткого замыкания отстает в фазе на четверть периода эдс двойной частоты и изобразится во времени кривой A_2 . Магнитные потоки Φ_1 и Φ_2 , посылаемые группой обмоток 1, 1¹ в группу обмоток 2, 2¹, во-первых, взаимно вычитаются, в виду соотношения направлений тока в обмотках 1, 1¹ и способа соединения обмоток 2, 2¹, и, во вторых, утрачивают свою симметричную форму, свойственную кривой тока вследствие пульсации магнитной проводимости и противоположности фаз пульсации в половинах A и B прибора, причем в одной из половин, например A , смещение максимума совершается в сторону опережения (влево на диаграмме черт. 7), тогда как в другой половине B — в сторону запаздывания (т. е. вправо на той же диаграмме). В силу этих причин результирующая величина магнитного потока, проходящего сквозь группу обмоток 2 и 2¹, выразится кривой Φ_4 , которой основной период, как видно из черт. 7, равен четверти периода тока первичной частоты. Эта кривая Φ_4 может быть представлена, как сумма ординат некоторой прямой K , K' и ординат периодической кривой с полным периодом, равным $t/4$. Следовательно, в обмотках 2, 2¹ индуцируется эдс учетверенной частоты, которую можно или заставить резонировать в самой группе обмоток 2, 2¹ по методу одновременного двойного резонанса, или,

согласно только что изложенному, поместить в приборе специально для этой эдс добавочную группу обмоток и уже в этой последней использовать эдс учетверенной частоты посредством резонанса.

Применение короткого замыкания к одной из групп обмоток прибора дает возможность достигнуть учетверения частоты порожденного в приборе тока в два приема, тогда как при применении в цепях обмоток исключительно метода резонанса, можно достигнуть только утроения частоты порожденного тока в тех же условиях.

Учетверение тока в два приема и ушестерение его в три приема возможно также осуществить в группе двух одинаковых генераторов — умножителей, находящихся в каскадном соединении, как было уже объяснено в связи с черт. 9, причем или вся система зубцов ротора одного из этих генераторов — умножителей занимает положение, сдвинутое относительно зубцов ротора другого на величину $t/8$ первичного тока, или в таком соотношении положений находятся канавки статоров обоих находящихся в каскадном соединении генераторов — умножителей. Такому сдвигу ротора или статора одного прибора на $t/8$ относительно ротора или статора другого соответствует в приборе на черт. 3, 4, 5 поворот на угол $\pi/8$.

Итак, мы

Государственный Университет.

(Окончание следует)

Новая схема радиотелефонного модулятора.

М. А. Бонч-Бруевич. Ч. РОРИ.

(Доложено на 34-ой научно-технической беседе РЛ, 23 сентября 1931 г.).

Соотношение между амплитудой звука, действующего на мембрану микрофона, и изменением амплитуды незатухающих колебаний радиотелефонного отправителя может иметь различный вид в зависимости от общего устройства и схемы модулятора.

С точки зрения передачи всех деталей звуковых комплексов наиболее выгодной здесь является, как само собой понятно, полная пропорциональность между силой звука и величиной изменений амплитуды незатухающих колебаний, но с точки зрения рационального использования мощности отправителя желательно, чтобы относительно слабые звуки уже производили достаточно сильный эффект и вызывали бы глубокое изменение амплитуды. Хотя это и приводит к выравниванию слышимости на приемной станции звуков различной силы, но не нарушает ясности речи.

Откладывая по оси абсцисс (черт. 1 стр. 65) амплитуду звука, действующего на микрофон, а по оси ординат — величину изменений амплитуды отправителя, мы получим для первого случая линейную зависимость, выражаемую, например, прямой ОА, а для второго случая — нелинейную, выраженную кривой ОС или сходной с нею. Можно утверждать, что кривые последнего типа характеризуют наиболее выгодную модуляцию, но осуществление такой модуляции практически трудно: именно, чувствительность модулятора к наиболее слабым звукам чаще всего оказывается меньше, чем это следовало бы по кривой типа ОС, и действие модулятора в этом случае характеризуется кривой типа ОВ. Это обстоятельство играет значительную роль в действии передатчика. Речь прежде всего теряет элемент звонкости; кроме того, чтобы использовать вполне мощность передатчика, уже уменьшает ясность речи и требует особенно выработанной дикции от говорящего.

Естественным выходом из этого положения является, во-первых, применение таких устройств, которые позволяли бы осуществлять модуляцию возможно ближе характеризующую кривыми типа ОС, и, во-вторых, возможно большее повышение чувствительности модуляторов.

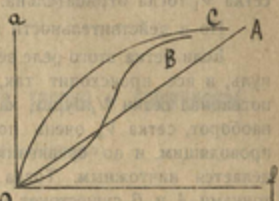
Однако последнее условие легко приводит к тому, что действие системы, чувствительной к слабым звукам, нарушается под влиянием звуков сильнее некоторого предела, вследствие чего от говорящего требуется опять таки известное искусство: говорить достаточно громко, чтобы вся мощность была использована, но не слишком громко, чтобы не вызвать нарушения действия передатчика. Практически это представляет существенное неудобство и не дает возможности действительно использовать всю мощность передатчика. Описываемая здесь схема имеет целью дать возможность произвольного увеличения чувствительности модуляторного устройства при условии полной гарантии от каких-либо нарушений его действия сильными звуками. Она дает возможность регулировки этой чувствительности и может быть применена ко всякого рода устройствам, в которых роль модулятора высокой частоты выполняет катодное реле.

Она описывается здесь в применении к той схеме, которой работает передатчик Московской Радиостанции, и которая изображена в прежнем виде на черт. 2. Здесь два реле V_1 и V_2 соединены последовательно и находятся под действием напряжения E . Сетка реле V_2 связана с колебательным контуром LC , вследствие чего в этом контуре возникают колебания. Сетка V_1 получает отрицательный потенциал от батареи e_1 и на этот потенциал накладывается переменная эдс звуковой частоты от вторичной обмотки трансформатора T , в первичную обмотку которого введен микрофон и источник постоянного тока.

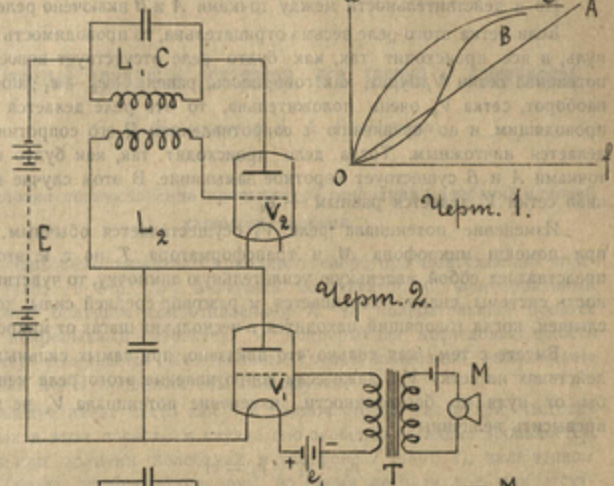
При отрицательном потенциале сетки V_1 сопротивление этого реле возрастает и амплитуда в контуре LC уменьшается; при положительном — наоборот; этим и достигается модуляция. Понятно, что к этой схеме может быть отнесено только что сказанное: если применением предварительного усиления или другим каким-либо путем чувствительность системы будет сделана большой, то при сильных звуках сетка реле V_1 будет моментами становиться столь отрицательной, что колебания в контуре не будут уже поддерживаться, т. к. ток в реле будет прерван вовсе, а т. к. контур LC нагружен последующими лампами, которые он питает, и его затухание поэтому велико, то колебания в нем легко могут быть прерваны, что и наблюдается в действительности, коль скоро схема отрегулирована на слишком большую чувствительность. Упомянутая выше схема изображена на черт. 3.

Левая часть этого чертежа та же, что и черт. 2, но сетке реле V_1 напряжение задается следующим образом. В точке A присоединена своим положительным полюсом батарея e_1 ; отрицательный ее полюс присоединен к большому (порядка $10^5 \Omega$) сопротивлению R ; далее, к точке B (т. е. у конца сопротивления R) присоединена отрицательным полюсом батарея e_2 , положительный полюс которой соединен с сеткой V_1 . Таким образом, если бы вся схема ограничивалась только этим, то сетка получила бы потенциал

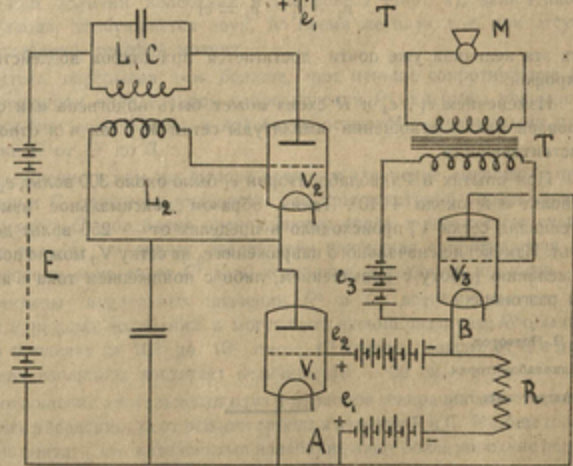
К статье М.А. Бонч-Бруевича: "Новая схема радиотелефонного модулятора."



Черт. 1.



Черт. 2.



Черт. 3.

$$e_0 = +e_2 - e_1 - iR,$$

где i ток в сопротивлении R , равный нулю при $e_2 - e_1 < 0$, т. к. сетка V_1 тогда отрицательна.

Но в действительности между точками A и B включено реле V_3 .

Если сетка этого реле весьма отрицательна, то проводимость его — нуль, и все происходит так, как будто реле отсутствует вовсе, т. е. потенциал сетки V_1 будет, как говорилось, равен $+e_2 - e_1$; но если, наоборот, сетка V_3 очень положительна, то это реле делается очень проводящим, и по сравнению с сопротивлением R его сопротивление делается ничтожным. Тогда дело происходит так, как будто между точками A и B существует короткое замыкание. В этом случае потенциал сетки V_2 делается равным $+e_2$.

Изменение потенциала реле V_2 осуществляется обычным путем при помощи микрофона M и трансформатора T , но т. к. это реле представляет собой маленькую усилительную лампочку, то чувствительность системы сильно повышается, и разговор средней силы хорошо слышен, когда говорящий находится в нескольких шагах от микрофона.

Вместе с тем, как только что показано, при самых сильных воздействиях на сетку V_3 , даже если сопротивление этого реле менялось бы от нуля до бесконечности, изменение потенциала V_1 не может превысить величины

$$e_2 - e_1 - e_2 = e_1,$$

хотя эта величина уже почти достигается при слабом воздействии на микрофон.

Изменением e_1 , e_2 и R схема может быть подогнана или отрегулирована как в отношении амплитуды сетки V_1 , так и в отношении чувствительности.

При опытах в Радиолaborатории e_1 было около 300 вольт, e_2 около 50 вольт и R около $4 \cdot 10^5$. Таким образом максимальное изменение потенциала сетки V_1 происходило в пределах от -250 вольт до $+50$ вольт. Изменением начального напряжения e_2 на сетку V_3 можно получить по желанию работу с повышением, либо с понижением тока в антенне при разговоре.

Н.-Новгород.

Радиолaborатория.

Август 1921 г.

Прерывистый триодный генератор, его теория и применения.

С. Н. Ржевкина и Б. А. Введенского.

§ 1. Условия возникновения прерывистой генерации колебаний и общий характер явления.

Если в цепь сетки обычного триодного генератора незатухающих колебаний (черт. 1 стр. 75) включить конденсатор C , шунтированный достаточно большим сопротивлением R , то колебательный процесс теряет непрерывный характер, и непрерывная последовательность колебаний разбивается на отдельные группы колебаний, разделяемые более или менее продолжительными паузами.

Явление имеет место как при радиочастотах, так и при частотах звуковых; в этом последнем случае оно особенно наглядно проявляется, так как при наличии колебаний в телефоне T (черт. 1), включенном в цепь анода, возбуждается звук, во время же пауз, т. е. при отсутствии колебаний, телефон молчит.

Частота перерывов тем больше, чем меньше сопротивление R , и при некотором определенном сопротивлении R^1 перерывы, учащаясь, сливаются (паузы исчезают), и колебания остаются непрерывными при изменении R от R^1 до 0.

Совершенно в том же смысле влияет и изменение емкости C ; при уменьшении C , перерывы учащаются, но при некоторой определенной малой емкости C^1 колебания прекращаются вовсе, в чем состоит существенное отличие от случая воздействия изменения сопротивления R ; при изменении емкости от C^1 до 0 колебания возникнуть не могут.

Величины предельных значений R^1 и C^1 всецело зависят от частоты и режима колебаний и могут быть весьма различны; R^1 обычно лежит в пределах от 10^5 до 10^6 омов; C^1 сильно зависит от R и при наилучших изоляциях достигает величины 10 — 20 см.

Соотношение длительности пауз и периодов генерации может также изменяться в зависимости от режима триода и величин R и C . Вообще говоря, можно считать, что интенсивные колебания дают более короткие периоды генерации, наоборот — слабо возбуждаемые триодом колебания дают продолжительные периоды генерации; длительность же пауз при больших

емкостях C и хорошей изоляции (большое R) может доходить до нескольких часов.

Посредством уменьшения R и C можно сделать частоту перерывов настолько большой, что телефон T начнет издавать кроме основного тона генератора n еще и тон n^1 , соответствующий частоте перерывов в секунду (Unterbrechungston); конечно, n^1 всегда меньше n .

При работе с высокой частотой в телефоне слышатся лишь короткие толчки в моменты возникновения и в моменты прекращения колебаний, так что на слух невозможно отличить периода генерации от паузы; при коротких периодах генерации оба щелчка сливаются в один, неразделимый ухом. Тон перерывов при высокой частоте может быть доведен до нескольких тысяч в секунду.

Описанное явление было открыто одним из нас¹⁾ в 1919 г. при работах с генератором звуковой частоты. Интересный характер явления, а также желание выяснить его причины и использовать в целях некоторых практических приложений побудили нас предпринять настоящее исследование. На основании предварительных опытов было предположено, что прекращение колебательного процесса зависит от накопления отрицательного заряда на сетке (вернее на обкладках конденсатора C), вследствие наличия в цепи сетки тока I_c ; при достижении определенной отрицательной величины потенциала, колебания не могут поддерживаться и затухают, после чего начинается стекание заряда с конденсатора через сопротивление R . Общая картина явления, согласно этому предположению, иллюстрируется черт. 2. Верхний график дает величину отрицательного потенциала на сетке ($-V_c$), нижний — кривую силы переменного тока в контуре генератора.

Исследование обычного генератора при изменении (отрицательного) потенциала на сетке посредством потенциометра показало, что всегда имеется некоторая предельная величина ($-V^*$), выше которой колебания прекращаются.

Черт. 2 показывает, что при стекании заряда с сетки, колебания возникают лишь тогда, когда потенциал на сетке падает до величины ($-V^*$); после этого колебания начинают быстро нарастать и вместе с тем, благодаря току I_c на сетку, вновь начинается возрастание потенциала (отрицательного) на сетке; когда потенциал достигнет величины ($-V^*$), триод уже не поощряет колебания, и они начинают затухать с естественным декрементом контура L^1C^1 ; к концу колебательного процесса потенциал на сетке получает максимальную отрицательную величину ($-V_0$) и начинается стекание заряда, пока вновь не будет достигнута величина ($-V^*$).

¹⁾ „Радиотехник“ № 8, 1919. Armstrong (Proc. Inst. Radioeng. U. S. A.) делает указания по поводу прерывистой генерации при работе с усилителями, но не останавливается на анализе явления. В разговоре со мною в апреле 1921 года Л. С. Термен указал, что явление прерывистой генерации было обнаружено также им.

§ 2. Теоретические основания явления.

К моменту окончания колебаний в контуре $L^1 C^1$ (этот момент обозначен через t_0 на черт. 2) на сетке накапливается отрицательный заряд $-Q$, обуславливающий отрицательный потенциал $-V_0 = \frac{Q_0}{C}$, где C емкость конденсатора в цепи сетки. Начиная с этого момента заряд не может прибавляться, так как $I_c = 0$, и начинается стекание заряда через сопротивление R ; этот процесс стекания представляется уравнением:

$$-V_n = -V_0 e^{-\frac{t}{CR}}, \quad (1)$$

где $-V_n$ потенциал спустя время t после начала.

Для проверки ур. (1) можно было бы измерять потенциал $-V_n$ посредством электрометра для различных времен t ; мы предпочитаем, однако, воспользоваться вместо электрометра самим генерирующим триодом, так как за время паузы сила тока в цепи анода однозначно определяет величину потенциала на сетке (характеристика). По тщательно построенной характеристике, пользуясь прибором постоянного тока с чувствительностью в 10^{-4} ампера, возможно отсчитывать потенциал на сетке непосредственно с точностью до 0,05 вольт.

Если подобный прибор достаточно быстро устанавливается, то во время процесса генерации он показывает, попеременно, то уменьшение, то увеличение тока в цепи анода, согласно кривой на черт. 2, и показания его для различных времен t определяют потенциалы $-V_n$ в эти моменты. На черт. 3 представлены результаты двух измерений (кружки и крестики) в различные дни для одного и того же периода перерывов; сплошная кривая вычислена по фор. (1), причем было: $R = 30,8 \times 10^6$ омов и $C = 10^{-6}$ фарад. Ординаты дают отношения $(-V_n)$ к $(-V_0)$. Так как коэффициент $\frac{1}{RC}$ в показателе предвычислен по величинам сопротивления и емкости, то совпадение опыта с теорией следует признать достаточным.

Минимальное значение $(-V^*)$ есть именно то значение потенциала, когда колебания вновь возникают. Величины $(-V_0)$ и $(-V^*)$ совершенно различны для колебаний различного периода; в табл. 1 даны, например, значения $(-V_0)$ и $(-V^*)$ для различных величин емкости C^1 в колебательном контуре, при постоянной величине самоиндукции, т. е. для различных частот n .

Наблюдения показали, что продолжительность паузы t тем больше, чем меньше емкость колебательного контура C^1 , т. е. чем выше тон. Величины t , наблюдаемые при помощи стоп — часов, нанесены кр-

ТАБЛИЦА 1.

$$C = 1,0 \text{ MF}; \quad R = 30,8 \text{ M}\Omega.$$

n	τ набл.	$-V_0$	$-V^*$	$\frac{V^*}{V_0}$	τ выч.
870	3,4	6,9	6,3	0,91	2,8
1034	5,7	8,0	7,0	0,87	4,3
1161	6,5	8,8	7,2	0,82	6,2
1381	7,3	10,0	7,9	0,79	7,4
1642	8,2	10,8	8,2	0,76	8,5
2069	9,0	11,6	8,3	0,72	10,0
2607	9,2	11,8	8,8	0,75	8,9
3100	9,9	12,4	9,0	0,73	9,9
4100	11,3	13,8	9,6	0,70	11,1
5210	21,0	20,5	10,4	0,51	20,8

стиками на черт. 4 стр. 76 (звуковая частота генератора); сплошная кривая проведена через эти точки. Формула (1) дает возможность вычислить продолжительность паузы τ и теоретически; именно, если предположить, что период генерации короток по сравнению с продолжительностью паузы (период стекания), то можно определить τ из форм. (1), полагая в ней $-V_n = -V^*$ и $t = \tau$; тогда:

$$-V^* = -V_0 e^{-\frac{\tau}{RC}},$$

откуда

$$\lg\left(\frac{V^*}{V_0}\right) = -\frac{\tau}{RC} \text{ и } \tau = -RC \lg\left(\frac{V^*}{V_0}\right). \quad (2)$$

$-V^*$ и $-V_0$ взяты из наблюдений (табл. 1), R и C были в данном ряде опытов постоянны; значения τ , вычисленные по форм. (2), нанесены на черт. 4 кружками и удовлетворительно подходят к сплошной кривой. Факт зависимости τ от величины емкости C^1 в колебательном

контуре можно объяснить, исходя из теории генератора, данной Валаури¹⁾ и дополненной Гармсом²⁾. Предполагая характеристику прямолинейной с крутизной S и внутреннее сопротивление триода постоянным и равным R_i , Гармс дает следующее условие, при котором триод может генерировать колебания:

$$\delta = -SM + \frac{L^1}{R_i} + R^1 C^1 \leq 0. \quad (3)$$

где δ декремент затухания колебаний в контуре $L^1 C^1$; при соблюдении этого условия колебания или усиливаются со временем ($\delta < 0$), или же держатся постоянными ($\delta = 0$).

При наших опытах было:

L^1 — самоиндукция колебательного контура = 1,16 генри,

C^1 — емкость того же контура — изменялась.

M — коэфф. взаимоиндукции между L и L^1 = 0,25 генри.

R^1 — омическое сопротивление контура $L^1 C^1$ = 203 ома.

Величины S и R_i не являются постоянными, как предполагает теория Валаури-Гармса, но зависят от потенциала на сетке и должны быть определены графически (по характеристике триода или другими способами). Кривые на черт. 5 (стр. 76) дают величину δ/M для различных значений C^1 в функции потенциала на сетке. Очевидно, что абсциссы точек пересечения этих кривых с осью абсцисс соответствуют предельному значению — V_c , дальше которого (в сторону отрицательных значений) при данной емкости C^1 колебания триодом не генерируются, т.е. то именно значение потенциала, которое определялось из наблюдений и которое приведено в табл. 1 для ряда значений емкости C^1 . Табл. 2 сопоставляет значения ($-V^1$), найденные из ур-я Валаури-Гармса, с величинами ($-V^*$) фактически наблюдаемым и показывает удовлетворительное совпадение.

ТАБЛИЦА 2.³⁾

C^1 мф	0,1	0,041	0,029	0,075	0,005	0
— V^1 вольт	1,1	6,2	6,7	7,3	10,0	11,2
— V^* вольт	1,6	5,45	6,37	7,7	8,7	9,6

¹⁾ Valauri. Jahrb. d. drahtl. Tel. B. 12, p. 349, 1917.

²⁾ Harms. Jahrb. d. drahtl. Tel. B. 15, p. 442, 1920.

³⁾ Условия работы генератора иные, чем при получении таблицы 1 (новая лампа).

Лучшего совпадения ожидать было бы трудно, так как:

1. Условие (3) вполне справедливо лишь для случая прямолинейной характеристики и постоянного значения R_c ; далее, согласно Меллеру¹⁾, оно представляет собою лишь условие возникновения колебаний (самовозбуждение). Оно может строго выполняться лишь для бесконечно малых колебаний при данном значении V_c , тогда как мы имеем дело с конечными колебаниями, при которых как величина V_c , так и величины S и R_c меняются.

2. Величины R_c и S определяются графически с очень большой погрешностью.

Описанные опыты заставили нас прийти к заключению, что положенное в основу предлагаемого объяснения прерывистой генерации положение (черт. 2) справедливо, и что формулы (1) и (2) подтверждаются опытом.

§ 3. Применение прерывистого генератора для измерения емкостей и больших сопротивлений.

Из соотношения (2) вытекает, что при прочих равных условиях период перерывов генерации пропорционален величине R и величине C . Соотношение (2) выведено в предположении длительных пауз и коротких моментов генерации; так как всегда возможно добиться таких условий, то в этих границах можно считать соотношение (2) вполне точным и применять его для целей измерения; отклонений можно ожидать лишь в области частых (тональных) перерывов, которыми для целей измерения мы не пользовались.

На весьма большом опытном материале правильность соотношения (2) была подтверждена как в отношении емкостей, так и в отношении сопротивлений.

Черт. 6 показывает зависимость длительности пауз от величины емкости C в интервале от 0,2 мф до 1,5 мф; точки, соответствующие опытным данным, удовлетворительно ложатся на прямую, проходящую через начало координат, как того и требует соотношение (2) при постоянном R ($R = 1,35 \cdot 10^6$ омов).

Подобная зависимость от C дает простой способ измерения емкостей; если обозначим длительность перерыва при известной эталонной емкости C_0 через τ_0 , а при неизвестной C_* через τ_* , то, очевидно:

$$C_* = C_0 \frac{\tau_*}{\tau_0}. \quad (4)$$

2) Möller, Elektronenröhren. Samml. Vieweg, 1919.

Зная C_0 и измеряя τ_0 и τ_0 посредством секундомера или даже простых часов с секундной стрелкой, легко найдем C_0 .

Этот метод имеет преимущество большой простоты, так как генератор можно легко собрать из подручных материалов, и прибор не требует никакой градуировки; кроме генератора требуется лишь эталон емкости и секундные часы, что доступно для самой скромной лаборатории. Метод прерывистого генератора не может, конечно, считаться методом прецизионным, но для технических целей он может дать вполне надежные результаты и с успехом заменить измерительные мостики, которых имеется в России так мало.

Черт. 7 стр. 76 дает результат градуировки вращающегося конденсатора (крестики) по методу прерывистого генератора; сплошная кривая дает градуировку мостиком Циклинского¹⁾; расхождение двух кривых (не более 30%) вероятно объясняется неточной градуировкой мостика²⁾, а не ошибками метода прерывистого генератора, так как этот последний дает кривую, приближающуюся к прямой (какой и должна быть графика конденсатора), мостик же дает слегка волнообразную кривую.

При проверке форм. (3) в отношении сопротивлений были обнаружены систематические отклонения от линейной зависимости в области больших сопротивлений, которые вполне объясняются проводимостью пустоты лампы, патрона и диэлектрика конденсатора, дающих ответвление параллельное сопротивлению R ; по этой причине генератор дает перерывы, даже когда $R = \infty$, и длительность промежутков τ_0 в этом случае очевидно может служить мерою совершенства изоляции в лампе; таким образом мы получаем возможность легко оценивать изоляцию сетки в различных лампах, что весьма существенно для суждения об их усилительной способности; этот метод может применяться при приемке ламп с завода.

Ясно, что если собственное сопротивление установки, — обозначим его R_0 — мало по сравнению с сопротивлением, шунтирующим конденсатор C , то длительность пауз τ будет определяться главным образом величиною R_0 и изменения R_0 мало скажутся на величине τ ; таким образом предел чувствительности определяется величиною R_0 . Эти соображения позволили нам найти путь к усовершенствованию метода и применить его для измерения сопротивлений до $10^{11}\Omega$.

1. Так как генератор с обычным патроном терял чувствительность уже к сопротивлениям порядка $10^8\Omega$, то нами был применен специальный патрон (черт. 8), в котором штепсельные гнезда были прикреплены к длинным пластинам F_1 , F_2 , A и G , подводящим ток; эти последние были закреплены на краях круглого отверстия в абонитовой доске.

¹⁾ „Радиотехник“ № 7, стр. 204.

²⁾ Кривые мостика были утеряны, и новая градуировка произведена по ненадежным эталонам.

Таким образом изоляция патрона была сделана весьма высокой. Патроны обычной конструкции изменяют свою проводимость в очень сильной степени в зависимости от влажности¹⁾, что вызывает непостоянство величины τ и невозможность точных измерений; патрон указанной выше конструкции позволил совершенно избавиться от этих явлений и довести собственное сопротивление до предела, даваемого самой лампой.

2. Как показало исследование длительности τ_0 (при $R = \infty$), собственная проводимость различных ламп одного и того же типа и марки может быть весьма различна; она определяется во-первых проводимостью цоколя лампы (фарфор)²⁾, и во-вторых проводимостью внутри лампы. Для целей измерения подбирались лампы, дающие наибольшую длительность τ_0 при одинаковых условиях. Наблюдение показало далее, что величина τ_0 со временем увеличивается, что повидимому объясняется нагреванием и подсыханием лампы как внутри, так и снаружи; ввиду этого, измерения следует начинать минут через 10-15 после зажигания лампы и предохранять ее от температурных колебаний посредством ватного колпачка.

3. Проводимость диэлектрика конденсатора играет также очень важную роль при измерениях этого рода и для исследования высоких сопротивлений необходимо брать конденсаторы с наилучшей изоляцией. Для исследований сопротивлений до $10^9 \Omega$ достаточно было сплошных конденсаторов, для более высоких сопротивлений, чтобы получить достаточную чувствительность, пришлось пользоваться воздушным конденсатором с янтарной изоляцией.

Длительность пауз τ_0 при $R = \infty$ пропорциональна собственному сопротивлению прибора (лампа + патрон + диэлектрик конденсатора), которое обозначим через R_0 ; длительность пауз τ , при включении некоторого сопротивления R_* , будет пропорциональна сопротивлению R разветвления, которое определится из отношения

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_*}.$$

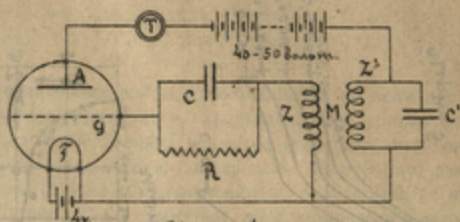
Обозначив через τ_* длительность пауз в предположении $R_0 = \infty$, мы получим аналогичное соотношение между величинами τ , τ_0 и τ_* :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_*}.$$

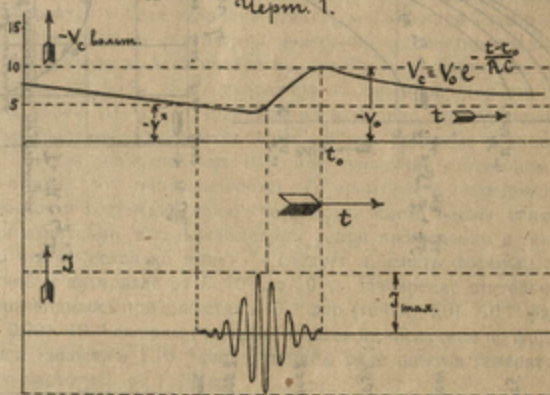
¹⁾ Подобный генератор с простым патровым может служить хорошим измерителем влажности и может отмечать наступление точки росы.

²⁾ Как указал нам во время доклада в ГОРИ инж. В. М. Лебедев, изоляцию вероятно удастся улучшить, вынув лампу из цоколя.

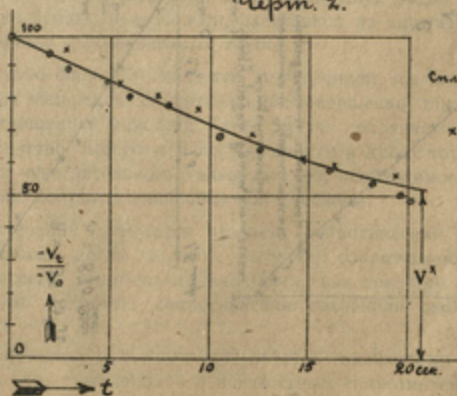
К статье: „Прерывистый триодный генератор.“



черт. 1.



черт. 2.



Экспоненциальная кривая:

$$100 \cdot e^{-\frac{t}{RC}}$$

x и o — два ряда наблюдений

$$C = 1,20 \text{ мф.}$$

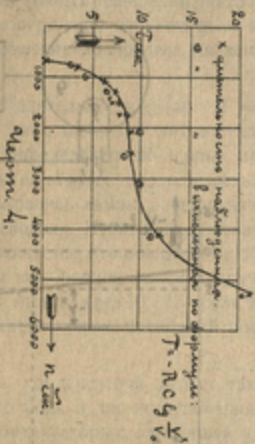
$$R_c = 30,8 \text{ мОм}$$

$$n = 8270 \text{ см}^{-1}$$

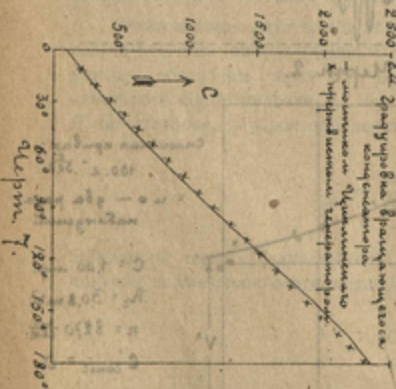
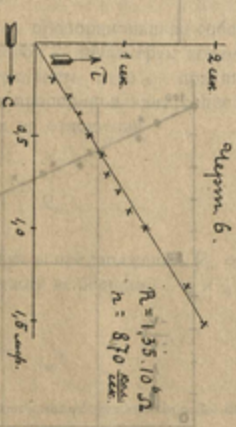
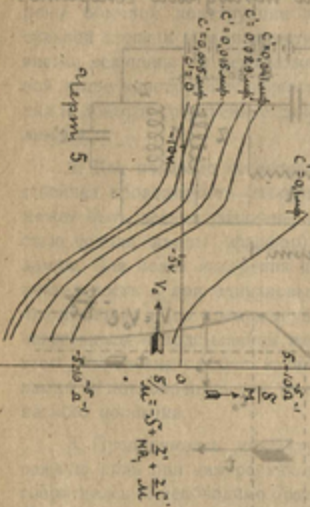
$$C'_{\text{const}} = 0$$

черт. 3.

Знамен: "Строительный институт" 1920 г.



Черт. 4.



откуда

$$\tau_0 = \tau \left(\frac{\tau_0}{\tau_0 - \tau} \right). \quad (5)$$

При больших сопротивлениях, когда τ приближается по величине к τ_0 , мы получим значительную поправку, выражающуюся множителем в скобках (форм. 5); чем совершеннее изоляция установки, тем больше и тем ближе к единице поправочный множитель. Черт. 9 дает результат проверки формулы (3) для сопротивлений от $5 \cdot 10^5$ до 10^{12} Ω ; ввиду значительного диапазона R и τ применен логарифмический масштаб; форм. (3) изобразится в этих условиях прямой, наклоненной к осям под углом в 45° ; точки, дающие результаты измерений, удовлетворительно ложатся на эту прямую во всем интервале; для больших сопротивлений введена поправка по форм. (5). Отклонения от линейной зависимости составляют максимум $10-12\%$. Принимая во внимание, что во-первых большие сопротивления измеряются с небольшой степенью точности (не больше 10% для сопротивления 10^{12} Ω при сравнении с эталоном в 1 мегом), во-вторых, что они изменяются со временем и подвержены влиянию влажности и тряски, ввиду чего могут иметь разное сопротивление при измерении с гальванометром и при наблюдении в генераторе, всего через несколько минут, — следует признать формулу (3) подтвержденной в интервале от $5 \cdot 10^5$ до 10^{12} Ω . Измерение длительностей пауз производилось при емкостях $1 \cdot 10^{-6}$ фар. (точки), $0,01 \cdot 10^{-6}$ фар. (крестики) и $0,001 \cdot 10^{-6}$ фарады (кружки); и затем вычислением по форм. (3) приведено к емкости в $1 \cdot 10^{-6}$ фар. В данном ряде опытов генератор имел высокую частоту $\lambda = 1190$ мт.

Сопротивления, примененные нами, были двух родов — из туши, нанесенной на бумаге, и из копоти, нанесенной на внутренней поверхности стеклянных эвакуированных трубок¹⁾.

Коль скоро форм. (3) является проверенной, мы можем пользоваться ею для измерения сопротивлений совершенно так же, как это делали по отношению емкостей. Этот метод сохраняет и в данном случае достоинство быстроты и портативности и кроме того позволяет обойтись без чувствительного гальванометра, необходимого для измерений больших сопротивлений обычным способом.

Для измерений требуются эталоны сопротивлений, достаточно стойкие, каковыми могли бы быть например сопротивления, изготовленные по способу Андреева и Ландсберга; как показали сравнительные измерения, подобные сопротивления сохранили свою величину с 1914 года.

Для получения надежных результатов необходимо промерять длительность пауз с эталоном и с неизвестным сопротивлением втече-

¹⁾ Андреев и Ландсберг. Ж. Р. Ф.-Х. О. II, р. 47, 1915.

ние одной серии наблюдений (при одном зажигании лампы), т. к. наблюдения разных серий могут быть несравнимы, благодаря изменению режима лампы и, следовательно, множителя пропорциональности в форм. (3), входящего в виде $Ig \frac{V^*}{V_0}$.

Прерывистый генератор может найти себе применение в качестве удобного способа исследования быстро протекающих процессов, на которые не успевает реагировать гальванометр или электрометр со значительной инерцией подвижной системы; для этой цели удобно также использовать тональные перерывы и оценивать изменения сопротивления по изменению высоты тона.

Возможно применить метод генератора к исследованию фотоэлектрического эффекта, фотохимических реакций и радиоактивных элементов, для каковых целей он обладает достаточной чувствительностью. Для примера приведем график черт. 10, который показывает, как изменяется длительность пауз: при приближении к конденсатору C активного препарата тория C (в данном случае раздвижной, воздушный конденсатор Кольрауша с круглыми пластинами $d = 15$ см); график показывает, что приближение из отдаления на расстояние 1 см от края пластин дает уменьшение: с 9 сек до 4,2 сек, т. е. примерно на 50%; очевидно, что быстрые изменения активности легко могут быть уловлены таким способом.

§ 4. Прерывистый генератор в качестве волномера.

Обычный генератор незатухающих колебаний не может быть услышан на приемник с детектором без особых приспособлений; прерывистый генератор, особенно с тональными перерывами, можно слышать без всяких приспособлений и, если снабдить его градуировкой по длинам волн, то он может служить в качестве волномера, возбуждаемого вместо зуммера триодом. По всей вероятности возможно и к каждому волномеру приспособить триодное возбуждение, добавив к нему катушку для связи с сеткой триода. Такой волномер с триодным возбуждением явился бы весьма удобным приспособлением на каждой приемной станции, так как мог бы сразу служить двум целям — измерять длины волн и работать, как гетеродин, для приема незатухающих станций, для чего достаточно замкнуть накоротко прерывающий конденсатор.

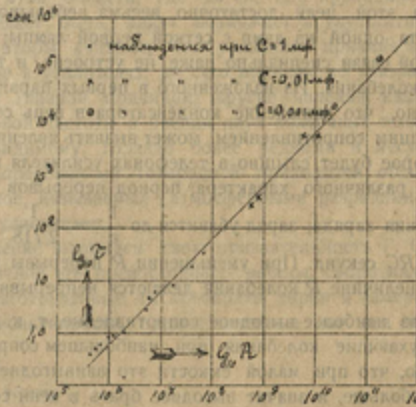
Возникает, конечно, вопрос, насколько возможно считать незатухающими колебания прерывистого генератора, так как они состоят из групп незатухающих колебаний, разделенных паузами; вопрос этот весьма существенный для целей точных измерений, может разрешить исследование колебаний, прерывистого генератора посредством осциллографа. Однако опыт показывает, что всегда возможно достичь для

К этому: Прерывистый триодный генератор.

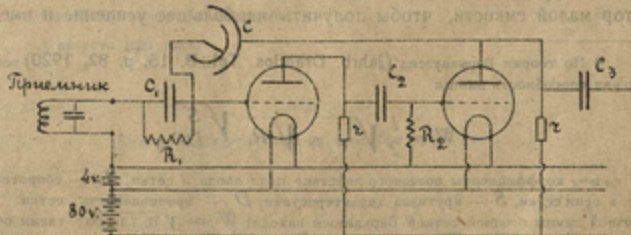
Черт. 8.



Черт. 10.



Черт. 9.



Черт. 11.

тельных периодов генерации и коротких пауз; при этих условиях генератор с 500 перерывами в секунду давал бы при $\lambda = 1200$ мт, т. е. 250.000 колебаний в сек, группы примерно в 500 волн с подъемом в начале и обрывом в конце, которые возможно считать с большим приближением за незатухающие колебания.

§ 5. Объяснение паразитных шумов в усилителях.

В каждом триодном усилителе имеются обычно в цепи сетки одной или нескольких ламп конденсаторы, шунтированные большими сопротивлениями в несколько мегомов; черт. 11, например, дает схему 2-х первых ламп усилителя высокой частоты с сопротивлениями. Эти конденсаторы с шунтом служат, во-первых, для того, чтобы детектировать колебания, и, во-вторых, чтобы уменьшить паразитный ток в цепи сетки, который весьма сильно уменьшает усилительную способность лампы¹⁾. Усилители весьма часто снабжаются так называемым автодином, т. е. они одновременно служат и генераторами незатухающих колебаний; для этой цели достаточно весьма небольшой емкостной связи цепи анода одной из ламп с сеткой первой лампы; в усилителе типа 3-*ter* такой связи специально даже не устроено, и тем не менее он генерирует колебания. Из изложенного в первых параграфах настоящей статьи ясно, что включение конденсатора в цепь сетки, шунтированного большим сопротивлением, может вызвать явление перерывов генерации, которое будет слышно в телефонах усилителя в виде тресков или звуков различного характера; период перерывов определится временем стекания заряда; заряд убавится до $\frac{1}{e} = \frac{1}{2,718}$ своей величины за время RC секунд. При уменьшении R перерывы учащаются и при некоторой величине R колебания делаются непрерывными.

Это как раз наиболее выгодное сопротивление, т. к. при этом получаются незатухающие колебания при наибольшем сопротивлении в цепи сетки; ясно, что при малой емкости это наимыгоднейшее сопротивление будет больше, и значит выгоднее брать в цепи сетки конденсатор малой емкости, чтобы получить наибольшее усиление и вместе

¹⁾ По теории Баркхаузена (Jahrb. Drahtlos. Tel., B. 15, p. 82, 1920) усилительная способность лампы:

$$W = \frac{1}{2} \sqrt{\mu_a \cdot \mu_c} \sqrt{R_c} \frac{V_S}{D},$$

где μ_a и μ_c коэффициенты полезного действия цепи анода и сетки, R_c — сопротивление в цепи сетки, S — крутизна характеристики, D — проицаемость сетки. Для обычной лампы с одной сеткой Баркхаузен находит $W = \sqrt{R_c / 10000}$; таким образом при $R_c = 10^6 \Omega$, $W = 10$ раз, при $R_c = 10^8$, $W = 100$ раз; очевидно, что ток в цепи сетки действует аналогично уменьшению сопротивления и уменьшает величину усиления.

с тем незатухающие колебания; слишком уменьшать емкость конечно нельзя, так как тогда получатся перерывы уже от собственного сопротивления R_0 в лампе и патроне.

Эмпирически найдено, что хорошие результаты получаются при емкости C в несколько тысячных микрофарады и сопротивлениях R_c в несколько мегомов.

Из приведенных соображений ясно, что конструктор усилителя стоит перед компромиссом: с одной стороны, задача получения хорошего усиления требует наибольшей изоляции сетки, с другой, получение непрерывающихся колебаний возможно лишь при ухудшении изоляции. Приходится поступиться несколько усилением, чтобы избежать вредных тресков и звуков, появляющихся при прерывистой генерации.

Совершенно ясно также, что изменение условий, как-то температуры и влажности, замена ламп, тряска и т. п. все это может вызвать изменение качества изоляции и повлиять в ту или другую сторону, ввиду чего становится понятной крайняя капризность усилителей в работе. Приведенные рассуждения позволяют, как нам кажется, лучше разобраться в этой области, где до сих пор приходилось идти лишь ощупью, и, может быть, дадут возможность улучшить конструкцию усилителей. Авторы считают, что указанная причина возникновения вредных шумов в усилителях, до сего времени не указанная в литературе, является главной причиной; другие явления, как то генерация колебаний низкой частоты и биения двух колебаний высокой частоты, являются, повидимому, гораздо более редкими и несущественными. Повидимому, прерывистой генерацией приходится объяснить и большинство тресков, называемых „атмосферными разрядами“, если прием происходит с усилителем.

В заключение выражаем свою признательность Г. С. Ландсбергу за предоставление его превосходного набора сопротивлений и В. И. Баранову за изготовленные им препараты тория и измерительные приборы для радиоактивности, предоставленные нам для пользования на время работы.

Москва.

Военная Радио-Техническая Лаборатория.

(1) 5 августа 1921 года.

(Поступила в редакцию 23 сентября 1921 г.)

О незатухающих колебаниях связанных вибраторов.

В. В. Татарина.

(Допложено на 34-ой, научно-технической беседе РЛ 23 сентября 1921 г.).

Свободный генератор незатухающих колебаний. — Дифференциальные ур-ия колебаний свободного генератора связанного с резонатором. — Исследование ур-ий для случая появления двух колебаний: затухающего и незатухающего. — Сравнение теории с опытом.

§ 1. Свободный генератор гармонических колебаний.

Гармоническим вибратором с одной степенью свободы мы называем всякую систему тел, состояние которой может быть определено в любой момент одной какой-либо переменной x , причем полная колебательная энергия системы, w может быть выражена ур-ием:

$$w = \frac{1}{2} p_1 x^2 + \frac{1}{2} p_1 \left(\frac{dx}{dt} \right)^2. \quad (1)$$

Если система не отдает и не получает энергии извне, то $\frac{dw}{dt} = 0$ и ур-ие (1) дает:

$$p_1 x + p_1 \frac{d^2 x}{dt^2} = 0. \quad (2)$$

Ур-ие (2), как известно, имеет решение

$$x = a \sin(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

где $\omega = \sqrt{\frac{p_1}{p_1}}$, а a и φ — произвольные постоянные интегрирования.

Если вибратор отдает энергию окружающим телам, то колебания будут затухающими, если же получает — нарастающими. В этих случаях колебания перестают быть простыми гармоническими, и законы их могут быть, вообще говоря, весьма разнообразны в зависимости от того, какие внешние силы действуют на вибратор. Однако, если энергия отдаваемая или получаемая вибратором с каждым колебанием незна-

чительна по сравнению с полной его энергией, т. е. если амплитуды смежных колебаний мало отличаются одна от другой, то каждое колебание в отдельности можно попрежнему считать без значительной погрешности гармоническим. Период колебаний тоже изменится мало.

Таким образом, каков бы ни был закон действия на вибратор внешних сил, при условии достаточной малости их, мы всетаки получим в первом приближении гармонические колебания прежнего периода. Законом действия внешних сил определится всецело лишь закон изменения амплитуд.

Вибратор, получающий энергию извне и преобразующий ее в энергию колебательного движения, мы будем называть генератором колебаний.

Если на вибратор действует переменная сила, имеющая определенный период τ , независимый от собственного периода вибратора T , то вибратор получает вынужденные колебания, имеющие период τ . Такой вибратор согласно нашему определению придется назвать генератором. Назовем его генератором несвободным в отличие от описываемого ниже свободного генератора.

Свободным генератором мы будем называть такой вибратор, на который внешняя сила действует с периодом, определяемым колебаниями самого вибратора. К этому типу относятся ламповый и дуговой генераторы электрических колебаний, часы, самовозбуждающиеся электромагнитные камертоны и т. п.

В свободных генераторах направление действия внешней силы определяется знаком производной $\frac{dx}{dt}$, и потому в выражение ее дол-

жна непременно входить нечетная функция $\frac{dx}{dt}$. Т. к. характер колебаний, как было сказано выше, в первом приближении от закона действия внешней силы не зависит, то предположим, что она выражается первой степенью производной x .

Рассмотрим сначала случай, когда сила f имеет знак обратный знаку $\frac{dx}{dt}$, именно пусть

$$f = -K \frac{dx}{dt}$$

В этом случае мы получим обыкновенные затухающие колебания.

Дифференциальное ур-е их будет

$$\mu x + \mu_1 \frac{d^2 x}{dt^2} = -K \frac{dx}{dt}$$

или, полагая $\frac{\mu}{\mu_1} = \beta^2$ и $\frac{K}{\mu_1} = 2\alpha$,

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\alpha \frac{dx}{dt} + \beta^2 x = 0. \quad (4)$$

Ур-ие колебаний свободного генератора мы получим предположив, что сила f имеет тот же знак, что и $\frac{dx}{dt}$, т. е.

$$f = K \frac{dx}{dt}.$$

Соответствующее дифференциальное ур-ие будет:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - 2\alpha \frac{dx}{dt} + \beta^2 x = 0, \quad (5)$$

а интеграл его:

$$x = a_0 e^{\alpha t} \sin(\omega t + \varphi), \quad (6)$$

где $\omega^2 = \beta^2 - \alpha^2$.

Ур-ие (6) показывает, что амплитуды свободного генератора будут возрастать до бесконечности, чего конечно в действительности быть не может. Легко видеть, что такой результат получился у нас благодаря произвольности допущенного соотношения

$$f = K \frac{dx}{dt}.$$

Несообразность эту можно уничтожить предположив, что α есть функция амплитуды, обращающаяся при некотором определенном значении последней в нуль.

Указанная несообразность совершенно не будет иметь места, если мы будем рассматривать колебания свободного генератора, связанного с другим вибратором (резонатором), отнимающим энергию у генератора.

В этом случае система в конце концов неизбежно должна притти к такому состоянию, когда генератор будет получать извне столько же энергии, сколько отдавать резонатору. Тогда получатся незатухающие колебания. Т. к. при незатухающих колебаниях амплитуда остается постоянной, то постоянной будет и величина коэффициента нарастания колебаний α , являющаяся вообще говоря у свободных генераторов более или менее сложной функцией амплитуды.

К рассмотрению незатухающих колебаний связанных вибраторов мы теперь и перейдем.

§ 2. Незатухающие колебания связанных вибраторов.

Наибольшее затруднение при исследовании незатухающих колебаний связанных вибраторов представляет выражение внешней силы действующей на генератор. Но мы видели, что при условии малости этой силы и при незатухающих колебаниях точное знание закона ее действия и не нужно для получения приближенного решения задачи. Каковы бы ни были законы действия внешней силы, — периоды и разности фаз незатухающих колебаний обоих вибраторов определяются в первом приближении параметрами вибраторов и реакцией связи.

Благодаря этому обстоятельству мы можем воспользоваться ур-нем (5) для исследования незатухающих колебаний свободного генератора связанного с вибратором.

Рассмотрим колебания двух электромагнитных контуров связанных индуктивно.

Дифференциальные ур-ния колебаний будут иметь в этом случае следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 v}{dt^2} - 2\alpha \frac{dv}{dt} + \beta^2 v + \tau \frac{d^2 v_1}{dt^2} &= 0 \\ \frac{d^2 v_1}{dt^2} + 2\alpha_1 \frac{dv_1}{dt} + \beta_1^2 v_1 + \tau_1 \frac{d^2 v}{dt^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь буквы без индекса относятся к генератору, а с индексом — к резонатору. Значение их следующее: v — разность потенциалов на обкладках конденсатора, α — коэффициент нарастания колебаний генератора,

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{2L_1}, \quad \beta^2 = \frac{1}{LC}, \quad \beta_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1}, \quad \tau = \frac{MC_1}{LC} \quad \text{и} \quad \tau_1 = \frac{MC}{L_1 C_1}.$$

Исключив из ур-ний (7) v_1 , получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^4 v}{dt^4} (1 - k^2) + 2(\alpha_1 - \alpha) \frac{d^3 v}{dt^3} + (\beta^2 + \beta_1^2 - 4\alpha\alpha_1) \frac{d^2 v}{dt^2} + \\ + 2(\beta^2\alpha_1 - \beta_1^2\alpha) \frac{dv}{dt} + \beta^2\beta_1^2 v = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где k есть коэффициент связи, равный $\frac{M}{\sqrt{LL_1}}$.

Такое же точно ур-ие получится, конечно, и для v_1 .

Ур-ие (8) мы можем рассматривать, как линейное с постоянными коэффициентами только в случае стационарного состояния нашей системы, т. е. такого состояния, во время которого амплитуды вибраторов остаются постоянными, ибо в противном случае α будет величиной переменной.

Как стационарное состояние мы можем рассматривать:

- 1) незатухающие колебания системы и
- 2) затухающие колебания совместно с незатухающими для достаточно больших значений времени t , когда затухающие колебания фактически перестают существовать¹⁾.

Т. к. стационарные состояния нас именно и интересуют, то ур-ие (8) мы будем решать, как линейное с постоянными коэффициентами. При этом следует помнить, что наши выводы дадут известные соотношения между величинами, характеризующими именно стационарное состояние системы, но не дадут определенных указаний на то, как колебания совершаются, пока это состояние не достигнуто.

Принимая во внимание сказанное, мы можем написать интеграл ур-ия (8) в таком виде:

$$v = \sum_{n=1}^n A_n e^{z_n t},$$

при чем z определится ур-ием:

$$(1 - k^2) z^4 + 2(\alpha_1 - \alpha) z^3 + (\beta^2 + \beta_1^2 - 4\alpha\alpha_1) z^2 + 2(\beta^2\alpha_1 - \beta_1^2\alpha) z + \beta^2\beta_1^2 = 0. \quad (9)$$

Т. к. корни ур-ия (9) должны быть попарно величинами сопряженными, и т. к. отрицательные значения угловых частот придется откинуть, заключаем, что наша система всегда будет иметь два периода, которые в частном случае могут и совпасть. Таким образом нам придется рассматривать два следующих случая колебаний системы:

- 1) одновременное существование в системе колебаний двух различных периодов, причем один период соответствует колебаниям незатухающим, а другой—затухающим, и
- 2) одновременное существование в системе колебаний двух различных периодов, при чем оба колебания незатухающие.

Первый из этих случаев представляет наибольший интерес, т. к. часто имеет место в действительности. С него мы и начнем исследование.

¹⁾ Мыслим и еще один случай: незатухающие колебания совместно с апериодическим убывающим током. В. Т.

Если в системе имеют место незатухающие колебания частоты ω_n и затухающие частоты ω_s с коэффициентом затухания c , то корни ур-ия (9) будут такие:

$$z_1 = \omega_n j; z_2 = -\omega_n j; z_3 = -c + \omega_s j; z_4 = -c - \omega_s j. \quad (10)$$

Самое же ур-ие (9) примет вид:

$$(1 - k^2) (z^2 + \omega_n^2) [(z + c)^2 + \omega_s^2] = 0$$

или

$$(1 - k^2) [z^4 + 2cz^3 + (\omega_n^2 + \omega_s^2 + c^2)z^2 + 2\omega_n cz + \omega_n^2(\omega_s^2 + c^2)] = 0. \quad (11)$$

Сравнивая коэффициенты ур-ий (9) и (11), найдем:

$$c = \frac{\alpha_1 - \alpha}{1 - k^2}, \quad (12a)$$

$$\omega_n^2 + \omega_s^2 + c^2 = \frac{\beta^2 + \beta_1^2 - 4\alpha\alpha_1}{1 - k^2}, \quad (12b)$$

$$\omega_n^2 c = \frac{\alpha_1 \beta^2 - \alpha \beta_1^2}{1 - k^2}, \quad (12c)$$

$$\omega_n^2 (\omega_s^2 + c^2) = \frac{\beta^2 \beta_1^2}{1 - k^2}. \quad (12d)$$

В ур-ях 12a, b, c и d величины β , β_1 , α_1 и k являются вполне определенными, заданными параметрами генератора и резонатора. Остальные четыре величины, ω_n , ω_s , α и c определяются ур-ми 12a...d. Относительно величины α следует еще помнить, что она является функцией амплитуды генератора. Поэтому, определяя ее, мы в сущности определяем тем и амплитуду генератора.

Вообще на коэффициент α мы можем смотреть, как на некоторую вспомогательную величину, упрощающую дальнейшие выкладки.

Введем вместо ω_s новую величину Ω , связанную с ω_s равенством

$$\Omega^2 = \omega_s^2 + c^2. \quad (A)$$

Тогда вместо ур-ий (12a) и (12d) получим:

$$\omega^2_{\kappa} + \Omega^2 = \frac{\beta^2 + \beta_1^2 - 4 \alpha x_1}{1 - k^2} \quad (12a)^1$$

и

$$\omega^2_{\kappa} \Omega^2 = \frac{\beta^2 \beta_1^2}{1 - k^2} \quad (12d)^1$$

Ур-ня (12a)¹ и (12d)¹ симметричны относительно ω^2_{κ} и Ω^2 . Значения этих величин определяются, как корни одного ур-ня:

$$(1 - k^2) \omega^4 - (\beta^2 + \beta_1^2 - 4 \alpha x_1) \omega^2 + \beta^2 \beta_1^2 = 0. \quad (13)$$

Для удобства вычисления введем новые параметры:

$$m = \frac{\beta^2 + \beta_1^2}{2} \text{ и } n = \frac{\beta^2 - \beta_1^2}{2}.$$

Тогда ур-е (13) примет вид:

$$(1 - k^2) \omega^4 - 2(m - 2 \alpha x_1) \omega^2 + (m^2 - n^2) = 0. \quad (13)^1$$

Решая его найдем:

$$\omega^2 = \frac{m - 2 \alpha x_1 \pm \sqrt{(m - 2 \alpha x_1)^2 - (1 - k^2)(m^2 - n^2)}}{1 - k^2} \quad (13)^{11}$$

или

$$\omega^2 = \frac{m - 2 \alpha x_1 \pm \sqrt{k^2 m^2 + n^2 (1 - k^2) - 4 m \alpha x_1 + 4 \alpha^2 x_1^2}}{1 - k^2}.$$

В подкоренном выражении можно считать все члены весьма малыми по сравнению с первым $k^2 m^2$. Действительно, произведение αx_1 мало по условию (небольшая внешняя сила действующая на генератор и малое затухание резонатора); величину n тоже мы можем сделать как угодно малой, ограничиваясь областью колебаний резонатора близкой к резонансу. Что касается коэффициента связи k , то хотя он и меньше единицы, но вообще мы не вводим требования весьма малой связи. Наоборот, для случая весьма малой связи резонатора с генератором этот способ исследования колебаний не годится, ибо тогда получим бесконечное нарастание амплитуд в генераторе.

Ограничиваясь первой степенью произведения αx_1 , отбросим совершенно член $4 \alpha^2 x_1^2$ и вынесем из под знака радикала mk . Получим:

$$\omega^2 = \frac{m - 2 \alpha x_1 \pm mk \sqrt{1 + \frac{n^2 (1 - k^2)}{m^2 k^2} - \frac{4 \alpha x_1}{mk^2}}}{1 - k^2}. \quad (14)$$

или приближенно:

$$\omega^2 = \frac{m - 2\alpha x_1 \pm mk \left[1 + \frac{n^2(1-k^2)}{2m^2k^2} - \frac{2\alpha x_1}{mk^2} \right]}{1 - k^2} \quad (14)^1$$

После некоторых алгебраических преобразований найдем:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{\kappa 1}^2 = \Omega_2^2 &= \frac{m}{1-k} + \frac{n^2}{2mk} - \frac{2\alpha x_1}{k(1-k)} \\ \omega_{\kappa 2}^2 = \Omega_1^2 &= \frac{m}{1+k} - \frac{n^2}{2mk} + \frac{2\alpha x_1}{k(1+k)} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Угловые частоты затухающих колебаний найдутся из соотношения (А).

Итак для нашей системы вообще говоря возможны два различных режима: первый режим с незатухающими колебаниями частоты $\omega_{\kappa 1}$ и затухающими $\omega_{\kappa 2}$, второй — с частотами $\omega_{\kappa 2}$ и $\omega_{\kappa 1}$.

Это есть известный в радиотехнике случай существования у генератора незатухающих колебаний двух различных волн.

Определим теперь величину отношения $\frac{\alpha}{\alpha_1}$ для обоих режимов.

Исключая из ур-ий (12а) и (12с) коэффициент затухания α , получим:

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} = \frac{\beta^2 - \omega_{\kappa}^2}{\beta_1^2 - \omega_{\kappa}^2} \quad (16)$$

Если мы выразим β^2 , β_1^2 и ω_{κ}^2 через длины волн генератора (λ_g), резонатора (λ_p) и через длину волны связи (λ), то равенство (16) примет такой вид:

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} = \frac{(\lambda^2 - \lambda_g^2) \lambda_p^2}{(\lambda^2 - \lambda_p^2) \lambda_g^2} \quad (16)^1$$

Подставив в ур. (16) найденные значения $\omega_{\kappa 1}^2$ и $\omega_{\kappa 2}^2$, получим:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\alpha}{\alpha_1} \right)_1 &= \frac{2m^2k^2 + n^2(1-k) - 4\alpha x_1 m - 2mnk(1-k)}{2m^2k^2 + n^2(1-k) - 4\alpha x_1 m + 2mnk(1-k)} \sim 1 - 2 \frac{n}{m} \frac{1-k}{k} \\ \left(\frac{\alpha}{\alpha_1} \right)_2 &= \frac{2m^2k^2 + n^2(1+k) - 4\alpha x_1 m + 2mnk(1+k)}{2m^2k^2 + n^2(1+k) - 4\alpha x_1 m - 2mnk(1+k)} \sim 1 + 2 \frac{n}{m} \frac{1+k}{k} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Ур-ия (17) позволяют определить коэффициент нарастания колебаний α ,

$$\left. \begin{aligned} (a)_1 &= a_1 \left[l - 2 \frac{n}{m} \frac{l-k}{k} \right] \\ (a)_2 &= a_1 \left[l + 2 \frac{n}{m} \frac{l+k}{k} \right] \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Подставляя эти значения a в ур-ия (15), получим:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{\kappa 1}^2 &= \frac{m}{l-k} + \frac{n^2}{2mk} - \frac{2a_1^2}{k(l-k)} + \frac{4a_1^2 n}{mk^2} \\ \omega_{\kappa 2}^2 &= \frac{m}{l+k} - \frac{n^2}{2mk} + \frac{2a_1^2}{k(l+k)} + \frac{4a_1^2 n}{mk^2} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Ур-ия (19) вполне определяют $\omega_{\kappa 1}$ и $\omega_{\kappa 2}$ по заданным параметрам нашей системы, но лишь недалеко от резонанса.

Величина коэффициента затухания c для колебаний частоты ω_1 определяется ур-м (12а). Из этого ур-ия находим:

$$c = a_1 \frac{l - \frac{a}{a_1}}{l - k^2}$$

Подставив сюда найденные для $\frac{a}{a_1}$ выражения (17), получим:

$$\left. \begin{aligned} (c)_1 &= \frac{2a_1 n}{mk(l+k)} \\ (c)_2 &= -\frac{2a_1 n}{mk(l-k)} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Отсюда видим, что если $\beta > \beta_1$, то $(c)_1 > 0$ и $\omega_{\kappa 1}$ есть частота действительно затухающих колебаний. Наоборот, при втором режиме и $\beta > \beta_1$ будет $(c)_2 < 0$. В этом случае $\omega_{\kappa 2}$ будет соответствовать колебаниям нарастающим. Однако эти колебания могут и не возникнуть, если начальная амплитуда их равна нулю. В системе будут иметь место в этом случае только незатухающие колебания частоты $\omega_{\kappa 1}$. Но стоит лишь получить колебания частоты $\omega_{\kappa 2}$ некоторую начальную амплитуду, как тотчас же они начнут расти и режим 2-ой перейдет в режим 1-ый.

Таким образом мы видим, что при $\beta > \beta_1$ режим 1-ый будет устойчив, а 2-ой неустойчив. При $\beta < \beta_1$ получим обратное явление.

При замыкании тока в цепи генератора возникают всегда оба

колебания и потому генератор сразу начинает работать на устойчивом режиме. Чтобы заставить его работать на режиме неустойчивом, надо, уже во время работы, постепенно перейти от устойчивого режима к неустойчивому путем изменения настройки генератора или резонатора. Неустойчивый режим получится после прохождения через резонанс.

Для определения разности фаз и отношения амплитуд незатухающих колебаний генератора и резонатора представим наш частный интеграл ур—ий (7) в виде:

$$\begin{aligned} v &= a \sin \omega_n t \\ v_1 &= a_1 \sin(\omega_n t - \varphi) \end{aligned} \quad (21)$$

Подставив эти значения v , v_1 и их производных в ур—ия (7), получим:

$$\left. \begin{aligned} (\beta^2 a - a \omega_n^2 - \gamma a_1 \omega_n^2 \cos \varphi) \sin \omega_n t + (\gamma a_1 \omega_n^2 \sin \varphi - 2 \alpha a \omega_n) \cos \omega_n t &= 0 \\ (2 \alpha_1 a_1 \omega_n \sin \varphi + \beta_1^2 a_1 \cos \varphi - a_1 \omega_n^2 \cos \varphi - \gamma_1 a \omega_n^2) \sin \omega_n t + \\ + (a_1 \omega_n^2 \sin \varphi + 2 \alpha_1 a_1 \omega_n \cos \varphi - \beta_1^2 a_1 \sin \varphi) \cos \omega_n t &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Т. к. ур—ия (22) должны удовлетворяться при всяких значениях t , то коэффициенты при $\sin \omega_n t$ и $\cos \omega_n t$ должны равняться нулю.

Таким образом получим следующие соотношения:

$$a (\beta^2 - \omega_n^2) = \gamma a_1 \omega_n^2 \cos \varphi, \quad (23a)$$

$$2 \alpha a = \gamma a_1 \omega_n \sin \varphi, \quad (23b)$$

$$a_1 (\beta_1^2 - \omega_n^2) \cos \varphi + 2 \alpha_1 a_1 \omega_n \sin \varphi = \gamma_1 a \omega_n^2, \quad (23c)$$

$$(\beta_1^2 - \omega_n^2) \sin \varphi = 2 \alpha_1 \omega_n \cos \varphi. \quad (23d)$$

Уравнения 23 a, b и d дают:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2 \alpha \omega_n}{\beta^2 - \omega_n^2} = \frac{2 \alpha_1 \omega_n}{\beta_1^2 - \omega_n^2} = \pm \frac{2 \omega_n \sqrt{\alpha \alpha_1}}{V(\beta^2 - \omega_n^2)(\beta_1^2 - \omega_n^2)}. \quad (24)$$

Два первых выражения для $\operatorname{tg} \varphi$ указывают, что разности $\beta^2 - \omega_n^2$ и $\beta_1^2 - \omega_n^2$ имеют всегда одинаковые знаки. Это значит, что ω_n не

может иметь значений, лежащих в интервале между β и β_1 , но всегда или больше обеих величин β и β_1 , или меньше их.

Подставляя в ур-ие (24) $\omega_{\kappa 1}$ и $\omega_{\kappa 2}$, и ограничиваясь первым приближением, найдем:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_1 &= -\frac{2\alpha_1 \sqrt{1-k}}{k \sqrt{m}} \\ \operatorname{tg} \varphi_2 &= +\frac{2\alpha_1 \sqrt{1+k}}{k \sqrt{m}} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Если α_1 мало по сравнению с $k \sqrt{m}$, то φ_1 немного меньше π , а φ_2 немного больше нуля. С возрастанием α_1 и уменьшением k оба угла приближаются $\frac{\pi}{2}$.

Для определения отношения амплитуд резонатора и генератора воспользуемся ур-ями (23a) и (23b). Определим из них $\sin \tau$ и $\cos \tau$, возведем их в квадрат и сложим. Получим:

$$1 = \frac{a^2}{a_1^2} \left\{ \frac{(\beta^2 - \omega_{\kappa}^2)^2}{\tau^2 \omega_{\kappa}^4} + \frac{4\alpha^2}{\tau^2 \omega_{\kappa}^2} \right\}$$

или

$$\frac{a_1^2}{a^2} = \frac{4\alpha^2}{\tau^2 \omega_{\kappa}^2} \left\{ \frac{(\beta^2 - \omega_{\kappa}^2)^2}{4\alpha^2 \omega_{\kappa}^2} + 1 \right\}.$$

Но, согласно (24),

$$\frac{\beta^2 - \omega_{\kappa}^2}{2\alpha \omega_{\kappa}} = \frac{\beta_1^2 - \omega_{\kappa}^2}{2\alpha_1 \omega_{\kappa}}$$

и потому

$$\frac{a_1^2}{a^2} = \frac{4\alpha^2}{\tau^2 \omega_{\kappa}^2} \left(\frac{(\beta^2 - \omega_{\kappa}^2)(\beta_1^2 - \omega_{\kappa}^2) + 4\alpha\alpha_1 \omega_{\kappa}^2}{4\alpha\alpha_1 \omega_{\kappa}^2} \right).$$

Ур-ие (13) показывает, что

$$(\beta^2 - \omega_{\kappa}^2)(\beta_1^2 - \omega_{\kappa}^2) + 4\alpha\alpha_1 \omega_{\kappa}^2 = \tau_1^2 \omega_{\kappa}^4.$$

Вследствие этого находим:

$$\frac{a_1^2}{\alpha_1} = \frac{\alpha}{\alpha_1} \gamma_1.$$

Подставим вместо γ и γ_1 их выражения через параметры системы:

$$\gamma = \frac{M C_1}{L C} \text{ и } \gamma_1 = \frac{M C}{L_1 C_1}.$$

Тогда получим такое соотношение:

$$\frac{C a^2 \alpha}{\beta^2} = \frac{C_1 a_1^2 \alpha_1}{\beta_1^2} \quad (26)$$

Но $C a^2 = 2w$ и $C_1 a_1^2 = 2w_1$, где w и w_1 — полные энергии колебательных процессов в генераторе и резонаторе. Вследствие этого будем иметь:

$$\frac{w \alpha}{\beta^2} = \frac{w_1 \alpha_1}{\beta_1^2} \quad (27)$$

Из соотношения (27) находим:

$$\frac{w_1}{w} = \frac{\alpha}{\alpha_1} \cdot \frac{\beta_1^2}{\beta^2} \quad (27)^1$$

Т. к. $\frac{\beta_1^2}{\beta^2} = \frac{m-n}{m+n} \approx 1 - 2 \frac{n}{m}$, то

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{w_1}{w} \right)_1 &= \sim 1 - 2 \frac{n}{m k} \\ \left(\frac{w_1}{w} \right)_2 &= \sim 1 + 2 \frac{n}{m k} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Если в ур-ие (27)¹ подставить вместо отношения $\frac{\alpha}{\alpha_1}$ равное ему

1) Любопытно заметить, что оба выражения, составляющие части равенства (27), имеют размерность „действия“. Это равенство можно прочесть так: при незатухающих колебаниях связанных вибраторов должны быть равны их действия, рассчитанные на их собственные периоды и в том предположении, что вибраторы не связаны между собою.

выражение из ур-ия (16)¹, а β и β_1 выразить соответственно через λ_e и λ_p , то для отношения энергий получим следующее выражение, весьма удобное для экспериментальной проверки закона:

$$\frac{w_1}{w} = \frac{\lambda_e^2 - \lambda_p^2}{\lambda_e^2 - \lambda_p^2} \quad (28)^1$$

Уравнения (28) показывают, что при устойчивом режиме $w > w_1$, при неустойчивом — наоборот, $w_1 > w$.

Второй случай, случай одновременного существования в системе двух незатухающих колебаний, мы можем рассматривать, как частный случай предыдущего, а именно, как случай резонанса.

Действительно, когда в системе имеют место незатухающие колебания двух различных периодов, то ур. (9) должно иметь корни вида:

$$z_1 = \omega_1 j; z_2 = -\omega_1 j; z_3 = \omega_2 j; z_4 = -\omega_2 j. \quad (29)$$

Само же ур-ие (9) получит вид:

$$(1 - k^2) (z^2 + \omega_1^2) (z^2 + \omega_2^2) = 0$$

или

$$(1 - k^2) [z^4 + (\omega_1^2 + \omega_2^2) z^2 + \omega_1^2 \omega_2^2] = 0. \quad (30)$$

Сравнивая коэффициенты ур-ий (9) и (30), находим:

$$\alpha = \alpha_1 \text{ и } \beta^2 = \beta_1^2;$$

т. е. незатухающие колебания двух различных периодов возможны только при резонансе. Из ур-ий (17) и (20) находим, что при $\beta^2 = \beta_1^2$ действительно $\alpha = \alpha_1$ и $c = 0$.

Следует заметить, что режим этот весьма неустойчив (редко наблюдается, как пишет проф. J. S. Townsend¹), ибо условия $\beta^2 = \beta_1^2$ в полной точности трудно достигнуть и еще труднее сохранить его в течение конечного промежутка времени. Если же β^2 не равно β_1^2 , то одно из колебаний сейчас же делается затухающим, исчезает и потом уже не восстанавливается.

Таким образом одновременное появление двух волн связи при незатухающих колебаниях системы свидетельствовало бы о самой строгой настройке в резонанс обоих вибраторов.

¹) J. S. Townsend. „Oscillations obtained by Coupling a Secondary Circuit with a Continuous Wave Valve Oscillator“. Radio Rev. 1920 May.

Наконец, займемся исследованием тех условий, при которых получаются два периода у нашей системы.

Ур-ие (13)¹ имеет действительные корни при условии

$$m - 2 \alpha_1 > \sqrt{m^2 - n^2} \cdot \sqrt{1 - k^2}, \quad (31)$$

или приближенно,

$$4 \alpha_1 < mk^2 + \frac{n^2}{m}. \quad (32)$$

Подставляя сюда значения $(\alpha)_1$ и $(\alpha)_2$, получим

$$\text{для 1-го режима } 4\alpha_1^2 < mk^2 \left[1 + 2 \frac{n(1-k)}{mk} \right] \quad (33)$$

$$\text{и для 2-го режима } 4\alpha_1^2 < mk^2 \left[1 - 2 \frac{n(1+k)}{mk} \right]. \quad (34)$$

Легко видеть, что две волны мы будем иметь, когда

$$4 \alpha_1^2 < mk^2.$$

Действительно, в этом случае незатухающее колебание частоты ω_n может иметь место для n , заключающегося в пределах от $n = +\infty$ до $n = -\epsilon_1^2$, где ϵ_1^2 есть некоторое положительное число, определяемое ур-м:

$$4 \alpha_1^2 = mk^2 \left[1 - 2 \frac{\epsilon_1^2(1-k)}{mk} \right]$$

или

$$\epsilon_1^2 = \frac{mk^2 - 4 \alpha_1^2}{2k(1-k)}.$$

Точно также найдем, что колебания частоты ω_n могут существовать при значениях n , заключающихся в пределах от $n = -\infty$ до $n = +\epsilon_2^2$, где

$$\epsilon_2^2 = \frac{mk^2 - 4 \alpha_1^2}{2k(1+k)}.$$

Таким образом в интервале от $n = -\epsilon_1^2$ до $n = +\epsilon_2^2$ могут существовать оба режима с незатухающими колебаниями частоты ω_n и ω_{n1} .

Если $4\alpha_1^2 = mk^2$, то при резонансе периоды обоих незатухающих колебаний совпадут и мы получим одну волну при всяких настройках. В том же случае, когда

$$4\alpha_1^2 > mk^2,$$

частота ω_n будет возможна для n , заключающегося в пределах от $n = +\infty$ до $n = +\alpha_1^2$, а ω_n — для интервала от $n = -\infty$ до $n = -\alpha_1^2$. В интервале от $n = -\alpha_1^2$ до $n = +\alpha_1^2$ незатухающих колебаний мы не получим. Это будет тоже известный в радиотехнике случай существования некоего „провала“ в работе генератора незатухающих колебаний, когда при известных настройках генератор совершенно перестает работать.

Такова картина работы свободного генератора незатухающих колебаний связанного с резонатором даваемая настоящей теорией. В общих чертах она соответствует тому, с чем приходится иметь дело в действительности.

Само собою понятно, что подобные явления должны наблюдаться не только в электрических колебательных контурах, но и во всяких иных вибраторах. Другой характер связи вибраторов должен несколько изменить полученные результаты, но предложенный метод и в этих случаях должен дать руководящую нить.

Мне удалось наблюдать оба описанных режима на связанных физических маятниках, из которых один принадлежал электрическим часам и играл, таким образом, роль генератора. Такие часы с двойным маятником могли идти неограниченно долгое время с той или другой скоростью в зависимости от разности фаз маятников, которая тоже сохранялась неизменной во все время хода часов.

Когда фазы маятников были близки к совпадению, часы шли медленнее ($T_1 = 1,00$ сек.), когда же они были почти противоположны, — быстрее ($T_2 = 0,95$ сек.)¹⁾.

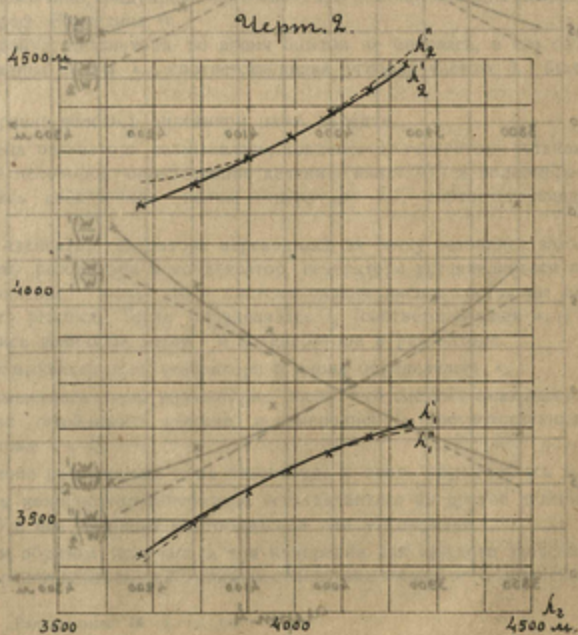
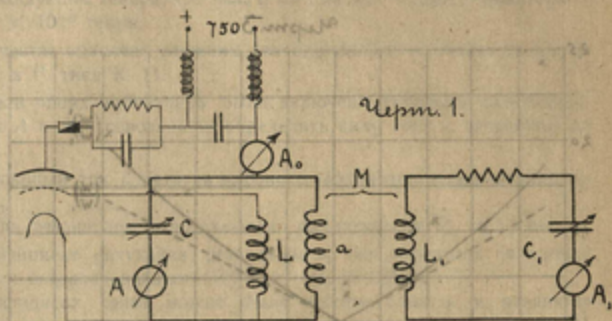
§ 3. Сравнение теории с опытом.

Опытной проверке были подвергнуты формулы (13)¹¹⁾, (19), (28) и (28)¹⁾.

Расположение приборов схематически изображено на черт. 1.

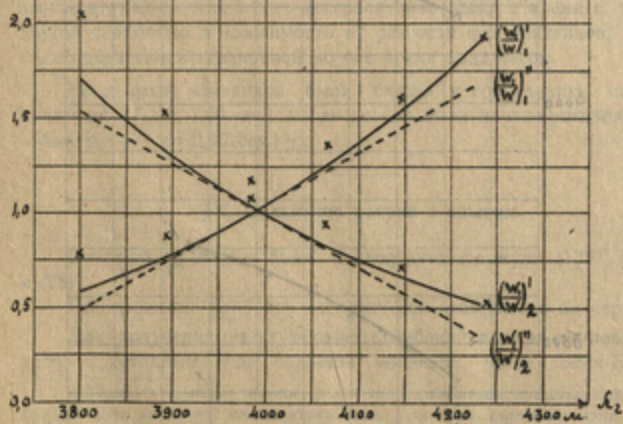
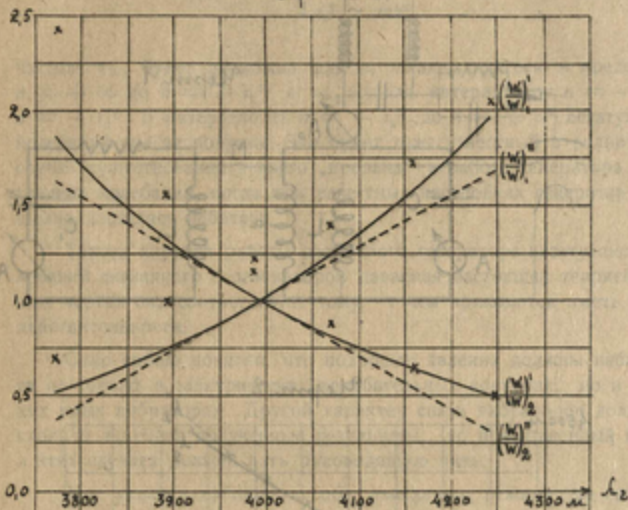
Для получения незатухающих колебаний служил ламповый генератор с катодным реле большой мощности проф. Бонч-Бруевича.

¹⁾ Такие часы, между прочим, в некотором отношении представляют любопытную аналогию загадочной модели атома Бора, в котором колебания тоже могут совершаться лишь с некоторыми избранными, определенными периодами.



К станок В.В.Панарина.

черт. 3.



черт. 4.

Потенциал на анод задавался 750 в, при чем в лампе горели одновременно два волоска.

Самоиндукция генератора была $L = 1,66 \cdot 10^{-3}$ генри, резонатора — $L = 1,67 \times 10^{-3}$ генри.

В качестве емкостей служили два одинаковых масляных конденсатора Сим. и Г. типа К. 11.

В цепи обоих вибраторов были включены тепловые амперметры без шунта A и A_1 , позволявшие определять силу тока с точностью до 0,005 амп.

Постоянный ток i_0 батареи высокого напряжения измерялся амперметром A_0 .

В цепь резонатора было включено сопротивление $R_1 = 10$ ом.

Коэффициент затухания резонатора α был определен по кривой резонанса и оказался равным 4100 сек^{-1} ($\beta_1 = 0,055$).

Коэффициент связи можно было менять, сдвигая и раздвигая катушки L и L_1 , установленные на особых салазках.

Длина волны определялась при помощи волномера Сим. и Г. лабораторного типа, градуированного мною при помощи машины высокой частоты проф. Вологодина.¹⁾

Настройка резонатора во время опытов не менялась, и его собственная длина волны λ_p , соответствующая угловой частоте β_1 , была 3990 мт.

Измерение велось в описанном ниже порядке.

1) Цепь резонатора размыкалась, конденсатор генератора устанавливался на некоторое определенное деление (напр. 70°) и волномером определялась собственная волна генератора λ_z , соответствующая частоте β .

2) Конденсатор генератора переводился за точку резонанса, замыкалась цепь резонатора и конденсатор генератора устанавливался на прежнее деление. После этого система оказывалась в состоянии неустойчивого режима. Тогда определялась λ_1 (соответствующая ω_{n1}) и записывались величины токов i и i_1 генератора и резонатора.

3) Размыкалась цепь резонатора и вновь определялась λ_z .

4) Замыкалась цепь резонатора, после чего система оказывалась в состоянии устойчивого режима, и измерялись λ_2 (соответствующая ω_{n2}), а также i и i_1 .

5) Снова размыкалась цепь резонатора и опять определялась λ_z .

Потом конденсатор генератора устанавливался на другое деление (напр. 75°) и вся операция повторялась в том же порядке.

Таким образом получалось три измерения для каждого значения λ_z , что представлялось необходимым вследствие возможного изменения

¹⁾ См. „Радиотехник“ № 13 стр. 309.

длины волны генератора, зависящей от накала волосков. Отдельные измерения λ_z отступали от среднего арифметического не более, чем на одну или две десятых процента.

Заметим, что при описанном порядке измерений экспериментатор совершенно не касается генератора после операции 2., а только размыкает и замыкает цепь резонатора, что позволяет быстро закончить весь цикл измерений и гарантирует от лишних ошибок на установку конденсатора.

Обработка наблюдений сводилась к вычислению λ_1 , λ_2 и $\frac{\omega_1}{\omega}$ по формулам и сличению полученных величин с опытными данными.

Для этого прежде всего по опытному данным вычерчивались кривые λ_1 и λ_2 по аргументу λ_z . На оси абсцисс отмечалась точка P , соответствующая резонансу. Потом определялись для этой абсциссы λ_1 и λ_2 , а по ним, при помощи ур-ий (19), вычислялся коэффициент связи k , при чем сначала члены содержащие α_1^2 откидывались, так что для k получалась обычная формула. Зная первое приближенное значение k можно было получить второе приближение, приняв во внимание члены $2\alpha_1^2: (1 - k)k$ и $2\alpha_1^2: (1 + k)k$. Однако уже и первое приближение давало достаточно точную величину k . Вообще следует заметить, что указанный способ определения k является, повидимому, наиболее точным благодаря остроте настройки волномера при незатухающих колебаниях и возможности достаточно точно определить точку резонанса. Потом вычислялись λ_1 , λ_2 и $\frac{\omega_1}{\omega}$ по формулам (13)¹¹, (19), (28)¹ и (28).

В таблице 1 даны значения следующих величин:

λ_z — собственная волна генератора;

λ_1 и λ_2 — волны связи, полученные из опыта;

λ_1^{11} и λ_2^{11} — волны связи, вычисленные по точной формуле (13)¹¹, при чем величина α определена с помощью ур. (16)¹;

$\Delta \lambda_1^{11}$ и $\Delta \lambda_2^{11}$ — величины, показывающие расхождение теории с опытом;

λ_1^{111} и λ_2^{111} — волны связи, вычисленные по приближенным формулам (19).

Таблица эта показывает, что расхождение теории с опытом не превосходит случайных погрешностей измерения.

На чертеже 2 нанесены кривые λ_1^{11} и λ_2^{11} (сплошная линия), а также λ_1^{111} и λ_2^{111} (пунктир) по аргументу λ_z . Опытные данные отмечены крестиками. Чертеж показывает, что приближенные формулы хорошо удовлетворяют опыту только около резонанса.

В таблице 2 даны следующие величины:

λ_z , λ_1 и λ_2 , имеющие прежнее значение;

i и i_1 — величины токов в генераторе и резонаторе;

$(\frac{w_1}{w})$ — отношение энергий, полученное на основании измерений по формуле

$$\frac{w_1}{w} = \frac{L_1 i_1^2}{L I^2};$$

$(\frac{w_1}{w})^1$ — то же отношение, вычисленное по формуле (28)¹;

$\Delta(\frac{w_1}{w})^1$ — разность двух предыдущих величин;

$(\frac{w_1}{w})^{11}$ — отношение энергий, вычисленное по приближенным формулам (28).

На чертеже 3 нанесены кривые $(\frac{w_1}{w})^1$ (сплошная кривая и $(\frac{w_1}{w})^{11}$ (пунктир) по аргументу λ . Точки, полученные на основании опыта $(\frac{w_1}{w})$, отмечены крестиками.

Таблица 3 и чертеж 4 аналогичны предыдущим. Разница заключается только в том, что при этом втором измерении амперметр A был включен в точку a катушки L .

Т. к. постоянный ток i_0 в цепи анода целиком проходит через самоиндукцию L , то, конечно, в этом случае пришлось ввести соответствующую поправку на i_0 .

Как таблицы, так и кривые показывают, что теоретические значения $(\frac{w_1}{w})$ соответствуют опытным лишь весьма приблизительно. Расхождение теории с опытом лежит во всяком случае вне пределов случайных ошибок. Из чертежей 3 и 4 видно, что приближенные кривые $(\frac{w_1}{w})^{11}$ около резонанса совпадают с точными теоретическими $(\frac{w_1}{w})^1$, но крестики, соответствующие опытным данным, лежат выше обеих кривых.

Приняв во внимание, что изложенная теория является лишь первым приближением решения вопроса о незатухающих колебаниях связанных вибраторов, можно предположить, что неполное совпадение теоретических кривых, выражающих отношение энергий, с опытными, зависит уже от особенностей данной системы генератора.

Весьма странным казалось нахождение в знаменателе вторых членов формул (28) величины k . Действительно, это показывало, что в некоторых случаях энергия резонатора должна неизменно расти с уменьшением коэффициента связи, что казалось парадоксальным.

Однако опыт подтвердил этот факт: при неустойчивом режиме энергия резонатора растет с уменьшением k , пока система не перейдет к устойчивому режиму.

ТАБЛИЦА 1.

$$k = 0,181; \bar{\varepsilon}_1 = 0,055; \lambda_p = 3990 \text{ м.}$$

$\lambda_2 \text{ м.}$	$\lambda_1 \text{ м.}$	$\lambda_1^1 \text{ м.}$	$\Delta \lambda_1^1$ м.	$\lambda_1^{11} \text{ м.}$	$\lambda_2 \text{ м.}$	$\lambda_2^1 \text{ м.}$	$\Delta \lambda_2^1$ м.	$\lambda_2^{11} \text{ м.}$
3669	3423	3431	- 8	3398	4185	4193	- 8	4245
3773	3488	3497	- 9	3484	4226	4232	- 6	4254
3895	3556	3565	- 9	3562	4283	4286	- 3	4288
3988	3605	3610	- 5	3610	4330	4334	- 4	4334
4073	3647	3647	0	3645	4385	4382	+ 3	4385
5156	3686	3678	+ 8	3671	4435	4435	0	4448
4244	3712	3707	+ 5	3690	4496	4493	+ 3	4524

ТАБЛИЦА 2.

$$k = 0,181; \bar{\varepsilon}_1 = 0,055; \lambda_p = 3990 \text{ м.}$$

$\lambda_2 \text{ м.}$	$\lambda_1 \text{ м.}$	$i \text{ амп.}$	$i_1 \text{ амп.}$	$(\frac{w_1}{w})_1$	$(\frac{w_1}{w})_1^1$	$\Delta (\frac{w_1}{w})_1^1$	$(\frac{w_1}{w})_1^{11}$
3669	3423	0.395	0.310	0.6	0.4	+ 0.2	0.1
3773	3488	0.410	0.345	0.7	0.6	+ 0.1	0.4
3895	3556	0.440	0.437	1.0	0.8	+ 0.2	0.7
3988	3605	0.455	0.500	1.2	1.0	+ 0.2	1.0
4073	3647	0.470	0.562	1.4	1.3	+ 0.1	1.2
4156	3686	0.480	0.628	1.7	1.6	+ 0.1	1.4
4244	3712	0.488	0.698	2.1	2.0	+ 0.1	1.7

$\lambda_2 \text{ м.}$	$\lambda_2 \text{ м.}$	$i \text{ амп.}$	$i_1 \text{ амп.}$	$(\frac{w_1}{w})_2$	$(\frac{w_1}{w})_2^1$	$\Delta (\frac{w_1}{w})_2^1$	$(\frac{w_1}{w})_2^{11}$
3669	4185	0.313	0.575	3.4	2.5	+ 0.9	1.9
3773	4226	0.335	0.520	2.4	1.9	+ 0.5	1.6
3895	4283	0.377	0.470	1.6	1.3	+ 0.3	1.3
3988	4330	0.395	0.420	1.1	1.0	+ 0.1	1.0
4073	4385	0.410	0.380	0.9	0.8	+ 0.1	0.8
4156	4435	0.423	0.341	0.7	0.6	+ 0.1	0.6
4244	4496	0.440	0.310	0.5	0.5	+ 0.0	0.2

ТАБЛИЦА 3.

$$k = 0,184; \varepsilon_1 = 0,055; \lambda_p = 3990 \text{ м.}$$

λ_2 м.	λ_1 м.	i амп.	i_1 амп.	i_0 амп.	$(\frac{w_1}{w})_1$	$(\frac{w_1}{w})_1^1$	$\Delta(\frac{w_1}{w})_1^1$	$(\frac{w_1}{w})_1^{11}$
3800	3488	0.475	0.390	0.162	0.8	0.6	+ 0.2	0.5
3888	3548	0.490	0.435	0.152	0.9	0.8	+ 0.1	0.7
3978	3591	0.500	0.494	0.154	1.1	1.0	+ 0.1	1.0
4066	3635	0.510	0.558	0.152	1.3	1.2	+ 0.1	1.2
4146	3675	0.520	0.625	0.152	1.6	1.5	+ 0.1	1.4
4235	3700	0.528	0.690	0.154	1.9	1.9	0.0	1.7
λ_2 м.	λ_2 м.	i амп.	i_1 амп.	i_0 амп.	$(\frac{w_1}{w})_2$	$(\frac{w_1}{w})_2^1$	$\Delta(\frac{w_1}{w})_2^1$	$(\frac{w_1}{w})_2^{11}$
3800	4244	0.400	0.518	0.162	2.0	1.7	+ 0.3	1.5
3888	4286	0.410	0.465	0.160	1.5	1.3	+ 0.2	1.3
3978	4324	0.418	0.420	0.156	1.2	1.0	+ 0.2	1.0
4066	4376	0.428	0.385	0.152	0.9	0.8	+ 0.1	0.8
4146	4442	0.438	0.343	0.150	0.7	0.7	0.0	0.6
4235	4495	0.450	0.310	0.148	0.5	0.5	0.0	0.4

Н.-Новгород.

Радиолaborатория.

Сентябрь, 1921.

Основания и метод поверочного расчета мачт, удерживаемых оттяжками (Рендаля и др.).

Проф. Г. Н. Макаревского.

1. Внешние силы: Расчет производится для трех случаев:

а) одиночное давление ветра (горизонтальное) 250 кгр на 1 кв метр, при отсутствии напряжений от радиосети;

б) ветер силою 175 кгр на 1 кв метр, в присутствии напряжений от радиосети;

в) ветер 125 кгр на 1 кв метр, при напряжении от радиосети, покрытой инеем, снегом или обледенелой.

2. Допускаемые напряжения:

а) обыкновенное литое железо—800 кгр на кв см (растяжение и сжатие); сталь—1300 кгр на 1 кв см (растяжен. и сжатие)— K_1 ; стальные тросы из проволоки с врем. сопр. 150 кгр на 1 кв мм (при повторных одноименных напряжениях).

Стрелка прогиба не должна превосходить $\frac{1}{500}$ свободной длины стержня или конструкции в виде бруса. (Проверка на прогиб требуется особенно тогда, когда угол между оттяжкой и стержнем менее 30°).

Допуск. напряжение на срезывание — $0,8 K_1$

на смятие — $2,0 K_1$

б) катки, ролики, шарниры:

допускаемое давление на погонный см длины цилиндрического катка

$$p = \frac{1}{2} \sqrt{r};$$

$$r = \frac{r_1 r_2}{r_1 \pm r_2};$$

r_1 и r_2 — радиусы касающихся цилиндров; + берется при внешнем касании;

$\frac{1}{2} = 78$ для стали с пределом упругости 20 кгр на 1 кв мм.

в) допуск. напряжение на бетон—10 кгр/см²;

г) допуск. давление на грунт $1,5 \text{ кг/см}^2$.

3. Модуль упругости для стали: $E = 2 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$.

4. Особенности конструкции рассматриваемого типа мачт:

1) опора на основание—шаровой шарнир,

2) все горизонтальные (и вообще не совпадающие с вертикальн. осью мачты) силы воспринимаются исключительно оттяжками.

3) Элементы мачты от оттяжки до оттяжки связаны шарнирными соединениями.

4) Оттяжки расположены в 3-х (иногда в 4-х) вертикальных плоскостях, образующих между собой углы в 120° .

5) Давление (горизонтальное) от сети воспринимается целиком верхним рядом оттяжек.

5. Особенности расчета оттяжек.

Мачта, прямая до действия горизонт. силы ветра, давл. сети и т. д. должна остаться прямой во время их действия (отклонившись, конечно, от вертикального направления). Следовательно, напряжение оттяжек при их первоначальном закреплении должно быть рассчитано так, чтобы их удлинения от действия добавочных сил были пропорциональны их удалению от опоры мачты.

6. Формулы для расчета оттяжек.

1) Растягивающая оттяжку (черт. 1 стр. 111) внешняя сила

$$S_1 = \frac{A^2 p}{8f}; \quad (1)$$

p —нагрузка на единицу длины—ветер, собственный вес и пр., взятая $\perp$ к A (= вертикал. нагрузка $\times$ на $\cos \alpha$, а горизонтальная $\times$ на $\sin \alpha$).

Примечание: в наветренной оттяжке слагающая ветра (W) складывается со слагающей тяжести (g); таким образом

$$p = g \cos \alpha + W \sin \alpha;$$

в подветренной—вычитается; в боковых оттяжках, если они перпендикулярны к направлению ветра, берется корень квадратный из суммы квадратов сил тяжести, ветра и т. д.

2) С другой стороны

$$S_1 = \frac{L_2 - L_1}{L_1} \times E \varepsilon, \quad (2)$$

где L_2 длина оттяжки в напряженном от действия S_1 состоянии, L_1

ненапряженная длина оттяжки, E —модуль упругости, δ —площадь поперечн. сечения оттяжки; из (2) мы имеем также

$$L_1 = L_2 : \left(\frac{S_1}{E\delta} + 1 \right);$$

3) Кроме того, имеем формулу для длины оттяжки

$$L_2 = A + \frac{3}{8} f^2/A; \quad (3)$$

следовательно, подставляя в формулу 2 формулы 1 и 3, получим

$$\frac{A^3 p}{8f} = \left(A + \frac{3}{8} f^2/A - L_1 \right) \frac{E\delta}{L_1};$$

откуда получаем уравнение для f :

$$f^3 + \frac{3}{8} f (A^2 - L_1 A) = \frac{3 A^3 p L_1}{64 E \delta}. \quad (4)$$

4) Чтобы выполнить условие пропорциональности удлинения оттяжек расстоянию от опоры мачты, нужно иметь след. уравнение для расчета этих удлинений (черт. 2 стр. 111)

$$A = \frac{a}{\cos \alpha}; \quad A_1 = \frac{a + H \cos \beta}{\cos \alpha_1};$$

$$A_1 - A = \frac{a + H \cos \beta}{\cos \alpha_1} - \frac{a}{\cos \alpha} = \Delta A; \quad (5)$$

в виду малости допускаемых отклонений, полагаем $\cos \alpha_1 = \cos \alpha$; следовательно тогда

$$\Delta A = \frac{H \cos \beta}{\cos \alpha}. \quad (6)$$

7. *Проверочный расчет оттяжек* (главным образом стрелки прогиба и начального натяжения).

а) Сначала задаются определенным наклоном мачты под действием максимальных горизонтальных сил, напр. $1/100$ (что даст для 120 мт мачты максимальное отклонение $\frac{120}{100} = 0,24$ метра) и определяют по (6) или (5) при окончательном расчете относительные удлинения хорд (A) оттяжек всех рядов.

б) Затем определяют полное максимальное растягивающее усилие для верхней и прочих оттяжек, как наветренных, так и подвергающихся боковому давлению ветра (направление ветра должно быть выбрано для максимального совместного действия); напр. натяжение верхней оттяжки (подветренной) $S_1 =$ (горизонтальное давление от сети + горизонтальное давление ветра на поддерживаемую оттяжкой часть фермы мачты + давление от ветра на соседние оттяжки верхнего ряда) $\times 1/\cos \alpha$ + начальное натяжение S_0 ; (α —угол наклона оттяжки к горизонту).

в) Потом вычисляют $f_1 = \frac{A_1^2 p}{8 S_1}$; ($A_1 = A$ при мачте в вертикальном положении + ΔA , вычисленном согласно п. а; p — нагрузка на единицу длины данной оттяжки от собственного веса и ветра; см. 6, 1).

г) вычислив f_1 , определяют длину оттяжки при этом максимальном A_1 , а именно $L_1 = A_1 + \frac{3}{8} f_1^2 / A_1$, что дает возможность вычислить ненагруженную длину оттяжки по (2):

$$L_1 = \frac{L_2}{S_1/Ez + 1}.$$

д) Тогда для начальных условий (без горизонт. сил)

$$A - L_1 = ? \text{ (по форм. 4),}$$

$$f^3 + \frac{3}{8} f A = \frac{3 A^3 p_1 L_1}{64 E z}.$$

откуда получаем начальную стрелку f : $f > f_1$ конечно, $A < A_1$ и начальное натяжение оттяжки $S_0 = \frac{A^2 p_1}{8 f}$; (p_1 —только вес).

Примечание: т. к. начальное натяжение S_0 неизвестно, то для формулы, вычисляющей S_1 , приходится задаться S_0 и затем вести расчет путем подгонки так, чтобы задаваемая величина S_0 совпала с вычисленной по последней формуле.

8. Тело мачты (решетка или труба и т. д.).

Верхний (первый) элемент.

а) вертикальн. силы v = приходящийся вес антенны и вес оттяжек (верхних) + вертикальн. составляющие от натяжений оттяжек (верхних).

Примечание: в выражении v для последующих элементов войдут еще веса решеток над ними, вертикальн. составл. натяж. верхних оттяжек и т. д.

Определение вертик. составляющих (черт. 3 стр. 111):

$$S = \sqrt{H^2 + v^2}; v = H \frac{b}{a} + \frac{pa}{2};$$

$$H = \frac{pa^2}{8f};$$

p —нагр. на единицу длины (вертикальная нагр.).

Определив v , определяют усилия в теле мачты по общим формулам; если же оттяжка прикреплена не в центре поперечного сечения мачты, то равнодействующая v уже не проходит через центр тяжести поперечного сечения, и нагрузка не распределяется равномерно; тогда наиб. напряжение = $\frac{v}{\delta} \pm \frac{vdC}{I}$ (сжимающ. или растягив.),

δ —площадь попер. сечения тела мачты, I —мом. инерции, d —расстояние от места прикрепления оттяжки до центра тяжести, C —расстояние от нейтр. оси до наиболее удален. точек попер. сечения.

б) Ветер дает изгибающий момент — $M = \frac{1}{8} Wh$. W —полное давление ветра на участок мачты h . В дальнейшем расчет идет по общеизвестным методам.

9. Влияние температурных изменений.

а) $L = L_1 \pm \tau t L_1$ (τ —коэфф. удлинения материала оттяжек от температуры, t —изменение температуры).

б) В тоже время мачта изменяется по длине $H = H_1 \pm \tau H_1$; так как изменения H и L при изменении температуры направлены так сказать „в одну сторону“ (напр. при понижении t^0 — L уменьшается, следовательно увеличивается напряжение оттяжки, но в то же время и H уменьшается, что с своей стороны уменьшает L и так сказать уменьшает возникающее температурное напряжение), то расчеты показывают, что вообще температурные напряжения при подходящих τ для материала оттяжек и мачты не велики.

Петроград,

сентябрь 1920 г.

Ионизация атмосферы и сила радиоприема

во время солнечного затмения 8-го апреля 1921 г.

А. С. Ирисова.

(Должено на VIII Электротехническом съезде в Москве 8 окт. 1921 г.).

Электрическое поле атмосферы имеет большое значение при передаче радиоволн и между электропроводностью атмосферы и потерей энергии при радиотелеграфировании должна быть определенная связь, а именно, чем больше электропроводность, тем больше будет утрачиваться энергии при передаче. Потеря энергии волны скажется на силе радиоприема: чем больше потеря энергии, тем хуже будет сила приема. Отсюда можно заключить, что максимуму электропроводности атмосферы будет соответствовать минимум силы радиоприема и наоборот.

Найти связь между электропроводностью атмосферы и силой радиоприема можно, конечно, наблюдая параллельно то и другое. Электропроводность воздуха все время меняется, у ней есть свой суточный и годовой ход, кроме того на ее изменение влияет и целый ряд метеорологических величин, как температура, влажность, облачность и т. д. Поэтому наблюдения над силой радиоприема в связи с электропроводностью атмосферы можно, вообще говоря, поставить в любое время. Но, так как в обычных условиях электропроводность воздуха меняется различно в разных местах между отправительной и приемной станциями, разделенными друг от друга расстоянием в сотни и тысячи километров, то учесть все изменения электропроводности воздуха на этом промежутке было бы весьма трудно; для этого надо было бы мерить одновременно электропроводность в целом ряде пунктов, разбросанных между отправительной и приемной станциями. Для производства таких наблюдений потребовались бы десятки наблюдателей, снабженных соответственными приборами. Эти обстоятельства так затрудняют производство наблюдений по описанному способу, что приходится отказаться от него, особенно принимая во внимание современные тяжелые экономические условия нашей страны и ее оторванность от прочего мира.

Но есть и другой способ для выполнения поставленной задачи. Во время солнечного затмения обычный ход метеорологических элемен-

тов нарушается, при чем он изменяется одинаково для всех мест соответственной полосы затмения: температура всюду понижается, влажность всюду увеличивается и т. д.

Солнечные лучи (главным образом, конечно, их ультрафиолетовая часть) вызывают ионизацию частиц воздуха и поверхности земли. Эльстер и Гейтель, основываясь на ионизирующем действии солнечных лучей на земную поверхность, а Бриллюэ — на верхние слои атмосферы, построили свои теории происхождения атмосферного электричества. В этих теориях они вначале даже переоценили роль ультрафиолетовых лучей солнца и не учли действие таких ионизаторов, как радиоактивные вещества. В настоящее время последним отводится главная роль в ионизации воздуха. Некоторые геофизики впадают теперь даже в другую крайность и отвергают ионизацию воздуха солнечными лучами, по крайней мере в нижних слоях его. Обнаружить влияние солнечного света на ионизацию атмосферы можно легче всего во время солнечного затмения.

Попытки установить влияние солнечного затмения на атмосферное электричество делались неоднократно (в 1900, 1905, 1912 и 1914 г.г.). В 1900 и 1914 г. погода не благоприятствовала наблюдениям. В 1905 г. Нордмани, наблюдая в Алжире, нашел добавочный минимум электропроводности спустя $\frac{3}{4}$ часа после наступления полной фазы затмения. Наблюдения же 1912 г. — в Постдаме не обнаружили влияния солнечного затмения на ход кривой электропроводности. Вопрос о роли солнца в ионизации земной атмосферы оставался с тех пор открытым.

Солнечным затмением 8 апреля 1921 г. я решил воспользоваться для разрешения этого вопроса. По инициативе же проф. Б. В. Ильина работа была расширена и связана с вопросом о влиянии ионизации атмосферы на силу радиоприема. Если солнце оказывает влияние на ионизацию земной атмосферы, то во время затмения, во всей полосе его, должно произойти уменьшение ионизации, отсюда — ухудшение электропроводности воздуха, и, наконец, если правильны суждения, высказанные в начале настоящей статьи, сила радиоприема должна улучшиться.

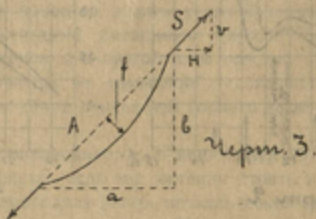
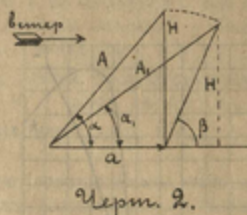
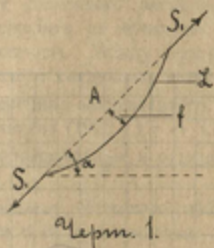
К работе был привлечен целый ряд физиков и радио-специалистов, и наблюдения производились во многих пунктах. Результаты всех наблюдений были собраны проф. Б. В. Ильиным и им была сделана общая сводка всего добытого материала.¹⁾ С любезного разрешения Б. В. Ильина я получил возможность использовать эти материалы для настоящей статьи.

Ионизация атмосферы во время затмения.

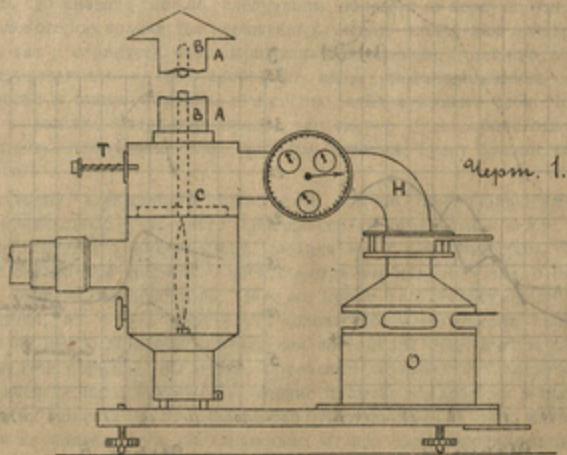
Наблюдения над атмосферным электричеством во время затмения 8-го апреля производились в двух пунктах в Москве — в Физическом

¹⁾ См. краткий отчет проф. Б. В. Ильина в „Успехах Физических Наук“ 1921 г.

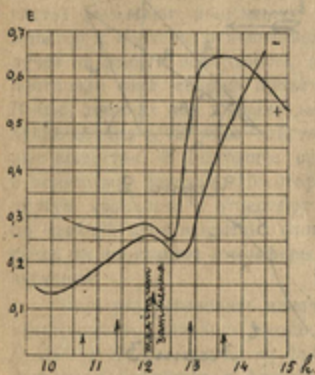
К статье проф. Т. К. Макаревича.



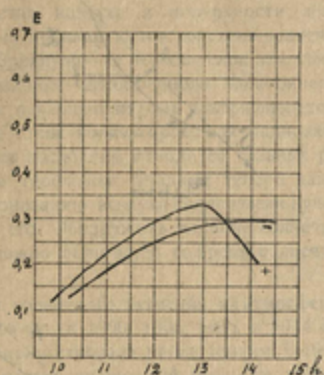
К статье А. С. Урсова.



К эматсе А. С. Урусоба.



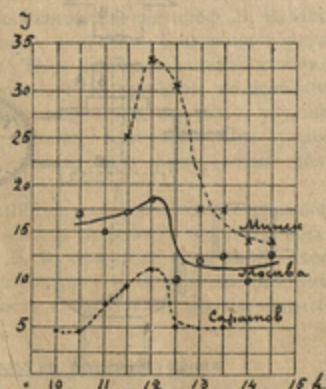
серм. 2.



серм. 3.



серм. 4.



серм. 5.

Институте Моск. Госуд. Университета и в Институте Биологической Физики Наркомздрава.

Влияние солнечного затмения, как это видно из предыдущего, надо было ожидать на ионизацию воздуха и на связанную с нею его электропроводность. Между электропроводностью воздуха λ и числом ионов существует следующая зависимость: $\lambda = e(n_+ + n_-)$, где e есть величина элементарного заряда, равная, по последним измерениям Милликена (1912 г.) $e = 4,774 \times 10^{-10}$ эл. ст. единиц; n_+ и n_- — числа положительных и отрицательных ионов, а u_+ и u_- — их подвижность.

В Физическом Институте наблюдения производились мною над числом ионов и В. И. Барановым — над электропроводностью. Наблюдения над подвижностью же ионов не велись с одной стороны из за недостатка приборов (единственный имевшийся прибор Эберта был занят для измерения числа ионов, а с другой и потому, что не ожидалось заметного влияния затмения на изменение подвижности ионов, так как обычно подвижность ионов изменяется гораздо медленнее, чем их число.

Наблюдения над электропроводностью и ионизацией исходят все из следующего основного факта: если мы оставим стоять в воздухе заряженный изолированный проводник (напр., металлический стержень), то он с течением времени теряет свой заряд. Это явление называется „рассеянием электричества“. Впервые его наблюдал в 1785 г. Кулон. Объяснить это явление можно следующим образом: в воздухе всегда имеется некоторое количество заряженных частиц — ионов как положительных, так и отрицательных. Заряженный проводник будет притягивать и присоединять к себе свободные ионы противоположного его заряду знака и таким образом постепенно нейтрализовать себя. Чем больше в воздухе находится ионов, тем скорее будет происходить нейтрализация проводника или, как мы говорим, будет больше его „рассеяние“.

В качестве заряженного проводника обычно при наблюдениях берется конденсатор, у которого одна пластинка отводится к земле, а другая заряжается и, вместе с тем, соединяется с электрометром. По величине отклонения листочков электрометра мы можем судить о потенциале нашего конденсатора. Зная же кроме того емкость нашего конденсатора, мы можем определить количество электричества, находящегося на нем. Производя определения потенциала конденсатора для двух моментов времени, мы можем определить количество электричества, утраченное конденсатором в течение промежутка времени между этими двумя моментами. Это количество будет зависеть от числа ионов воздуха и их подвижности, следовательно, от его электропроводности.

Приборы, при помощи которых изучают ионизацию воздуха, все построены на только что описанном принципе и позволяют — один оп-

ределая его электропроводность, другие — число ионов и их подвижность. Наиболее совершенным прибором является аспирационный прибор Эберта, служащий для определения числа ионов и их подвижности. Этим прибором я и пользовался при своих наблюдениях. Устройство его следующее: внутренний электрод B (смотри черт. 1 стр. 111) цилиндрического конденсатора A длиной в 30 см и диам. 0,5 см укреплен вертикально на головке электрометра Вульфа C ; в электрометре Вульфа находятся внутри металлической коробки две посеребрённые кварцевые нити, соединяющиеся на концах; когда электрометр не заряжен, обе нити видны в поле зрения микроскопа рядом; при заряджении же они расходятся и отклонения их измеряются по градуированной шкале; наружной обкладкой конденсатора A служит трубка длиной 36 см и диам. 3 см; сбоку к ней прикреплена изогнутая трубка H , ведущая к аспиратору O ; аспиратор состоит из турбины, приводимой в действие часовым механизмом; внутри трубки H имеется анемометр, показания которого позволяют определить количество воздуха, протянутого аспиратором через конденсатор; наружная часть прибора соединяется с землею, а внутренний электрод B , при помощи изолированного штифта T , заряжается до некоторого потенциала, достаточно высокого для того, чтобы внутри конденсатора имел место „ток насыщения“, т. е. такой ток, при котором заряженный электрод B будет присоединять к себе все ионы противоположного ему знака; пускается в ход аспиратор и одновременно делается отсчет электрометра; через некоторое время (обыкновенно 10—15 минут) закрывается аспиратор и наблюдается оставшийся заряд электрометра. Если количество пропущенного воздуха сквозь прибор обозначить через M , а ёмкость прибора через C , то „плотность ионов“, т. е. количество ионов в единице объёма равно

$$E = \frac{C(v_1 - v_2)}{M \cdot 300} \text{ эл.-ст. ед.,}$$

где v_1 и v_2 начальный и конечный заряды электрометра. „Плотность ионов“ E рассчитывают обыкновенно на 1 куб. метр воздуха. Число ионов определяется из следующего соотношения:

$$E = n \cdot e;$$

откуда

$$n = \frac{E}{4,774 \cdot 10^{-10} \cdot 10^6} \text{ в } 1^6 \text{ куб см.}$$

Наблюдения в Физическом Институте производились на башне, высотой в 30 м над поверхностью земли. Велись наблюдения в день самого затмения и на следующий день. Предполагалось произвести

наблюдения накануне, до этого помещал сильный дождь, шедший в течение всего дня. Результаты наблюдений видны из кривых черт. 2 и 3 (стр. 111). Из этих кривых видно, что суточный ход числа ионов в день солнечного затмения отличен от хода на другой день, а последний совпадает с суточным ходом для этого времени года. На кривых 8 апреля обозначился добавочный минимум, несколько опаздывающий против времени максимального затемнения солнца. Этот результат вполне согласен с наблюдениями Нордманна и ясно указывает на влияние солнечных лучей на ионизацию земной атмосферы.

Кривые, полученные для электропроводности В. И. Барановым (наблюдения производились с прибором Гардиена), если их сравнить с нормальными кривыми суточного хода электропроводности, ясно обнаруживают уменьшение электропроводности во время затмения.

Вычисление электропроводности λ производилось по формуле:

$$\lambda = \frac{1}{t} \lg \frac{v_0}{v_t} \cdot \frac{C}{4\pi C_1},$$

где v_0 — начальный потенциал внутреннего электрода; v_t — его потенциал по прошествии времени t ; C — емкость конденсатора и электроסקопа вместе; C_1 — емкость одного конденсатора.

Наблюдения Э. В. Шпольского и В. В. Шулейкина в Институте Биологической физики (методом Шмидта при помощи прибора Эльстера и Гейтеля) вполне согласны с наблюдениями моими и В. И. Баранова.

Сила радиоприема во время затмения.

Из упомянутого выше отчета проф. Ильина можно привести следующие данные о ходе силы радиоприема в Москве, Минске и Саратове.

Наблюдения в Москве над силой радиоприема производились Б. А. Введенским, А. И. Данилевским и С. Н. Ржевкиным в Московской военной Радиолaborатории; прием производился на рамку, о силе приема судили по отклонению гальванометра. В Саратове и Минске сила радиоприема определялась по методу омов. В целом ряде других пунктов производилось определение силы радиоприема субъективным методом — на слух. Придавать большое значение последним данным не приходится, а потому я и ограничиваюсь приведением данных по наблюдениям в трех вышеупомянутых пунктах. Как видно из кривой черт. 4 (стр. 112) сила радиоприема в момент наибольшей фазы затмения проходит через максимум. Впервые максимум силы радиоприема во время солнечного затмения был наблюден. Такэ и Фоссом в Германии во время затмения 17 апреля 1912 г.¹⁾

¹⁾ Ber. d. Deutsch. phys. Ges. 10 (1912) p. 837.

Сопоставляя данные о ходе ионизации и силы радиоприема во время затмения, мы видим, что максимуму силы радиоприема соответствует минимум ионизации. Этот результат находится в согласии с работами проф. Ильина о влиянии метеорологических факторов и затуханий на силу радиоприема¹⁾. Установить более точную зависимость между ионизацией атмосферы и силой радиоприема из полученных данных нельзя. Для этого придется поставить еще целый ряд дополнительных работ, причем необходимо будет усовершенствовать самые методы наблюдения как ионизационные, так, в особенности, и наблюдения силы радиоприема. При будущих наблюдениях безусловно придется отказаться от метода омов, дающего весьма большой процент ошибки наблюдений, и перейти к методу гальванометра. Кроме того, при будущих наблюдениях необходимо будет установить более тесный контакт между наблюдениями физиков и радиоспециалистов, и самые наблюдения провести планомерно.

В заключение своей работы считаю долгом выразить благодарность проф. А. П. Соколову, оказавшему мне помощь предоставлением необходимых приборов и ценными указаниями во время работы.

Физический Институт Моск. Гос. Унив.

1921 г.

¹⁾ B. Il'ine, Arch. des Sciences Physiques, Moscou, 1918. Vol. 1, p. 7.

Значение ионизации воздуха для радиотелеграфии и телефонии.

А. П. Соколова.

(Дополнено из 8-м Электротехнич. съезде в Москве 8 октября 1921 года).

Влияние ионизации воздуха на радиопередачу, несомненным образом установленное наблюдениями во время солнечного затмения в Москве в апреле 1921 г.¹⁾, находит себе теоретическое объяснение в уравнениях Максвелл-Гертца, если принять во внимание, что ионизацией обуславливается электропроводность воздуха. Благодаря этой последней электромагнитные волны здесь распространяющиеся приобретают характер затухающих колебаний и их логарифмич. декремент затухания возрастает прямо пропорционально электропроводности. Влияние ее сказывается при этом в двух направлениях. Во первых, амплитуда радиоволн все более ослабевает по мере удаления их от станции отправления, так что на станцию приема они приходят более или менее ослабленными в зависимости от взаимного расстояния обеих станций. Во вторых, электропроводность воздуха вокруг антенн отправления и приема производит затухание электрических колебаний — в самих антеннах, ослабляя таким образом энергию испускаемых или принимаемых ими волн.

Однако ионизация воздуха не во всех отношениях сказывается неблагоприятным образом на явления радиопередачи. Есть и выгодная ее сторона, ибо без нее радиопередача на большие расстояния была бы едва ли возможна. В самом деле, ионизация, а след. и электропроводность воздуха быстро возрастают с высотой, так что при поднятии вверх мы рано или поздно дойдем до такого разреженного слоя атмосферы, который будет обладать свойствами хорошего проводника; теми же свойствами обладает и сама поверхность земли. Таким образом тот слой атмосферы, в котором могут распространяться электромагнитные волны, будет ограничен двумя концентрическими проводящими поверхностями — поверхностью земли внизу и тою границею наверху, где воздух делается хорошо проводящим. Всякая радиоволна, возбужденная в этом слое, достигая проводящих поверхностей, отражается на них, возвращается обратно в диэлектрик и, не имея возможности выйти из него, распространяется в нем далее. Если бы верхние слои

¹⁾ См. предыдущую статью А. С. Ирисова.

атмосферы не обладали большой электропроводностью, то радиоволны, испускаемые антеннами наших радиостанций, беспрепятственно уходили бы в безграничное мировое пространство и дальность их распространения по поверхности земли была бы весьма незначительная. Действие земли и верхних проводящих слоев атмосферы на радиоволны мы можем таким образом уподобить действию стенок рупора на волны звуковые.

Так как влияние ионизации и электропроводности воздуха на радиоволны сказывается главным образом в ослаблении их энергии, то нетрудно теоретически предвидеть, какое действие на радиопередачу должны оказывать те или другие метеорологические, топографические и климатические условия, если нам известно влияние их на ионизацию воздуха. К сожалению эти вопросы далеко еще не выяснены во всех деталях в настоящее время, ибо измерений ионизации и электропроводности воздуха сделано до сих пор весьма мало; к тому же эти измерения носят скорее случайный характер, а не планомерный и систематический за более или менее продолжительный промежуток времени.

Было бы поэтому весьма желательно в виду чрезвычайной важности такого рода измерений для радиотехники, чтобы наши радиостанции, по крайней мере наиболее мощные из них, организовали у себя в скором времени такие правильные и систематические измерения. Эти измерения несомненно не замедлят оказать большую пользу как самой радиотехнике выяснением условий наиболее благоприятных или наиболее вредных для радиопередачи, так и чистой науке, обогатив ее обильными материалами для новых теоретических соображений и выводов.

В виду отсутствия достаточного опытного материала, в настоящее время приходится ограничиться лишь указанием в общих чертах зависимости радиопередачи от разных условий. Например известно, что ионизация воздуха летом значительно больше, чем зимою; особенно она велика в сухую, ясную и теплую погоду, тогда как спускается почти до нуля в погоду сырую, холодную и туманную. Отсюда мы вправе заключить, что радиопередача зимою и осенью должна совершаться значительно легче, чем летом и весною, в теплую и ясную погоду хуже, чем в сырую и холодную. Далее, во время гроз и летних ливней часто наблюдаются чрезвычайно сильные степени ионизации воздуха; в такие моменты радиопередача должна быть несомненно весьма затруднена, что и наблюдалось весьма часто на самом деле.

В виду того, что ионизация в течение суток подвержена значительным колебаниям, обнаруживая максимумы и минимумы, и радиопередача должна также изменяться в течение дня, но законы этих изменений будут находиться в зависимости от времени года и от местных топографических условий. Однако вообще главный *maximum* ионизации наблюдается среди дня, а *minima* — утром и вечером; поэтому радиопередача наиболее затруднена днем, а легче будет производиться

ночью, особенно утром и вечером, что и действительно имеет вообще место.

Весьма сильное влияние на радиопередачу теория предвидит со стороны радиоактивности воздуха как междустанциями отправления и приема, так особенно вблизи самих станций. Не подлежит никакому сомнению, что ионизация атмосферы вблизи земной поверхности обуславливается главнейшим образом содержанием в ней радиевой и ториевой эманаций, а также радиациями, испускаемыми радиоактивными веществами, входящими в состав горных пород, главным образом γ — лучами. Поэтому можно утверждать, что на радиостанциях, расположенных в местностях, почва которых заметно радиоактивна, затухание электрических колебаний в антеннах будет значительно сильнее, чем в местностях с почвою мало активной; да и самое распространение радиоволн в таких районах будет испытывать более или менее сильное затухание. Такими свойствами будут прежде всего обладать горные местности с гранитными или вообще кислыми горными породами, как отличающимися наибольшим содержанием радия и тория. Только радиоактивностью почв можно объяснить себе тот факт, что ионизация в некоторых горных местностях достигает значительно больших величин. Напр. в Альпах на высоких горах, в кулуарах, где происходит заставление воздуха, ионизация чрезвычайно сильна. Очень большие величины ее наблюдал проф. Лейст в Ташкенте, подобные же величины мне приходилось наблюдать в Пятигорье (С. Кавказ) близ Тамбуканского озера и на Синих горах под Кисловодском. Но особенно сильную ионизацию воздуха удалось измерить Вл. Вас. Шулейкину на Железной горе, под Железноводском, когда он ездил туда по моему поручению в августе 1920 г. В то время как в Ессентуках среднее количество ионов по моим наблюдениям не превосходило 1200 в 1 см³, число их на вершине Железной горы (230 метров выше Железноводска) было 2000—3000, а в одной нише между скал на высоте всего 135 мт под Железноводском оно превышало 5000, т. е. было почти вчетверо более, чем в Ессентуках. Такая сильная ионизация воздуха должна быть приписана радиоактивности горных пород, входящих в состав Железной горы, что и подтверждается непосредственными измерениями Э. Э. Карстенса, химика при Управлении Кавказских минеральных вод, в 1912 г.

Такая ионизация не может не отозваться на декременте затуханий радиоволн, и потому мы в праве ожидать, что если бы на Железной горе была установлена радиостанция, то функционирование ее было бы в весьма значительной мере затруднено, особенно летом в сухую и ясную погоду.

По наблюдениям Э. Э. Карстенса радиоактивность трахитов массива Бештау почти втрое превосходит активность пород Железной горы; мы должны поэтому ожидать, что ионизация воздуха на горе Бештау будет еще сильнее, чем на горе Железной, следов. затухание

радиоволн и электрических колебаний в антеннах, установленных на Бештау, должно быть еще более значительно.

Все эти предсказания теории пока носят только академический характер и требуют своего оправдания непосредственным опытом. Если бы они сбылись, то приобрели бы большое практическое значение, ибо дали бы нам указания, в каких местах выгодно устанавливать радиостанции и каких местностей следует для них избегать. Но для получения таких определенных практических результатов необходимо произвести целый ряд предварительных опытов и исследований. Необходимо разыскать местность с наиболее сильной и наиболее слабой ионизацией воздуха, установить в них приемные радиостанции и приборы для измерения ионизации, электропроводности и радиоактивности воздуха и произвести при помощи этих приборов совместные систематические наблюдения в течение более или менее значительного промежутка времени. Тогда только можно будет судить, на сколько предсказания теории оправдываются действительностью.

Южный склон Бештау для этих опытов представляет может быть наиболее благоприятные условия. При весьма значительной радиоактивности массива этой горы, при сухом и жарком климате на ней в течение лета, при обилии света, отсутствии туманов и пыли, мы имеем здесь все данные для того, чтобы ионизация воздуха была особенно сильна, и следовательно затухание радиоволн и электрических колебаний в антеннах—особенно интенсивны. Опыты, произведенные на этой горе, могли бы иметь непосредственные практические результаты, так как в виду несомненных высоких достоинств горы Бештау для устройства здесь горно-климатических станций она, как можно надеяться, в недалеком будущем будет использована именно для этих целей.

Москва.

1-й Госуд. Унив. Физич. Инст.

11. X. 21.

Х Р О Н И К А.

8-ой Электротехнический Съезд — состоялся в здании Политехнического музея в г. Москве с 1 по 9 октября с. г. Наши электротехнические съезды имеют уже свою историю; впервые мысль о желательности такого съезда в России была высказана в 1899 г. В. К. Лебединским под впечатлением широко ставившегося тогда в Англии вопроса о сближении науки об электричестве с электротехникой (В. Крукс предложил практикам разработать способ ежегодного добывания 12 миллионов тонн азотнокислого натра помощью электричества). У нас, поскольку самостоятельна наша электротехника, еще более разединения между учеными электриками и электротехниками, вопреки необходимости самого тесного общения. Думаем, что было бы большим благом для дела, еслибы устроился в России серьезный съезд электротехников в широком смысле этого слова, со включением научных вопросов, имеющих отношение к технике* („Электричество“, 1899 г., № 1, стр. 4).

Независимо эту идею поддерживал и много поработал над воплощением ее в жизнь Н. Н. Георгиевский; так организовался 1-ый съезд.

8-ой электротехнический съезд, первый после бурь революции, впервые включавший в себе представителей широких рабочих масс, насыщенный идеею об электрофикации России, давший множество серъ-

езных докладов, призывавший к возрождению нашей собственной техники¹⁾, произвел величественное и светлое впечатление.

Научные доклады были сделаны акад. Иоффе, проф. Соколовым, проф. Миткевичем, проф. Лебединским.

Радиотехника входила, как подраздел, в научно-техническую секцию съезда. Ввиду выдающегося значения докладов по радиотехнике решено было со следующего съезда выделять ее в особую секцию.

Почетным председателем съезда был избран председатель Совнаркома, тов. В. И. Ленин, председателем — тов. Г. М. Кржижановский; ученым секретарем — Н. Н. Георгиевский.

Предполагается издание трудов съезда; некоторые, немногие доклады, представленные нам авторами, напечатаны в этом выпуске „Техбн“.

Успех 8-го съезда вызвал общее желание созвать 9-ый в 1922 г.

Съезд физиков. — 17—23 сентября с. г. в Киеве состоялся 2-ой съезд Российской Ассоциации Физиков. Несмотря на прекрасную подготовку съезда (также и в отношении общежития и пропитания), число приезжих членов было очень мало — ок. 50 человек; Москвичи и Петроградцы отсутствовали почти полностью. Все Киевские ученые организации приняли большое участие в съезде, но

¹⁾ „А почти все успехи нашей родной электротехники особенно за последние годы представляют собою лишь часть триумфального шествия иностранных фирм“ — было сказано в упомянутой выше статье 1899 г., стр. 3.

в виду неприезда многих иногородних физиков, из заявленной сотни докладов было прочитано немного более половины. Председателем с'езда был избран проф. Косоногов (Киев), товарищем его — проф. Шапошников (Иваново - Вознесенск). Работа с'езда, кроме пленарных заседаний происходила, главным образом, в четырех секциях: физики, физической химии, геофизики и электротехники. Заседания обычно имели место в Унивверситете, кроме одного дня, проведенного членами с'езда в Политехническом Институте.

В секции электротехники было заявлено (и прочтено) всего 8 докладов (одно заседание); доклады касались почти исключительно вопроса об электрофикации Украины. Близкие к радио вопросы были затронуты в докладе проф. Вотчала: „Деревья, как грозоотметчики“, сообщившего результаты своих наблюдений над изменением градиента потенциала (измерявшегося электрометром) по высоте дерева (до половины на расстоянии одного — нескольких метров), и проф. Гольдмана. На заключительном пленуме с'езда был прочитан большой доклад инж. В. И. Баженовым на тему: „Современное состояние радиотехники и новейшие радиофизические проблемы“. Докладчик приветствовал с'езд от имени Всероссийской Радиоассоциации и Российского Общества Радиоинженеров.

Всерадиас. — Иностранная радиолитература достигает теперь наши круги радиоспециалистов, но в таком ничтожном количестве экземпляров, что достаточно широкое пользование ею совершенно невозможно. Поэтому нельзя не приветствовать начин московских членов Всеросс. Радиоассоциации в издании переводов на русский язык главнейших работ по радио, появляющихся в зарубежных журналах. Размножение производится самым элементарным образом, в самом не-

большом числе экземпляров, и все же этот начин в десятки раз увеличивает возможность нашего приобщения к международному ходу развития радиотехники.

До настоящего времени изданы и раздаются членам Всерадиаса следующие тетради:

1) „Технический прогресс радио за 1919 г.“ — сводка успехов различных стран в области радиотехники за 1919 г. Перевел из английского „Ежегодника по радио за 1919 г.“ В. И. Скворцов под редакцией В. И. Баженова. 39 стр.

2) П. Педдерсен. „Некоторые усовершенствования паульсоновской дуги“. Перевел из „Electrician“ за 1921 г. П. Н. Куксенко. 10 стр.

3) Л. Миллер. „Динамический метод определения характеристики триода“. Перев. из „Proceedings of the Inst. of Radio Eng.“ 1918 г. Г. М. Конюшков. 6 стр.

Дело это ведется, несмотря на большие денежные и технические затруднения. Главным вдохновителем его следует считать профессора М. В. Шулейкина.

Дополнение к отчету РОРИ за 1920 г. („Рад.“ № 15 стр. 572). Отдельными членами РОРИ, как таковыми, в течение 1920 г. были прочитаны следующие публичные лекции по радио: 1) А. А. Савельевым в Ташкенте, в Радиоотделе Туркфронта „Прогресс радиотелеграфа в России и за границей“ (для радиотехников); 2) в ташкентской мощной радиостанции „Устройство мощных радиостанций СиГ и уход за ними“ (для персонала радиостанции); 3) в Потельшколе „Радиотелеграф и радиотелефон“ (для широкой публики).

2) М. В. Шулейкиным в Уска — цикл лекций по незатухающим колебаниям (для сотрудников военного радиотелеграфа); в Моск. Электротехникуме Нарсвязи „Курс незатухающих колебаний“ (для всех радиоработников); в Центральной ра-

диоучебной команде „О мощных станциях затухающих и незатухающих“; в Военной Электршколе (Сергиев Посад) „О системе мощных радиостанций“.

3) С. М. Айзенштейном на съезде физиков в Москве „О многодисковых и многофазных искровых передатчиках Маркони“ и „Об определении разности долгот помощью радио Париж—Пулково“.

4) В. М. Лебедевым на Шатурском строительстве „О радиотелеграфе и радиотелефоне“ (перед рабочей аудиторией); на съезде физиков „О некоторых методах радиоизмерений, выработанных радиолaborаторией секции радио“; периодические популярные лекции рабочим машинного завода и лаборатории Радиоотдела ВСНХ.

6) В. И. Баженовым в Центр. радиоучеб. команде, Владимирской базе радиотелеграфов и Сергиевской радиошколе „Современное состояние радиопротекции“; на съезде физиков „Последние успехи радиотехники за границей“.

6) Членами-соревнователями РОРИ Кузьмичевым и Цорном во время 8-го съезда Советов ежедневно давались краткие сведения о работе и устройстве радиостанций как приемных, так и отправительных с демонстрацией их работы. А. Ю. Цорном давались те же объяснения и производились соотв. демонстрации также и во время 10-го съезда РКП.

Примеч. Сведения эти неполны и относятся лишь к деятельности некоторых моск. членов РОРИ, призвавших в секретариат последнего соотв. данные.

Секретарь РОРИ В. Баженов.

Новое отделение РОРИ.—В Нижнем-Новгороде организовалось Нижегородское отделение РОРИ; председателем его состоит проф. М. А. Бонч-Бруевич, секретарем М. М. Вербицкий.

БИБЛИОГРАФИЯ.

Проф. А. А. Петровский. *Исследования радиопередачи*. Главпрофобр. Госиздат. 1921. Москва. 5000 экз. 40 стр. Цена 25 руб.

Это исследование проф. Петровского, бывшее предметом доклада на двух заседаниях РОРИ в конце 1918 года, имеет целью разрешить вопрос об определении постоянных излучающей сети. Как известно, все существующие способы определения ее емкости, коэффициента самовозбуждения, сопротивления заключают в себе момент изменения (или искажения) измеряемой величины самым актом измерения¹⁾. Проф. Петровский предлагает способ измерения постоянных сети, „при которых все

величины находятся на основании группы одновременных наблюдений, совершающихся при некоторых вполне определенных условиях“ (стр. 10).

При этом способе необходимо измерить средн. квадратич. токи в пучностях приемной и отправительной сетей и в эквивалентных им замкнутых контурах для следующих четырех случаев: отправляет станция 1, прием на антенну станции 2 и на эквивалентный контур; отправляет станция 2, прием на антенну станции 1 и на контур эквивалентный этой антенны; кроме того необходимы определения декрементов и длин волн обеих станций,

¹⁾ Как раз этот вопрос рассматривается проф. Фрейшлом в настоящем № „Техника“.

а также наблюдение т. наз. "кривой спада тока" — закона изменения приемного тока с увеличением сопротивления приемника.

Соответственно количеству уравнений, связывающих искомые величины (действующие высоты и другие постоянные излучающей сети) с наблюдаемыми токами, выведено автором на основании теории Герццового диполя, причем он вводит в вычисления величину аналогичную коэффициенту взаимной индукции (между двумя антеннами); в рассматриваемом автором случае взаимной индукции, является усложнение в виде влияния "пространства на радиопередачу", т. е. округлости земли, ее проводимости, значения верхних слоев атмосферы (каковое теперь после работ Ватсона, см. "Рад." № 13, стр. 349, особенно устойчиво принимается, как отражение волн книзу слоев, находящихся на высоте 200 км). Уравнений, о которых выше было упомянуто, получается столько, что как коэффициент взаимной индукции, так и поправочный к нему множитель могут быть определены на опыте.

Таким образом могут быть проверены теоретические предположения о влиянии среды, а тем самым узнаны ее свойства, и автор справедливо замечает, что проектируемые им наблюдения "одинаково ценны как для радиотехники, так и для геофизики" (стр. 25).

Предполагается рассылка этой работы проф. Петровского всем подписчикам "ТиТбл".

Дж. Вальяури. *О действии эакупированных трубок с тремя электродами в беспроволочной телеграфии.* Перевод Г. Флейшера. Май 1920 г. Тифлис.

Это — в высокой степени ценный трактат итальянского физика Вальяури. Вчитываясь в него, мы начи-

наем понимать исторический ход развития теории катодного реле. Будучи издана по итальянски в 1917 г. и переведена на немецкий язык известным научным переводчиком Максом Иклé в 1919 г., монография Вальяури оказала, видимо, глубокое влияние на теоретические представления о действии триода в Германии и Англии.

Вальяури рассматривает действие триода чисто аналитическим путем, совершенно не касаясь физической стороны происходящих в нем явлений; в этом направлении он имел предшественником Латура¹⁾, который однако остался на слишком общей точке зрения. Вальяури упрощает задачу в двух направлениях: во-первых, он рассматривает главным образом лишь прямолинейную часть характеристики, выражая ее уравнением, обычно и связываемым с именем Вальяури:

$$i_a = av_c + bv_a + c;$$

во вторых, он всюду полагает ток на сетку равным нулю.

Перейдя к теории триода, как детектора, Вальяури дает аналитическое выражение характеристики со сгибами, т. е., оставаясь на чисто аналитической точке зрения и полагая $i_c = 0$, он не может допустить детектирования на прямолинейной части характеристики.

Разрабатывая теорию усилителя, Вальяури вводит понятие о том, что мы называем "рабочей характеристикой", т. е. о линии, имеющей крутизну не a , но

$$\frac{a}{1 + bR}$$

(это совпадает с форм. (5¹) на стр. 449 "ТиТбл" № 10); вводит также и понятие о коэффициенте полезного действия усилителя (ср. там же стр.

453). Но, не придавая физического значения коэффициенту $b (= \frac{I}{R_m})$, Вальяри не останавливается на наибольшей выгодности условия $R_m = R$.

Посреди везде прекрасного анализа, особенно выделяется глава о триоде-генераторе, причем генерация колебаний разумеется гетеродинная, весьма малой амплитуды ($i_c = 0$), что и понятно, если принять во внимание, что работа Вальяри относится к эпохе, бывшей 5 лет тому назад.

Условием необходимым для генерирования колебаний, в случае колебательного контура в цепи анода и магнитной связи между цепями анода и сетки, является у Вальяри:

$$M = - \frac{bL + (1 + bR) rC}{a},$$

что в переводе на современные обозначения дает:

$$S = - \frac{L}{MR_m} - (1 + \frac{R}{R_m}) \frac{rC}{M}.$$

Это выражение почти совпадает с обычным теперешним (ср. там же стр. 456; здесь R — сопротивление в анодной цепи вне колебательного контура, считается равным нулю), отличаясь от него лишь знаком равенства, вместо — неравенства: от Вальяри ускользала идея об условиях самовозбуждения генератора. Чрезвычайно интересно увидеть эту важную формулу у ее первоисточника, каковым и был, видимо, Вальяри (см. „Титба“ № 8, стр. 252).

Теория Вальяри приводит его к выражению круговой скорости генератора

$$\omega = \frac{1}{VLC} \cdot \sqrt{\frac{1 + b(R+r)}{1 + bR}},$$

т. е. величине несколько большей,

чем та, которая соответствует самому колебательному контуру (однако, численно это различие оказывается весьма малым).

Вальяри весьма подробно останавливается и на генераторе по схеме ультрааудиона Дефореста, трактуя ее по Армстронгу („Рад“ № 7, стр. 159 черт. 23). В этом случае и теоретически невозможно считать $i_c = 0$; автор однако, чтобы избежать усложнений анализа, считает этот ток с сетки на нить исключительно емкостным и, предполагая конденсатор параллельный промежутку сетка—нить с емкостью равною C_m , считает условие $i_c = 0$ все же выполненным. В этой части работы, Вальяри, говоря о токе на сетку, высказывает, вероятно, впервые соображения о значении конденсатора и большого сопротивления, включаемых при зажиме сетки. Эти соображения кажутся единственным не совсем ясным местом во всем трактате, во всех остальных своих частях настолько ясным, каким может быть только такое чисто аналитическое исследование. И до сих пор не приходилось встретить в литературе точной постановки и решения этого вопроса.

Нужно приписать в большую заслугу инженера Флейшера тщательный перевод этого сочинения Вальяри (сделанный с немецкого перевода). К большому сожалению, издание носит домашний характер и потому, вероятно, воспроизведено (переписанное на машине со строками формул, вписанными от руки) в очень малом числе экземпляров; оно снабжено вклеенными чертежами, выполненными на клетчатой бумаге. Все это сделано с великою аккуратностью, говорящую о том, что и переводчик придавал очень серьезное значение работе Вальяри.

Инж. Свирский и инж. Хащинский. Радиотелеграфные измерения (составлено по Рейну, Виртцу, Флемингу и др.) под редакцией проф. Лебе-

динского. Гос. издат. 1921. 338 стр. + 5 таблиц график.

Наконец, вышла столь долго ожидавшаяся книга. Ее содержание гораздо шире, чем показывает ее заглавие: здесь описываются не только радиоизмерения, но и электронные реле, и телефония без проводов, и ориентированные передатчики и т. под.

Издание очень тщательное как по полному почти отсутствию опе-

чаток, так и по техническому исполнению формул и чертежей; к сожалению, некоторые из теневых клише выражены неудовлетворительно, что нужно отнести к неподходящему сорту бумаги.

Конечно, это новое издание НКП и Т принесет огромную пользу нашим радиотехническим кругам.

ИЗ ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

Радиотелеграфная жизнь за границей.—В Англии в настоящее время образовалось громадное число радиотелеграфных обществ. Такие общества существуют и деятельно работают даже в маленьких городках. Среди членов этих обществ массовое стремление к инициативе и самостоятельности в области радиотелеграфа.

На заседании радиообщества в Девонпоре 24 ноября 1920 г. почетный секретарь общества демонстрировал самодельную переносную установку с двумя усилительными лампами.

В бирмингемском радиообществе 18 ноября Джонсон демонстрировал граммофон по радиотелефону.

На заседании глевумского радиообщества 26 ноября демонстрировался радиотелефонный прием при помощи переносной антенны и шестикратного усилителя. Приемный аппарат стоял в Королевской гостинице, и звук в нем был настолько силен, что был слышен в соседних номерах, откуда некоторые жильцы пришли на заседание и записались в члены общества.

В Вимбледоне в большом концертном зале демонстрировался прием радиотелеграфных сигналов Эйфелевой башни, Польдью и судов с таким большим усилением, что сигналы были слышны по всей зале вполне явственно.

В Мельбурне демонстрировался радиотелефонный прием человеческого пения и скрипки 13 октября со специальной целью указания широким массам на значение и прогресс радиотелефонии.

В Гааге композитор Герман Даревский с апреля 1921 г. дает концерты по радиотелефону по воскресеньям и четвергам, на волне 1100 метров.

Конечно, подобного рода успехи возможны при широком поощрении любителей радиотелеграфа со стороны Правительств. В Англии, например, отдельным обществам и лицам разрешается иметь свои приемники. Кроме того в Англии вырабатываются и продаются в громадном количестве простейшие радиоприемники, что дает возможность любителям легко пополнять свои лаборатории. В настоящее время катодное реле (триод) стоит в Англии примерно 24 шиллинга, 4-х кратный усилитель 8—12 фунтов, приемник с усилителем 25—35 фунтов.

Интересна попытка Додвелля в Аделаиде сверить долготы, получаемые по сигналам времени радиостанций в Лионе и Аинаполисе. По сигналам Лиона получается долгота 9ч 14м 19,95 сек, а по сигналам Аинаполиса 9ч 14м 19,78 сек; долгота по „Нотикаль Альманах“ 9ч 14м 20,30 сек. Разница в определении долготы по сигналам различных станций

и расхождение их с данными астрономического ежегодника может быть объяснена лишь тем, что электромагнитные колебания распространяются не мгновенно, а с некоторой скоростью, каковая из этих данных и получается равной скорости света.

С. Гор.

Годичная конференция. — Радиотелеграфные общества Англии, объединенные вокруг Лондонского общества (см. „Рад.“ № 13, стр. 322), собрались на конференцию (вторую) в Лондоне 1 марта 1921 г. под председательством Президента Лондонского Радиообщества Эрскина-Муррея.

На конференции был выдвинут ряд вопросов, после обсуждения которых представитель английского управления почт и телеграфов капитан Лоринг дал свои полуофициальные разъяснения.

Было обращено внимание на то обстоятельство, что многие любительские станции работают непланомерно и в высшей степени беспорядочно, мешая своими гетеродинамиными установками, не давая возможности производить очень важные и интересные приемы, как напр. голландского концерта по радиотелефону. На эту беспорядочность работы решено обратить внимание Управления Почт и Телеграфов и предложить услуги радиотелеграфных обществ для установления планомерно-выработанной работы. Весьма полезной мерой явится негласное наблюдение за всеми владельцами радиостанций со стороны радиотелеграфных обществ в помощь почтово-телеграфным инспекциям.

С другой стороны решено обратить внимание Управления Почт и Телеграфов на необходимость строгого рассмотрения всех поступающих прошений о разрешении на установку передатчиков или приемных аппаратов. Для этого между прочим служат следующие критерии: лица, испрабатывающие разрешения, дол-

жны быть безусловно английского происхождения или подданства и политически благонадежны; эти лица должны выбивать по азбуке Морзе на ключе 12 слов в минуту и не вести частных разговоров; для радиотелеграфного разговора желательно назначение правительством особой волны.

Далее поднялся вопрос о плате за право радиотелеграфирования. В настоящее время она равна 2 фунтам в год за 10-ваттный передатчик, 5 фунтам за 50-ваттный передатчик; за прием 10 шиллингов в год. Эти сборы идут на регистрацию и надзор со стороны правительства над радиостанциями. Радиообщества предлагают сами организовать регистрацию и надзор, чем и уничтожалась бы причина платы за пользование радио. Далее радиообщества предлагают установить твердую связь между радиостанциями на случай войны, бедствий и т. д. Но подобного рода предположение было отклонено правительством, т. к. не дело научных и любительских станций поддерживать связь.

Далее подымается вопрос о необходимости передачи мощной радиостанцией сводки интересных событий, подачи сигналов времени, а также разных длин волн для проверки волномеров.

Этот вопрос уже не новый, он был уже предложен фирмой Маркони. Предлагалось передаточным станциям, кроме длины волн, указывать мощность передатчика, дабы можно было судить о чувствительности приемника. Париж и Лион периодически дают эти данные, но на слишком длинной волне; компания Маркони решила давать проверку длин волн порядка нескольких сотен метров, а не 10000 метров. Предполагаются для калибровки волны в 200 и 400 метров, передатчики мощностью не менее 250 ватт. при какой мощности сигналы из Англии слышны на южном берегу Франции.

Для расширения радиообществ, систематизирования работы и ограничения ее кругом специалистов предлагалось выдавать разрешения на радиоработу лишь членам утвержденных радиообществ. Однако, подобное положение противоречит политике Управляющего Ведомством Почт и Телеграфов, признающего передачу сообщений по радио исключительной и безусловной монополией государства. С другой стороны, требование, чтобы все лица, имеющие право на радиопередачу или радиоприем, были членами радиообществ и, в случае, если они в таковых не состоят, записывались в них, создает известную ответственность обществ за всех его членов и является некоторым лишением свободы граждан, заставляя их для права радиоработы вступать в члены обществ. Последнее в случае их далекого местожительства от ближайшего общества является трудным и в смысле передвижения. Самое лучшее поэтому, чтобы Управление Почт и Телеграфов, выдавая разрешения на радиоработу, рекомендовало данному лицу вступить в какое-либо из радио обществ.

Вынесено пожелание о ежегодном созыве конференций в различных провинциальных центрах Англии, хотя в Лондоне их осуществить легче, т. к. там помещения и условия с'езда лучше, а также легче приехать туда всем, как в центральный пункт.

Представитель Управления Почт и Телеграфов Лоринг заявил, что все постановления конференции будут переданы обычным порядком Управляющему Почт и Телеграфов, однако он может полуофициально заявить свое мнение по высказанным вопросам.

С вопросом о мешающих действиях радиостанций управление Почт и Телеграфов справится само, т. к. оно имеет для этого свою организацию. Для представителя правительства очень приятно слышать,

что нет ни одной жалобы на правительственные радиостанции, а только на частные, что доказывает организованность работы правительственных радиостанций.

Что же касается до списка любительских радиостанций для радиообществ, то таковой проще получить не от органов правительства, а от самих любителей, т. к. в настоящее время имеется 150 передаточных и 4000 приемных любительских станций.

Для определения квалификации существует признанный правительством комитет.

В Америке требуется квалификация 10 слов в минуту, а в Англии 12 слов. Разрешение на увеличение длины волны антенны в уважительных случаях расположения радиостанции в долинах между скал, для специальных опытов, дается.

Вопрос о понижении или снятии платы вряд ли пройдет, т. к. правительство все же само будет вести регистрацию и контроль над частными радиостанциями вне зависимости от радиообществ. Также не может правительство требовать, чтобы получающие право на радиоработу были членами радиообществ. Подобные положения являются вторжением радиотелеграфных обществ в функции правительства.

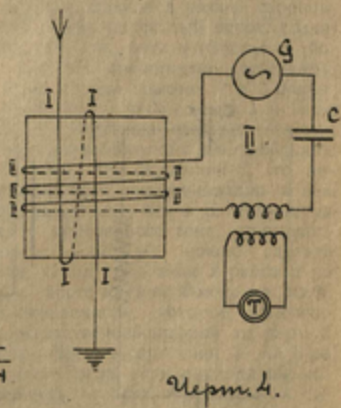
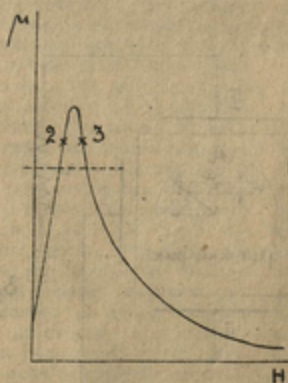
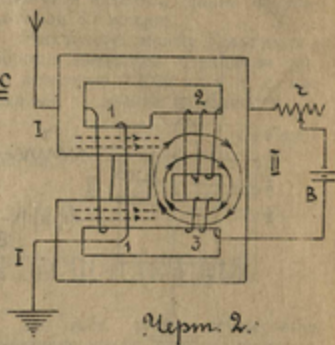
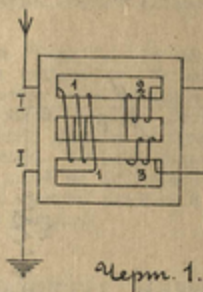
Что же касается до просьбы о разрешении регулярной радиотелефонной передачи с указанием данных отправителя (длины волны, мощности), то ее удобнее возбудить от имени радиообществ, т. к. возбуждение подобного вопроса фирмой Маркони является неудобным, по той причине, что правительство не может давать одной частной фирме предпочтение перед другими.

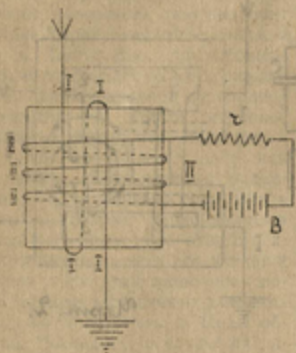
С. Гор.

Wireless World, апрель 1921 г.

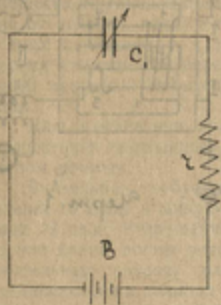
Радиотелеграфный пишущий прием на расстоянии превышающем 12000 км. — Приемной установке в

К странице 132.

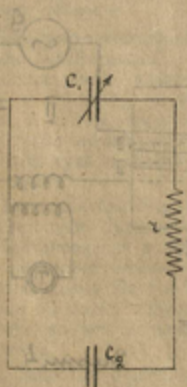




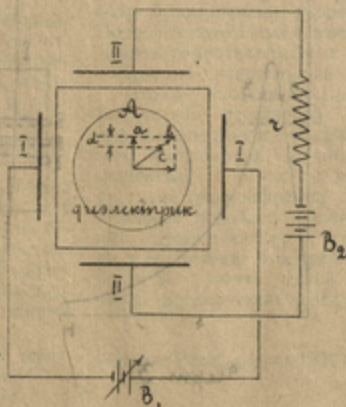
Черт. 5.



Черт. 6.



Черт. 7.



Черт. 8.

Гельтове удалось принять пишущим аппаратом Морзе радиотелеграфные сигналы двух мощных радиостанций, находящихся в голландской Индии, именно станций Тилилини и Малабар.

Станция Тилилини на острове Яве имеет антенну в 150 метров высоты, работает с помощью машины высокой частоты системы „Телефункен“, дающей энергию 80 квв в антенне. Станция Малабар дуговая с такой же энергией в антенне, но с высотой антенны в два — три раза большей.

Станция в Гельтове, являющаяся приемным отделом Науэнской мощной радиостанции, может принимать во время передачи станцией в Науэне при помощи брауновской рамочной антенны, длина стороны которой 80 метров.

Расстояние между Гельтовым и обоими явайскими станциями равно примерно 12000 км, т. е. превышает $\frac{1}{4}$ земной окружности.

С. Гор.

Jahrbuch. Март 1920.

ПРОЕКТЫ, ИДЕИ, КОРРЕСПОНДЕНЦИЯ.

О магнитных усилителях.

1. Магнитные усилители до сих пор всё еще применяются только при радиопередаче, на приемных же радиостанциях они не могут вытеснить катодных усилителей. Главной причиной этому является то, что они могут усиливать приходящие сигналы только в цепи переменного тока, меняя эффективное сопротивление ее в такт приходящим колебаниям; и если эта цепь настроена на частоту своего тока, то приходящие колебания еще и расстраивают ее. Для этого обыкновенный магнитный усилитель Александерсона не пригоден, потому что, как легко видеть, приходящие весьма малые колебания, пропускаемые через катушку 1 (см. черт. 1 стр. 129), одновременно на столько же (в каждый данный момент) ослабляют насыщение железа в одной катушке (напр. 2), на сколько в другой (3) усиливают. Вследствие этого самоиндукция цепи II остается постоянной. Конечно эти соображения не касаются передачи с подобным усилителем, т. к. там магнитное поле, созданное микрофонным током, одного порядка с полем высокочастотных токов.

Для того, чтобы осуществить изменение коэфф. самоиндукции цепи II можно применить схему, показанную на черт. 2 (стр. 129). Разберем действие этой схемы сначала при постоянном токе, протекающем по цепи II. Катушки 2 и 3, как и в обыкновенном усилителе Александерсона, навиты в разные стороны, так чтобы магнитный поток, создаваемый ими, имел направление, показанное сплошными стрелками; числа витков обмоток 2 и 3 подбираются так, чтобы цепи 1 и II не были индуктивно связаны. Так как сердечник обмотки 2 имеет большее сечение, чем сердечник 3, то интенсивность намагничивания в нем будет меньше, чем в 3. Регулируя силу постоянного тока, протекающего по цепи II, можно сделать так, чтобы сердечник 2 работал на том месте кривой изменения магн. проницаемости, которое отмечено соответственной цифрой на черт. 3 (стр. 129), а сердечник 3 на 3-ей точке. Тогда, если приходящие колебания ослабят насыщение в одном сердечнике и усилят в другом, то коэфф. самоиндукции цепи II всё таки изменится, и если поле катушки 1 в данный момент направлено по пунктирным стрелкам (черт. 2),

то магнитная проницаемость в обоих сердечниках увеличится, и точки 2 и 3 на черт. 3 (стр. 129) передвинутся вверх. Связи между цепями I и II не будет попрежнему, потому что в обоих сердечниках проницаемость изменилась в одну и ту же сторону и почти на равную величину, чего не будет в усилителе Александерсона. Как видно из черт. 3, если ток цепи II меняется в таких пределах, чтобы проницаемость не опускалась ниже пунктирной линии черт. 3, то всё сказанное останется в силе, т. е. можно, накладывая на постоянный ток, переменный, осуществить усиление, конечно не выходя за пределы пунктирной линии черт. 3.

Более просто можно воспользоваться для устройства усилителя, как это предложил Коэн, схемой черт. 4 (стр. 129). Здесь две обмотки навиты перпендикулярно друг другу на общий железный куб, так что между ними нет индуктивной связи; но изменение магнитной проницаемости все-таки получается, т. к. магнитные поля обоих обмоток складываются по правилу параллелограмма. Как и раньше, вследствие этого в такт приходящим колебаниям изменяется коэфф. самоиндукции цепи II, и она расстраивается с частотой альтернатора G , а также изменяется ее эффект. сопротивление.

2. Как известно, величина энергии магнитного поля железного сердечника

$$\frac{\mu H^2}{8\pi} Q$$

зависит от магн. проницаемости железа. Так что, намагничивая сердечник постоянным током и меняя его проницаемость посредством приходящих сигналов, можно заставить энергию, запасенную в нем, уменьшаться или увеличиваться; конечно, при этом в цепи II (черт. 5 стр. 130) будет изменяться ток. Этим изме-

нением магнитной энергии казалось бы и можно было воспользоваться для осуществления усиления посредством постоянного тока. На схеме черт. 5 приходящие колебания меняют проницаемость железа, а значит и самоиндукцию цепи II, причем энергия, запасенная батареей B в сердечнике, при этом, по предположению, должна выделяться в сопротивлении r . Но, как увидим дальше, этой энергией нельзя воспользоваться для усиления, хотя при переходе ее к источнику и обратно в цепи II ток и изменяется, но энергия, выделяющаяся при этом на сопротивлении r , вся выделяется за счет первичных колебаний (конечно, ту энергию, которая выделяется постоянно на сопр. r от постоянного тока, мы не рассматриваем), т. е. несмотря на полное отсутствие индуктивной связи между цепями энергия может передаваться из одной в другую и при том так, что можно напр. сделать, чтобы энергия передавалась только из цепи I в цепь 2, но не обратно, или же обоюдно из одной в другую.

Для ясности обратимся к электростатике. Имеется цепь, состоящая из конденсатора C_1 , емкость которого можно менять, батареи B и сопротивления r (черт. 6 стр. 130); если будем менять емкость конденсатора C_1 , то по сопротивлению r потечет ток (для простоты будем его считать постоянным), а следовательно в нем будет выделяться энергия. При этом вся энергия, выделяющаяся на сопротивлении r , происходит за счет работы рук. В этом можно убедиться из следующего. Например, мы раздвигаем обкладки конденсатора, т. е. работаем против сил поля; тогда количество электричества на обкладках будет уменьшаться, вследствие чего потечет ток через сопротивление r ; из за этого на сопротивлении появится разность потенциалов E , которая сложится с основной V , т. е. нам придется работать против $V + E$. При сдвигании пластин, наоборот,

между обкладками конденсатора будет разн. пот. $V = E$, где опять $E = ir$; так что назад нам вся затраченная работа возвращена не будет, как было бы без сопротивления r . Т. к. эта добавочная разн. потенциалов E , которая складывается с основной при работе против сил поля и вычитается при работе по направлению сил, есть та, которая появляется на r , то вся энергия, выделявшаяся в нем, получится за счет внешней работы. Для того, чтобы яснее увидеть, что энергия эл.-стат. поля, накопленная между обкладками, не расходуется в r , можно заменить батарею B эквивалентным заряженным конденсатором C_1 достаточно большой емкости (черт. 7 стр. 130), так чтобы при изменении емкости C_1 эдс на C_1 практически не менялась; тогда при обратном изменении C_1 вернемся к прежнему распределению энергии, а выделится на сопротивлении r , которую мы затратили извне. Даже при прерывном изменении емкости конденсатора C_1 (напр. присоединяя параллельно ему еще емкость) нельзя заставить энергию источника выделяться в сопр. r ; конечно, в первый момент, когда эта добавочная емкость незаряжена, по r пойдет ток и в нем выделится энергия от батареи, но присоединение незаряженной емкости — это не будет одно только изменение электрической постоянной цепи; если бы эта емкость была заряжена заранее до такого же потенциала V , то тока в цепи не получилось бы.

То же самое будет, если емкость менять электрическим путем, напр. взяв конденсатор с диэлектриком, у которого диэлектрическая постоянная меняется с напряжением поля, и меняя ее посредством другой цепи (1) с переменной эдс (черт. 8). Как видно, емкостной связи между этими цепями нет, но если мы взяли такой диэлектрик, у которого величина диэлектрической постоянной изменяется с изменением напряжения поля, то энергия может передаваться из цепи I в цепь II, ес-

ли между обкладками второй цепи возбуждено электрическое поле, которая выделится на сопротивлении r . Опять вся эта энергия выделится за счет цепи I. А — представляет в увеличенном виде молекулу диэлектрика; когда не было поля I-го, то электрон был смещен в положение a ; когда оно возникло и сложилось с полем II по правилу параллелограмма, то если бы диэлектрическая постоянная оставалась неизменной при любом напряжении поля, электрон сместился бы в положение b ; но у нас с увеличением напряжения поля диэлектрическая постоянная уменьшается, так что электрон достигнет только положения c , т. е., как видно, поле I-ое сдвинуло электрон против поля 2 на расстояние d , а как мы видели раньше из за этого произойдет передача энергии из цепи I-ой в сопротивление цепи II. Таким образом если бы в этот момент не было разности потенц. между пластинами цепи II, то энергия не передавалась бы; также и в обратную сторону энергия тогда только может передаваться, если в данный момент существует разн. пот. между обкладками цепи I-ой. Так что может быть осуществлена униполярная передача энергии.

Все сказанное относится также к цепям с самоиндукциями, по которым течет постоянный ток; и т. к. в железе магнитная проницаемость меняется с напряжением магнитного поля, то передаваемая таким способом энергия может быть довольно значительна, как напр. в магн. усилителе Коэна. Из всего этого также видно, что магнитный усилитель, работающий постоянным током, невозможен, т. к. энергия, заключенная в железе, с изменением проницаемости не выделяется на сопротивлении r , а возвращается в источник; выделяется лишь та, которая передается через только что разобранный молекулярную связь от первичного источника энергии.

Нижегород. Радиолaborатория. О. Лосев.
Июль 1921 г.

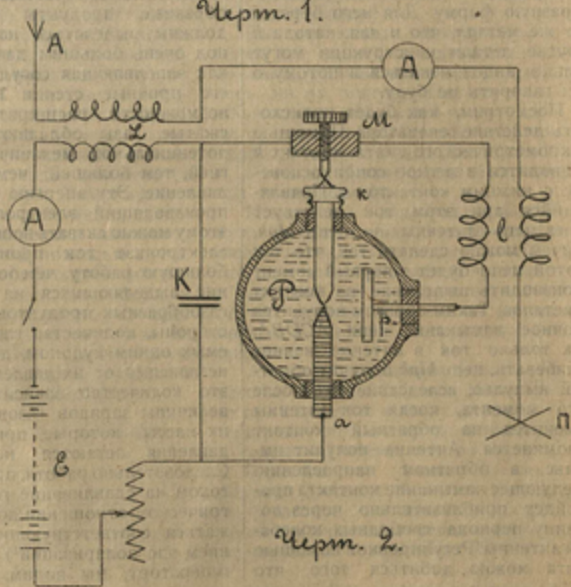
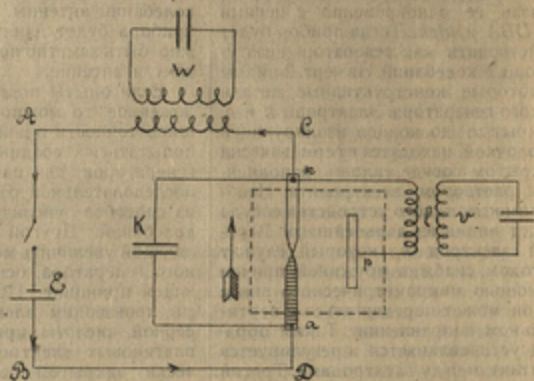
Электролитический генератор незатухающих колебаний и усилитель.

Генератор незатухающих колебаний основан на следующем принципе: постоянный ток от источника E (черт. 1 стр. 135) пропускается по направлению стрелок через раствор электролита, причем берется раствор соли того металла, из которого сделан катод k . Анод a берется угольный или платиновый, или вообще такой, на который не действует химически анион. Выбор материала для катода делается с таким расчетом, чтобы эдс поляризации была наибольшей. Лучше всего вероятно будет взять магний или алюминий, так как эти металлы дают наибольшую разность потенциалов с растворами их солей. В качестве электролита тогда можно будет взять например $MgSO_4$ или же $Al_2(SO_4)_3$. Эдс источника тока должна быть не больше, чем эта эдс поляризации. Поэтому, когда электроды k и a не соприкасаются друг с другом, ток по цепи $ACDBA$ проходить не может, причем эдс поляризации будет равна и противоположна эдс источника тока. Предположим теперь, что электроды сведены до соприкосновения. Тогда в цепи $ACDBA$ появится ток, сила которого может быть определена по закону Ома. Опустим в раствор электролита третий электрод из того же металла, что и катод k , и соединим его через самоиндукцию L с этим катодом. Если связать с самоиндукцией L колебательную цепь ν , то можно добиться того, что проходящим по цепи $klpk$ колебательным током контакт между k и a , вследствие осаждения или растворения на электроде k металла, будет периодически замыкаться и размыкаться. Поэтому и ток в цепи $ACDBA$ должен то падать до нуля

(когда контакт разомкнут), то снова возрастать до максимума (когда этот контакт замкнут). Количество электричества, необходимое для таких замыканий и размыканий, а вместе с тем и энергия в цепи $klpk$ может быть сделана крайне незначительной, если электроды k и a имеют незначительную поверхность, т. е. с электролитом соприкасаются только лишь их концы.

Кроме того для уменьшения этой энергии необходимо компенсировать влияние самоиндукции цепи $ACDBA$. В самом деле, рассмотрим, что будет происходить в момент какого-либо размыкания контакта. Самоиндукция цепи $ACDBA$, поддерживая в течение некоторого времени ток, будет разлагать электролит, причем выделяющийся на катоде металл производит как бы сближение электродов, т. е. контакт опять будет стремиться замыкаться¹⁾. Поэтому по цепи $klpk$ должен циркулировать несколько больший ток, чем тот, который необходим для размыкания контакта, причем этот добавочный ток пойдет на преодоление вредного влияния самоиндукции. Этого влияния можно однако избежать, если зашунтовать электроды конденсатором K , подобрав лишь соответствующим образом емкость. Тогда при замыканиях контакта конденсатор будет разряжаться через этот контакт, а так как цепь $KkaK$ обладает незначительной самоиндукцией, то и влияние ее будет также незначительно. Величина энергии, могущей быть переданной в колебательную цепь W , вследствие пульсаций тока в цепи $ACDBA$, при таких условиях может быть больше, чем энергия в колебательной цепи ν , которая служит исключительно для управления действия контакта. Следовательно можно вместо двух колебательных цепей

1) Это влияние самоиндукции, в связи с растворяющим металл действием, которое оказывает при соприкосновении электродов гальваническая пара между K и a , видимо может вызывать в цепи $ACDBA$ колебания без всякого дальнейшего усложнения схемы. Теоретический разбор этого явления показал, что такие колебания едва ли будут отличаться постоянством и регулярностью. Имея в виду получение постоянных колебаний, я решил усложнить схему.



v и W взять лишь одну цепь, например цепь антенны $ALIP$ (черт. 2), связав ее одновременно с цепями $ACDBA$ и $kprk$. Тогда прибор будет действовать как генератор незатухающих колебаний. На черт. 2 видны некоторые конструктивные детали такого генератора. Электроды k и a , покрытые до концов изолирующей оболочкой, находятся в герметически закрытом сосуде, сплошь наполненном раствором электролита. Необходимость такого устройства сосуда будет видна из дальнейшего. Верхний электрод k , который служит катодом, снабжен пружиной, причем помощью микрометрического винта M он может передвигаться в вертикальном направлении. Таким образом устанавливается и регулируется контакт между электродами. Третий электрод может иметь самую разную форму. Для него берется тот же металл, что и для катода k . Другие детали конструкции могут сильно видоизменяться и потому о них говорить не буду.

Посмотрим, как будет происходить действие генератора. Помощью микрометрического винта контакт k приводится в легкое соприкосновение с нижним контактом a . Появляющийся при этом ток действует через цепь антенны на цепь $kprk$, причем можно сделать так, что ток в этой цепи будет в первый момент производить выделение на контакт k металла. Таким образом получится прочное замыкание цепи $ACDBA$. Как только ток в антенне начнет ослабевать, цепь $kprk$ получит обратный импульс, вследствие чего после того момента, когда ток антенны изменится на обратный, контакт разомкнется. Антенна получит импульс в обратном направлении. Следующее замыкание контакта произойдет приблизительно через половину периода свободных колебаний антенны. Регулировкой помощью винта можно добиться того, что

замыкания и размыкания будет чередоваться через каждые полпериода колебаний антенны. Тогда действие прибора будет наилучшим, что должно быть заметно по максимальному току в антенне.

Если опыты подтвердят вышеизложенное, то можно будет, добившись точности в действии контакта, попытаться соединить несколько генераторов для параллельной или последовательной работы. Это один из способов увеличения мощности колебаний. Другой способ, позволяющий увеличить мощность отдельного генератора, основан на следующем принципе. Предположим, что мы производим электролиз слабой серной кислоты при угольных или платиновых электродах в герметически закрытом сосуде, сплошь заполненном жидкостью. Тогда газообразные продукты электролиза должны выделяться на электродах под очень большим давлением, так как заполняющая сосуд жидкость и его прочные стенки не дают им возможности расширяться. Такие сжатые газы обладают известной потенциальной механической энергией, тем большей, чем больше их давление. Эту энергию им сообщил производящий электролиз ток. Поэтому можно сказать вообще, что при электролизе ток производит тем большую работу, чем больше давление выделяющихся на электродах газообразных продуктов. С другой стороны, количество газов, выделяемых одним кулоном, должно быть независимо от их давления, так как это количество зависит лишь от величины зарядов газовых ионов и их массы, которые при изменении давления остаются неизменными. Следовательно работа, производимая током на сдвигание газов, в электрическом отношении должна выражаться соответствующим повышением эдс поляризации¹⁾. Переходя к генератору, мы видим, что там на

¹⁾ Это явление могло бы найти еще применение например для постройки аккумуляторов с большой эдс. Можно было бы разлагая H_2SO_4 при угольных электродах собирать

аноде *a* должен выделяться газообразный продукт электролиза. Поэтому если сделать так, чтобы этот газ выделялся под большим давлением то можно будет повысить эдс поляризации генератора, а вместе с тем и его мощность. Для этой цели и применяется герметически закрытый сосуд с прочными стенками. В общем мощность генератора вероятно может быть доведена до такой величины, что его можно будет применить на небольших станциях радиотелефона. Принимая во внимание простоту конструкции по сравнению с катодными лампами, можно думать, что он будет способствовать распространению этого изобретения.

На том же принципе можно будет построить усилитель. Тогда в схеме и конструкции прибора придется сделать примерно следующие изменения. Электроды *k* и *a* будут представлять из себя тонкие проволоочки с крайне незначительной поверхностью соприкосновения с жидкостью. В цепь *ACDBA* включается непосредственно или через трансформатор телефон. Цепь антенны заменяется цепью с подлежащим усилению τ бком. Эта цепь связывается только с цепью *kpk*. Такой прибор приводился бы в действие приведением в соприкосновение контактов и их регулировкой помощью винта. Как усилитель, прибор очевидно может работать под атмосферным давлением, что значительно упрощает его конструкцию. Поэтому было бы желательно начать практическую разработку описанного принципа с устройства такого усилителя.

Радиотехник *Н. Кондратьев*.

Г. Брянск,

4 июля 1921 года.

О передвижных радиостанциях на Агит-инструкт. поездах ВЦИК.

В конце 1919 года Отделом Агит-инструкторских пароходов и поездов ВЦИК Радиоотделу Наркомпочтеля было предложено установить радиостанцию на Агитпоезде ВЦИК имени "Тов. Ленина". Эта первая попытка удалась самым блестящим образом. Поезд изъездил большую часть Сибири с агитационными целями. Весь свежий материал, вся информация благодаря радиостанции получались ежедневно, что значительно облегчало работу поезда, так как ранее сведения получались по телеграфу с большим опозданием. Следующими были установки: в январе 1920 года на поезде "Красный Восток", а затем на поездах: "Октябрьская Революция", "Советский Кавказ", "Красный Север".

Все эти поезда находились в более или менее продолжительных поездках, причем связь не прерывалась ни на минуту. Радиостанции обслуживались большей частью двумя телеграфистами за исключением первых поездов поездов "Тов. Ленин" и "Красный Восток", где было по три телеграфиста.

Помещения для радиостанций были выбраны в наиболее мягко ходящих вагонах 1-го и 2-го классов, где одно купе было забито войлоком и клеенкой для изоляции от посторонних звуков; хотя это не давало полной изолированности, но все же смягчало шум.

Антенна была раскинута на 10—12 вагонах с общей длиной около 250 мт при 2 лучах на аршинных стойках, прикрепленных на крышах вагонов; и только во время второй поездки в Туркестан на поезде "Красный Восток" антенна была сокращена до 6 вагонов. Станции были снабжены 3-х кратными усилителями за исключением "Красного Востока",

получающиеся газы в баллонах под большим давлением. Возможно, что здесь получится бы известная экономия в весе аккумулятора при данном запасе в нем электрической энергии, что в некоторых случаях практики имеет большое значение.

где еще был добавлен 8-ми кратный французский усилитель, комбинированный с гетеродином; но прием все время производился на 6 лампах. На этом усилителе слышимость „МСК“ была достигнута на расстоянии 5,000 верст (по ж. д.), а также принимались иностранные незаглушающие радиостанции и была хорошо слышна работа радиотелефона Бонч-Бруевича.

Во время стоянки в Ташкенте из МСК было получено сообщение, что начнутся опыты по радиотелефонированию; спустя некоторое время была принята полностью радиотелефонограмма, адресованная в Ташкент поезд „Красный Восток“, кажется, за № 14 или 16. Слышимость разговорной речи была хорошая, но немного слабей МСК и иногда становилась не совсем ясной. Во время поездок телефон был слышен в Ферганской области — в городах Скобелеве, Андижане, Коканде и Намангане, в Закаспийской области — в городах Полторацке (б. Асхабад), Мерве, Красноводске, причем самое дальнее расстояние было (по прямой линии) до станции Кизиль-Арват, прибл. свыше 3000 верст. Интересно отметить, что сильные атмосферные

разряды в Туркестане, очень влияющие на прием радиотелеграфа, мало действовали при приеме разговорной речи.

Условия работы телеграфистов были крайне тяжелые, приему мешала сильная индукция поездной динамо-машины и сильное качание вагона во время движения, но все же приемка производилась регулярно без перерывов. Так же мешали мощные радиостанции, в районе которых находились поезда, вследствие отсутствия приемников со сложной схемой. Прием прессы производился от „МСК“ и от районных радиостанций, где производилась работа поезда.

В отношении радиостанций на агитпароходах нового добавить ничего не приходится, так как они имеют чисто судовую установку и снабжены 3-х кратными усилителями. Лично ездя на пароходе ВЦИК „Михаил Калинин“ в районе Н.-Новгород—Астрахань, удостоверюсь, что слышимость „МСК“ и др. была отличная.

Радиотелеграфист Л. Кузькин.

г. Сызрань в пути.

Радио 4/IX 21.



Р. В. Ц. Издатель: Народный Комиссариат Почт и Телеграфов. Тираж 1500 экз.

Чертежи исполнены В. Ф. Горюновым и отпечатаны в литографии б. Федотова.

Печатание „Титбл“ № 11 закончено 29 октября 1921 года.

Адрес редакции: Н.-Новгород, Верхняя Набережная, 8.

Редактор: В. ЛЕБЕДИНСКИЙ.