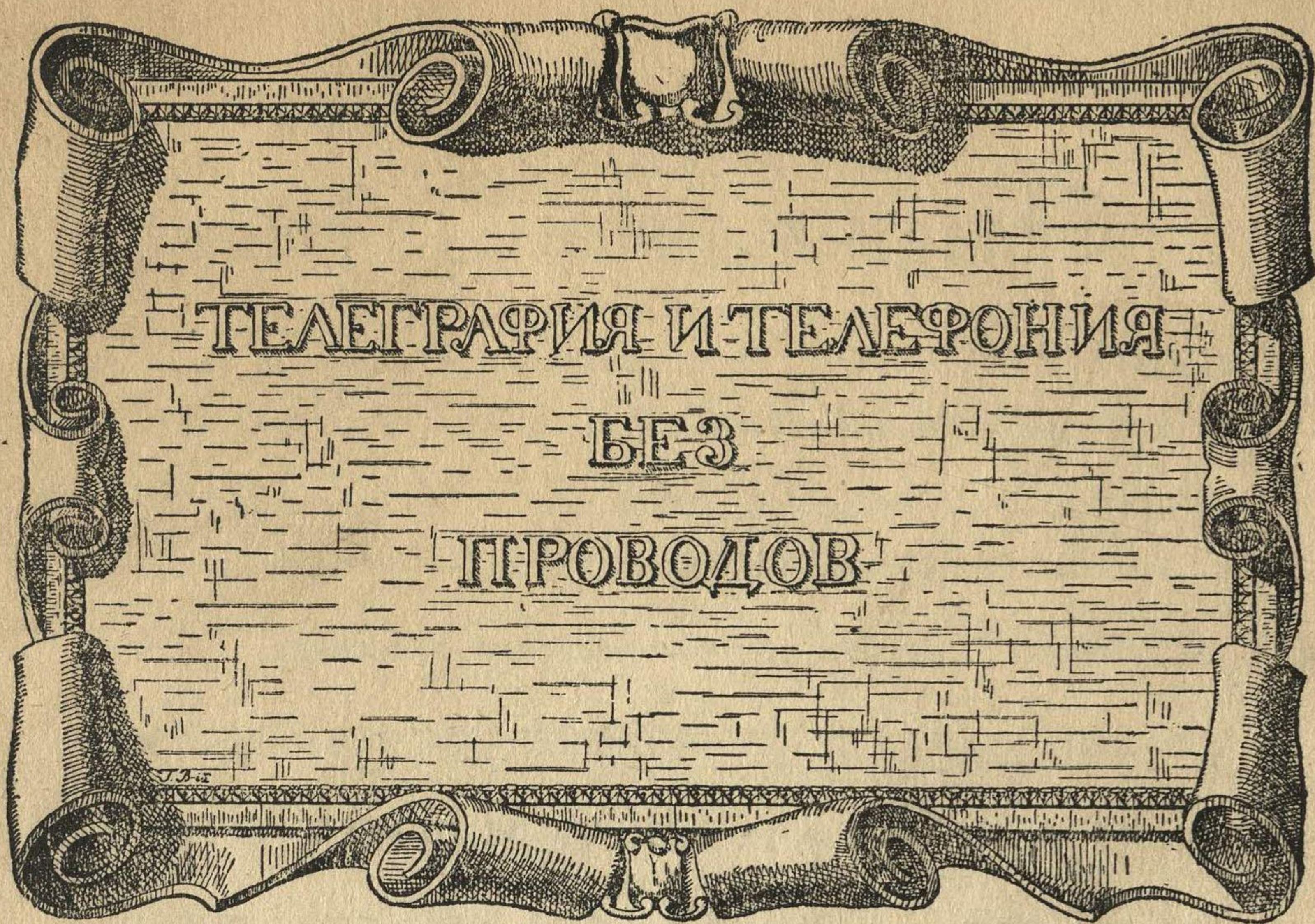




Аб. кр 60/3

№ 31. АВГУСТ 1925.

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНΙΑ БЕЗ ПРОВОДОВ.



Типография Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина.

Склады изданий „ТиТбп“.

1. НИЖНИЙ-НОВГОРОД. Радиолaborатория имени В. И. Ленина.
Радионабережная, 8. Телеф. 20-46, 16-66.
2. МОСКВА. Рождественский бульвар 15, кв. 8. Московское Бюро Радиолaborатории. Телеф. 3-17-18.
3. ЛЕНИНГРАД. Во всех крупных книжных магазинах.



НА СКЛАДАХ ИМЕЮТСЯ:

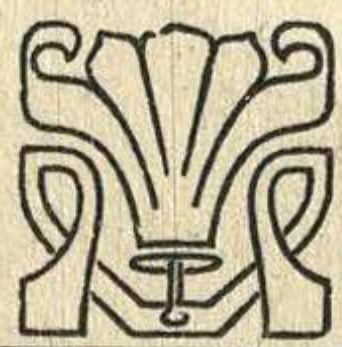
ТиТбп №№ 14, 16, 17, 19—31.

===== Цена с № 19 по № 31 по 80 коп. =====

Предыдущие №№ 14, 16 и 17 по 1 руб.

===== ЖУРНАЛ ВЫСЫЛАЕТСЯ =====

по получении должной суммы в виде денежного перевода или **ПОЧТОВЫХ МАРОК.**



„Т. и Т. б. н.“

Ж У Р Н А Л

„ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНΙΑ БЕЗ ПРОВОДОВ“.

ИЗДАНИЕ НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ ИМЕНИ В. И. ЛЕНИНА.

Под редакцией профессора В. К. Лебединского.

ОСНОВАН в 1918 году.

№ 31. АВГУСТ 1925.

СОДЕРЖАНИЕ.

Радиотелефонная дуплексная связь на одну антенну. П. В. Шмаков.	320
О трансформировании низкой частоты. (Оконч.) Инж. В. В. Ширков.	333
Повышение частоты при помощи сильно насыщенных трансформаторов. М. Оснос.	350
Анализ работы генератора высокой частоты на радиосеть. (Оконч.) Проф. М. В. Шулейкин и В. К. Виторский.	364
Живые чертежи. Г. Флейшер.	381
Отражение в электрических цепях. Проф. В. А. Котельников.	387
Механизм пробоя твердого диэлектрика. К. В. Горбачев.	396
Еще о расчете емкости радиосетей. А. Е. Сузант.	404
Из иностранной литературы: Еще о теории кристаллического детектора.—О так называемом „жестчении“.—Новое об усилительных лампах.—Пустотная лампа в качестве мощного генератора колебаний. — Диэлектрические характеристики матерьялов. — На 88 с'езде германских естествоиспытателей и врачей.—Один из способов улучшения телефонных передач по длинным проводам	407
Библиография. Р. Милликэн. Электрон.	413
Исправления.	414

Радиотелефонная дуплексная связь на одну антенну.

П. В. Шмаков.

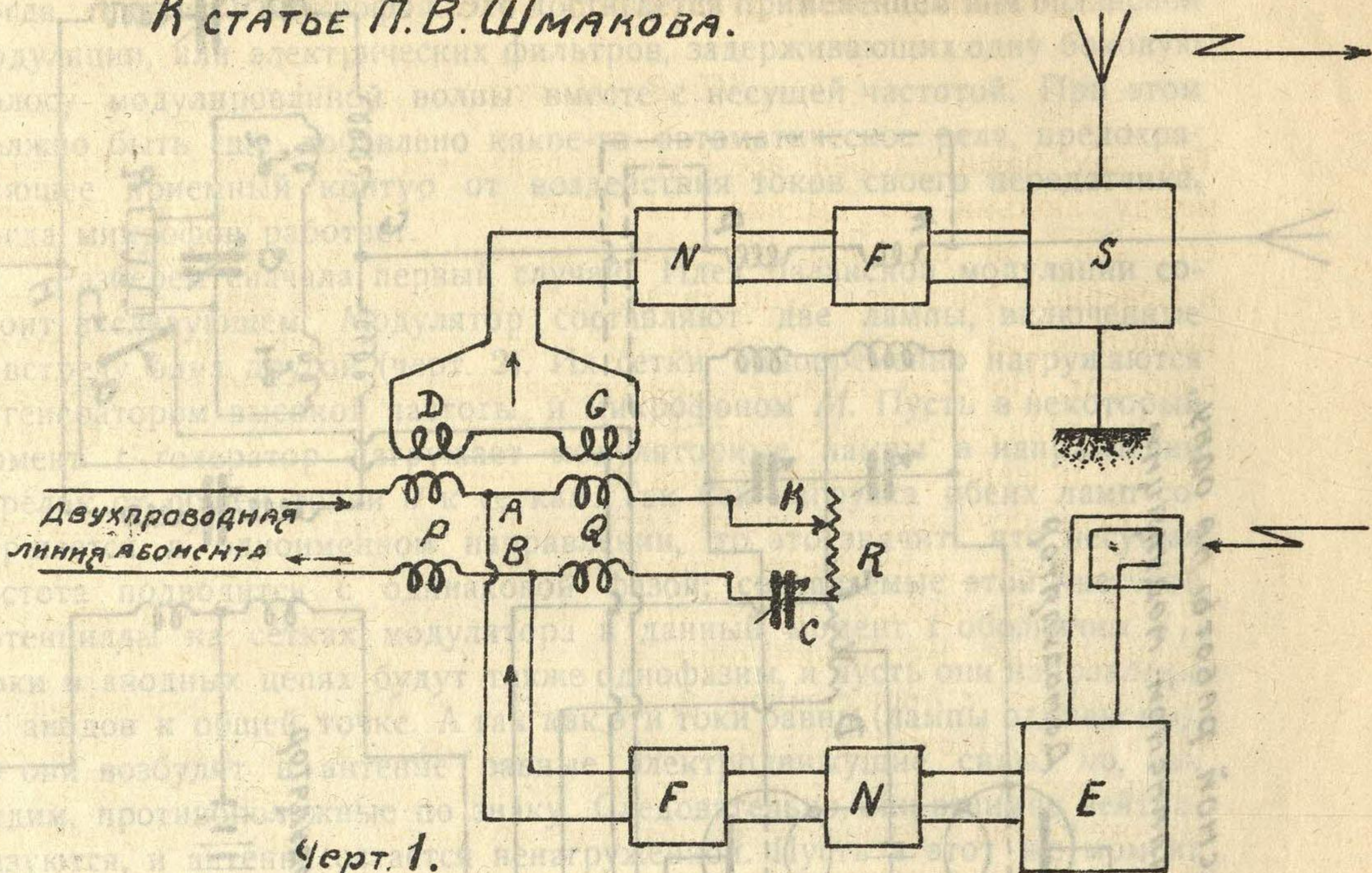
Так как радиотелефон все более прививается, как средство общения между людьми, то выдвигается необходимость в дуплексной работе его, как при обычном телефоне. За границей, и главным образом в Северной Америке, осуществлена комбинированная связь, т.-е. когда радиотелефон является как-бы продолжением проволочной линии и наоборот. Но если радиотелефон составляет звено обычного телефона, то он неминуемо должен допускать дуплексную работу и непосредственное соединение с двухпроводной проволочной линией.

Если речь идет о работе береговой станции, то здесь поставленная проблема разрешается довольно просто. Для передачи и приема по радио пользуются двумя отдельными антеннами, находящимися на значительном расстоянии одна от другой. Передатчик и приемник соединяются с проволочной линией при помощи дифференциального моста (черт. 1 стр. 321). Последний выполняет две функции: электрически рассоединяет отправительное и приемное радионаправления и в то-же время соединяет их оба с проволочной цепью. Существенной частью моста является компенсационная сеть K , состоящая обычно из сопротивления R и емкости C . Величины эти подбираются так, чтобы уравновесить полное сопротивление проволочной линии абонента. Тогда линия вправо и влево от средних точек моста A и B по сопротивлению будут равны. Если теперь абонент говорит по линии, то разговорные токи через катушки P и Q будут индуцировать в катушках D и G переменное напряжение, которое, будучи усилено, модулирует энергию радиопередатчика S . Ответвления разговорного тока к приемнику не будет, так как точки A и B , вследствие равенства сопротивления справа и слева, находятся при нулевой разности потенциалов. С другой стороны токи от радиоприемника E , пройдя через свой усилитель, поступят в мост и, разветвляясь в точках A и B , частью потеряются в цепи K , другою же частью достигнут абонента. Воздействия этих токов на свой радиопередатчик также не будет, так как токи, по разветвлении, в катушках P и Q будут равны, но противоположны по знаку, и следовательно влияния их на катушки D и G взаимно нейтрализуются.

Обычно, за усилителями ставятся фильтры для устранения ненужных частот.

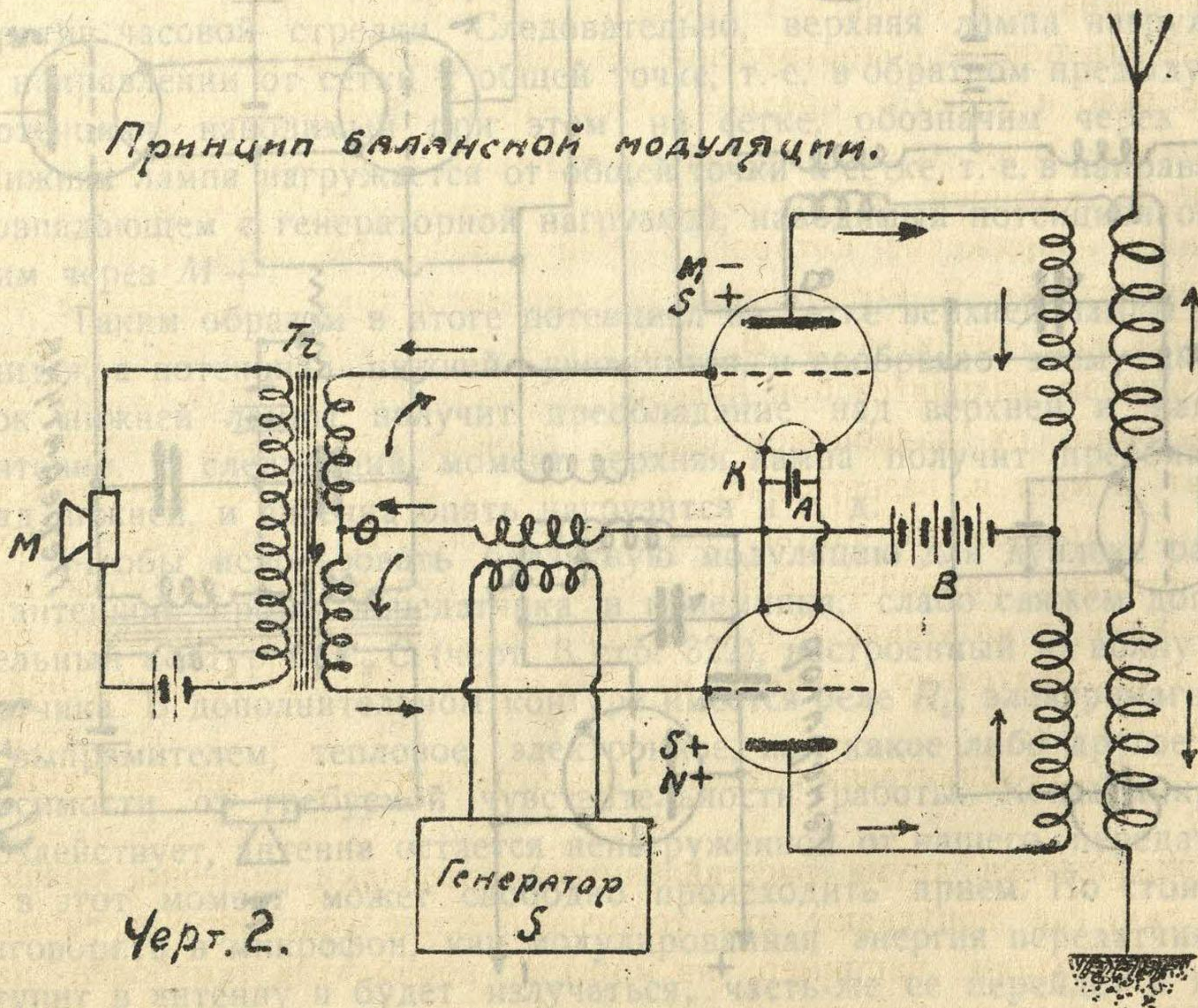
Пользоваться двумя расставленными антеннами, конечно, можно только там, где допускают это топографические условия. Указанный метод невыполним, например, на морских кораблях и тем более - на самолетах. Здесь необходимо использовать одновременно для передачи и приема одну антенну.

К СТАТЬЕ П. В. ШМАКОВА.



Черт. 1.

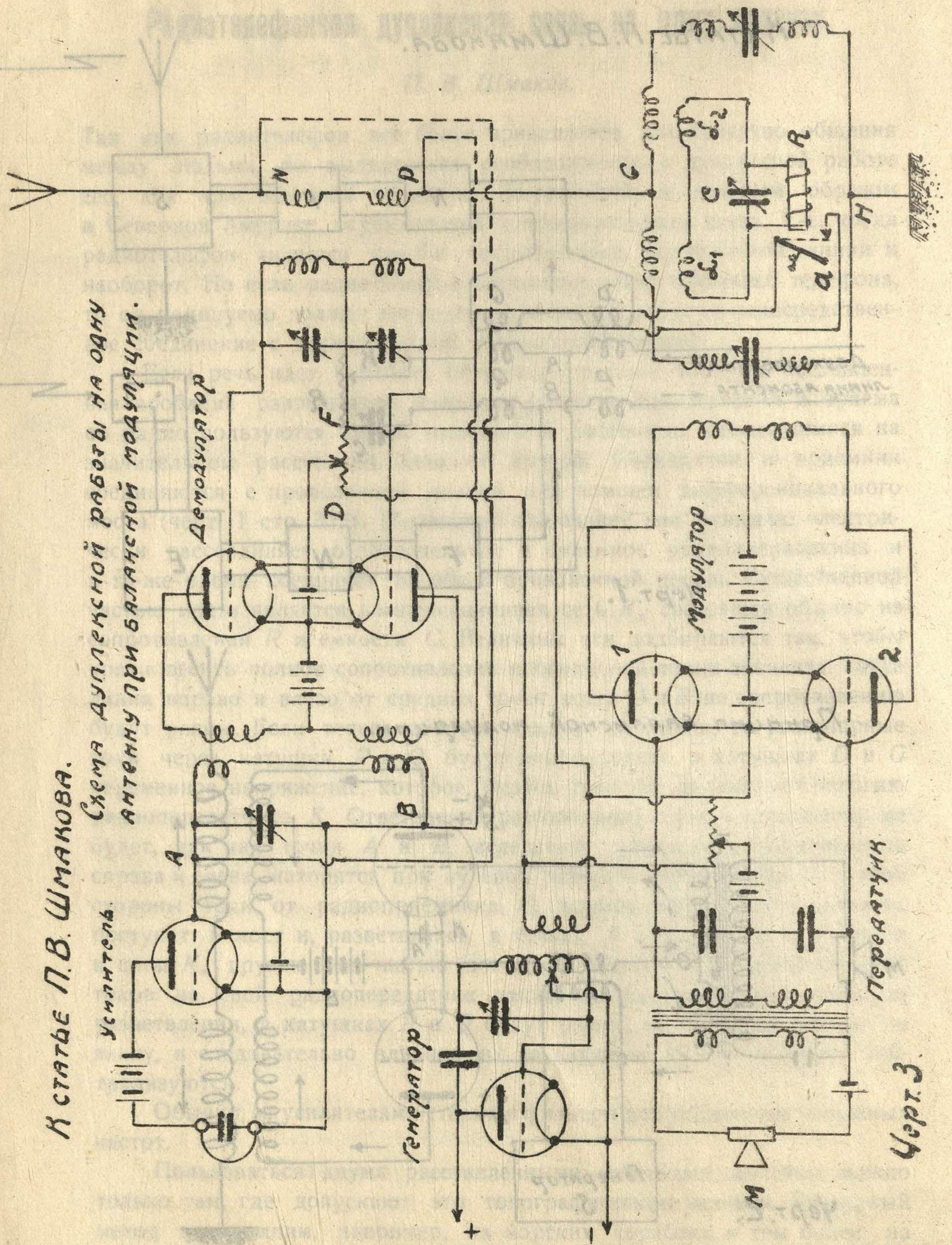
Принцип балансной модуляции.



Черт. 2.

К статье П. В. Шмакова.

Схема дулексной работы на одну антенну при балансной модуляции.



Черт. 3.

В основу одного из методов разрешения данного вопроса можно положить ту мысль, чтобы антенна нагружалась только в то время, когда говорят в микрофон. Это достигается применением или балансной модуляции, или электрических фильтров, задерживающих одну боковую полосу модулированной волны вместе с несущей частотой. При этом должно быть еще добавлено какое-то автоматическое реле, предохраняющее приемный контур от воздействия токов своего передатчика, когда микрофон работает.

Разберем сначала первый случай. Идея балансной модуляции состоит в следующем. Модулятор составляют две лампы, включенные навстречу одна другой (черт. 2). Их сетки одновременно нагружаются и генератором высокой частоты, и микрофоном M . Пусть в некоторый момент t генератор нагружает модуляторные лампы в направлении стрелок от общей точки O к сеткам. Так как нагрузка обеих ламп совершается в одноименном направлении, то это значит, что несущая частота подводится с одинаковой фазой; создаваемые этой частотой потенциалы на сетках модулятора в данный момент t обозначим S_+ . Токи в анодных цепях будут также однофазны, и пусть они направлены от анодов к общей точке. А так как эти токи равны (лампы одинаковы), то они возбудят в антенне равные электродвижущие силы, но, как видим, противоположные по знаку. Следовательно, они взаимно нейтрализуются, и антенна остается ненагруженной. Пусть в этот же момент сигнальный ток от микрофона нагружает сетку модулятора, например, против часовой стрелки. Следовательно, верхняя лампа нагружается в направлении от сетки к общей точке, т.-е. в обратном предыдущему; потенциал, наводимый при этом на сетке, обозначим через M_- . Нижняя лампа нагружается от общей точки к сетке, т.-е. в направлении, совпадающем с генераторной нагрузкой; наводимый потенциал обозначим через M_+ .

Таким образом в итоге потенциал на сетке верхней лампы уменьшится, а потенциал нижней—увеличится, и сообразно этому анодный ток нижней лампы получит преобладание над верхней и нагрузит антенну. В следующий момент верхняя лампа получит преобладание над нижней, и антенна опять нагрузится и т. д.

Чтобы использовать балансную модуляцию для дуплекс работы, с антенной, кроме передатчика и приемника, слабо свяжем дополнительный контур $L_1 L_2 C$ (черт. 3 стр. 322), настроенный на волну передатчика. В дополнительном контуре имеется реле R_1 , электромагнитное с выпрямителем, тепловое, электронное, или какое либо другое, в зависимости от требуемой чувствительности работы. Когда микрофон воздействует, антенна остается ненагруженной от нашего передатчика, и в этот момент может свободно происходить прием. Но стоит нам заговорить в микрофон, как модулированная энергия передатчика поступит в антенну и будет излучаться, часть-же ее перейдет в дополнительный контур $L_1 L_2 C$, настроенный на эту волну, приведет в дей-

ствие реле R_1 , которое притяжением пластинки a замкнет накоротко, например, последнюю лампу приемника в точках A и B и тем самым автоматически не допустит тока собственного передатчика в наш телефон.

Приходящая энергия извне, как это видно из черт. 3, действовать на реле R_1 не может, так как ток, разветвляясь в точке Q антенны, создает в катушках L_1 и L_2 равные и противоположные по знаку электродвижущие силы, которые в сумме дадут нуль.

Черт. 3 дает схему передачи и приема одной волной, или приема какой либо гармоник от данной частоты. Основная частота, или гармоника, необходимая в этом способе для приема, доставляется демодулятору тем-же генератором передатчика, причем напряжение регулируется потенциометром DF или соответствующей величиной связи при трансформаторном соединении.

Если-же приемная волна произвольна, то основную частоту к демодулятору, к точкам D и F , подводят отдельным гетеродином, или же прием должен совершаться на регенеративный приемник, каковой распространен в современной практике.

Иногда полезнее замкнуть накоротко не последнюю лампу приемника, а приемную катушку NP в антенне, чем предохраняется все приемное устройство от токов собственного передатчика. Для этого действие реле R_1 переносится из точек A и B на точки N и P .

Если же необходимо, чтобы настройка антенны на прием не влияла на настройку ее на передачу и наоборот, то можно воспользоваться схемой, изображенной на черт. 4 (стр. 327). Когда реле R_1 в спокойном состоянии, контактная пластинка находится в положении a_1 , и тем самым контур GH является выключенным (замкнут накоротко); точка P будет соединена с землей, и антенна превратится исключительно в приемную антенну. Когда-же вместе с речью наш генератор начнет возбуждать контур реле, контактная пластинка займет положение a_2 . Этим самым будет введен в антенну контур GN , замкнется накоротко приемный контур NP , и антенна превратится исключительно в передающую антенну. С прекращением речи антенна автоматически становится опять приемной.

Применяя комбинацию подобных переключений, можно одновременно делать и более сложные переходы с нескольких контуров на другие.

Предварительное испытание описанной системы в лабораторной обстановке дало удовлетворительные результаты.

Теперь перейдем ко второму случаю — с электрическими фильтрами.

Как известно, кривая модулированного тока выражается уравнением:

$$i = I \sin \omega t + \frac{k}{2} I \sin (\omega - \alpha) t + \frac{k}{2} I \sin (\omega + \alpha) t, \quad (1)$$

где I — амплитуда тока высокой частоты,

ω — угловая частота колебаний, создаваемых генератором высокой частоты,

α — угловая частота звуковых колебаний, производимых перед микрофоном,

$k \leq 1$ (обычно меньше единицы; эта величина характеризует глубину модуляции).

Уравнение (1) имеет место, если модуляция производится простым гармоническим колебанием. Обозначая высокую частоту и звуковую через f и f_1 соответственно, имеем: $\omega = 2\pi f$ и $\alpha = 2\pi f_1$. С этими обозначениями уравнение (1) переписывается так:

$$i = I \sin 2\pi f t + \frac{k}{2} I \sin 2\pi (f - f_1) t + \frac{k}{2} I \sin 2\pi (f + f_1) t. \quad (2)$$

Если модуляция производится не простым колебанием, а сложным, каковым является всякий музыкальный звук, обладающим полосой частот от f_1' до f_1'' , то на месте второго и третьего членов правой части уравнения (2) появится целый ряд членов с разностью и суммой всех звуковых частот от f_1' до f_1'' . В этом случае уравнение (2) примет вид:

$$i = I \sin 2\pi f t + \frac{k}{2} I \sum_{f_1=f_1'}^{f_1=f_1''} \sin 2\pi (f - f_1) t + \frac{k}{2} I \sum_{f_1=f_1'}^{f_1=f_1''} \sin 2\pi (f + f_1) t. \quad (3)$$

Для радиотелефонной передачи достаточно переноса одной из боковых полос, например, верхней полосы, выражаемой последним членом уравнения (3). Такая передача обладает преимуществами в смысле устранения искажений и повышения коэффициента полезного действия передатчика, если усиление сосредоточить на этой одной боковой полосе.

Это же обстоятельство может быть использовано для дуплексной работы при одной антенне.

Осуществить автоматическое выключение приемных контуров при собственном разговоре можно и при любом способе модуляции, отфильтровывая основную (несущую) частоту и одну из боковых полос. Тогда, следовательно, в антенне будет появляться частота одной боковой полосы лишь в момент разговора, и она будет через реле R замыкать приемный контур, предохраняя его от воздействия собственного разговора. Когда же разговора с данной станции нет, то свободно будет совершаться прием приходящей речи. Так например, если (черт. 5) перед микрофоном передатчика произведем колебания в 1000 пер/сек, а генератор дает 100000 пер/сек, то модулированное колебание будет

состоять из 100000 ± 1000 . Фильтром задерживаем основную частоту 100000 и одну боковую, например, 99000, тогда в антенне будет возбуждено только колебание в 101000 пер/сек. Если же микрофон бездействует, то антенна этим передатчиком возбуждаться не будет, так как основная частота генератора задерживается фильтром.

То же самое будет происходить, когда перед микрофоном будем говорить. Если же бы могли встретиться затруднения с отфильтровыванием одной боковой полосы и основной частоты, так как разговорные боковые полосы близко расположены одна от другой, то их можно раздвинуть введением генераторного контура (черт. 6 стр. 328). Тогда если перед микрофоном произведем колебание в 1000 пер/сек, а генератор I дает частоту в 100000 пер/сек, то к фильтру будут подведены три частоты: 100000, 99000 и 101000. К генератору II, который дает, например, частоту в 200000 пер/сек, фильтр пропустит только одну частоту в 101000 пер/сек, которая и будет модулировать частоту генератора II. Следовательно к антенне уже будут подведены три частоты, весьма широко расставленные: 200000, 99000 и 301000. Антенну легко уже настроить на одну из них, например, 301000, или же, поставив между генератором II и антенной фильтр, совсем отфильтровать ненужные частоты 99000 и 200000.

Также можно произвольно широко расставить и отфильтровать и разговорные полосы.

Для демодуляции в приемнике как черт. 5, так и 6, необходимую основную частоту можно налагать или отдельным генератором, или генератором передатчика.

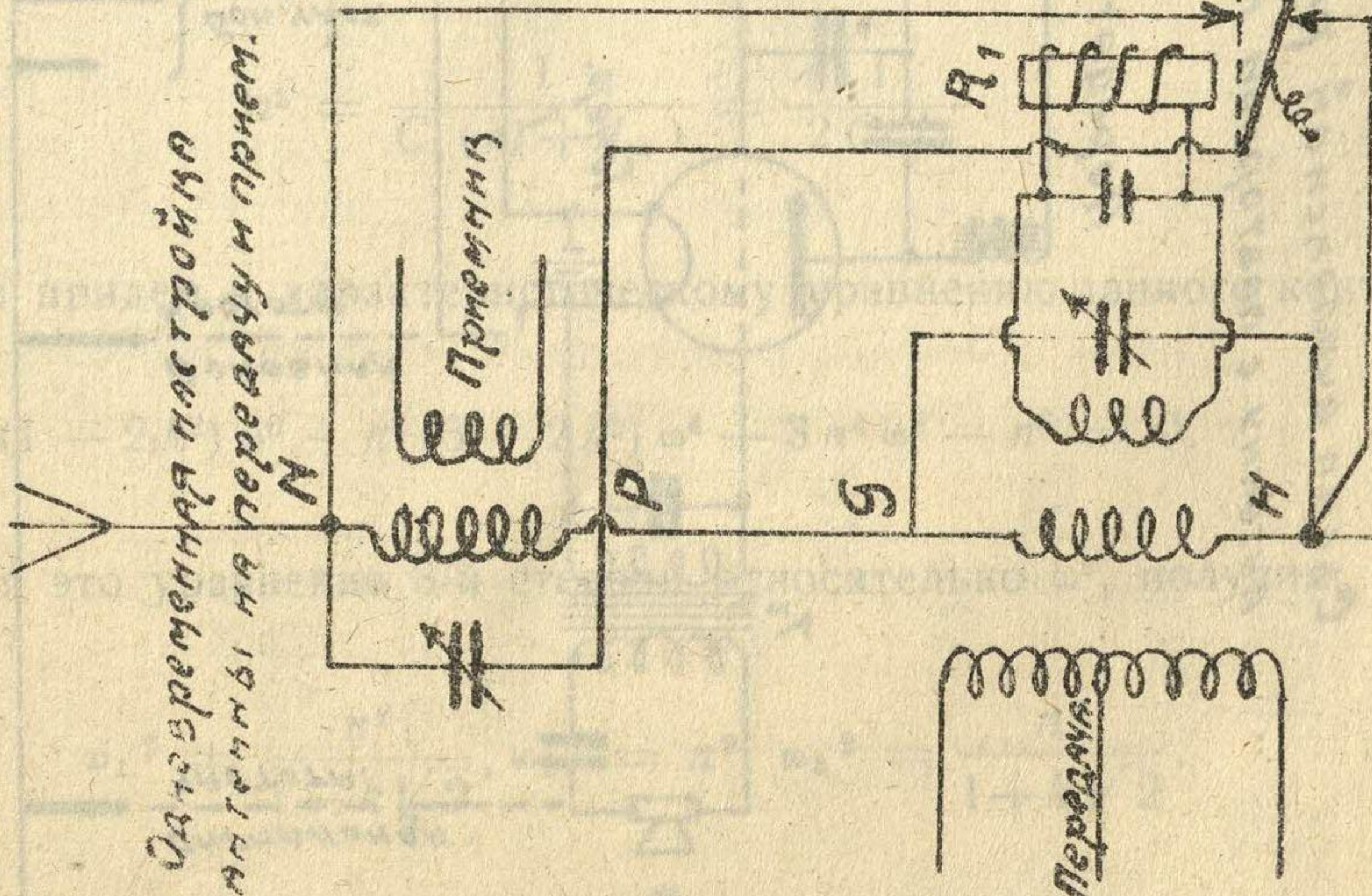
В качестве фильтрующего устройства здесь должен быть применен сложный резонансный контур. Такие контура обладают свойством пропускать спектр частот в определенно заданных пределах. Так как при расчете этих контуров приходится пренебрегать омическими сопротивлениями, то при построении их со многими звеньями может оказаться невязка с расчетом. Наиболее рационально остановиться на контуре из трех звеньев, так как при двух звеньях в фильтре с малым затуханием (слюдяные конденсаторы) могут оказаться два выраженных максимума.

Возьмем, например, симметричный сложный контур с магнитными связями (черт. 7 стр. 330). Дифференциальные уравнения энергии в случае резонанса для такого контура будут:

$$\left. \begin{aligned} (L_1 + L_2) \frac{d^2 i_1}{dt^2} - L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{i_1}{C_1} &= 0 \\ (L_2 + L_2) \frac{d^2 i_2}{dt^2} - L_2 \frac{d^2 i_1}{dt^2} - L_2 \frac{d^2 i_3}{dt^2} + \frac{i_2}{C_2} &= 0 \\ (L_2 + L_1) \frac{d^2 i_3}{dt^2} - L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{i_3}{C_1} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

К статье П.В. Шамова.

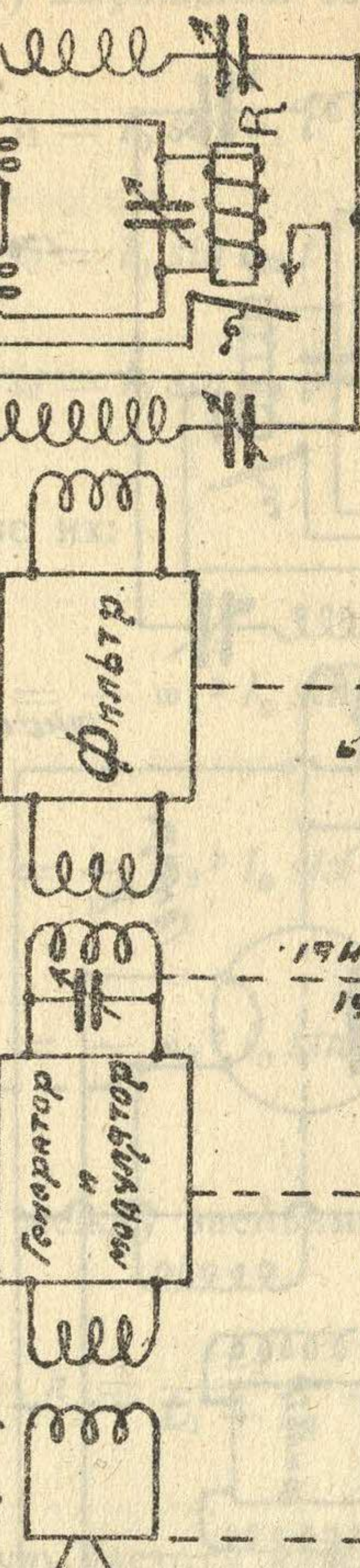
Одновременная пастройка антенны на передачу и прием.



Черт. 4.

Схема дулексной работы на одну антенну с приемником электр. фильтра.

Микрофон.



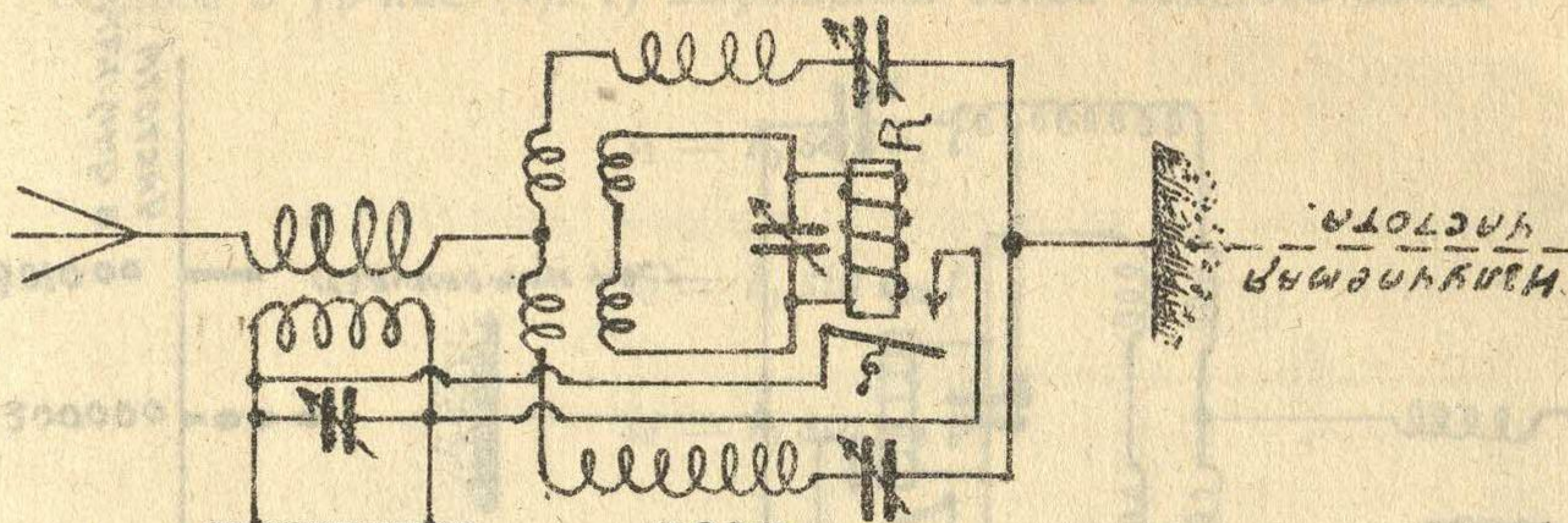
Сигнальная частота.

Частота порядка.

Дополнительные частоты подчёркнуты волнами.

Задерживаются фильтром.

Приёмник ре-генеративный или с гетеродином.

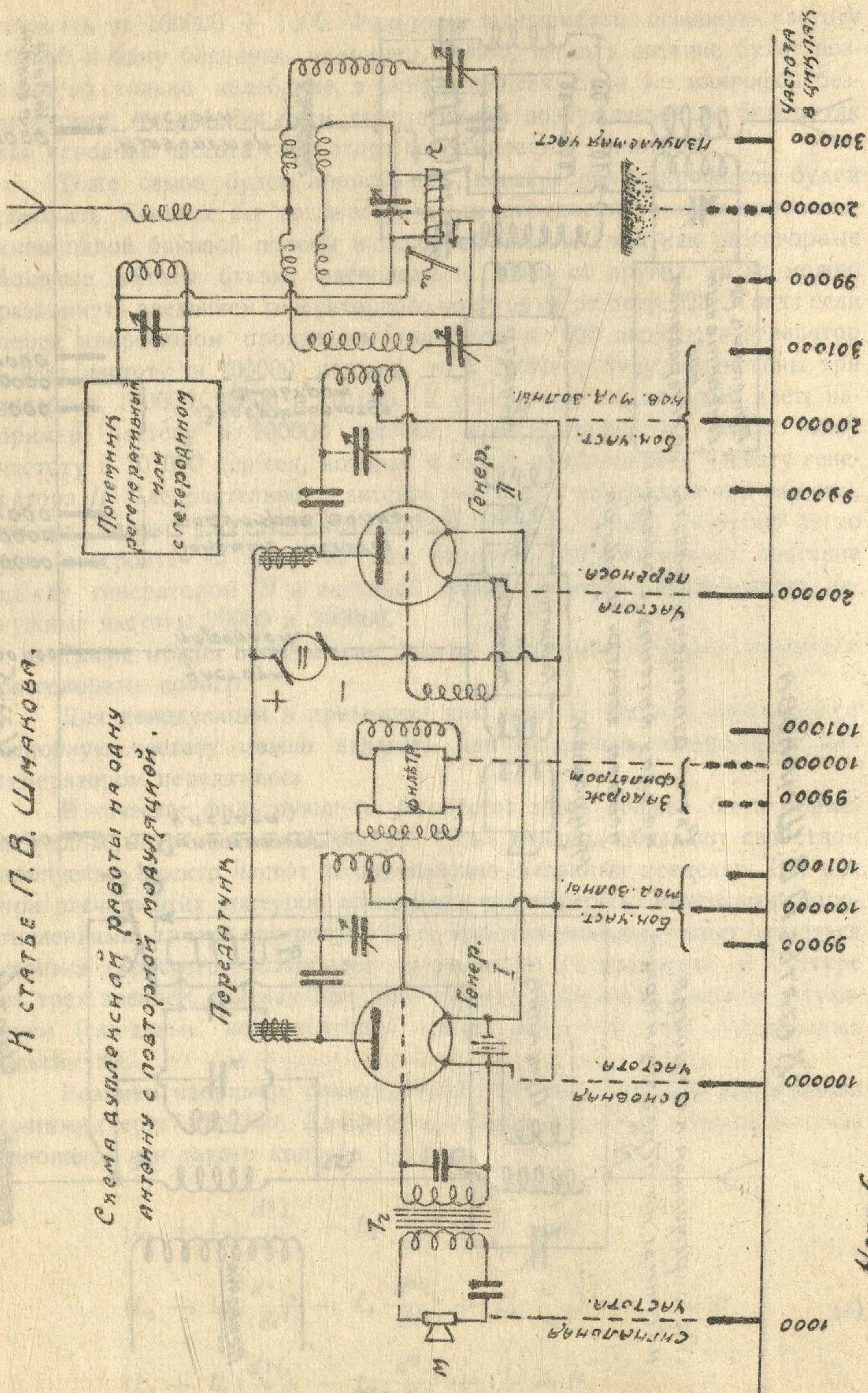


Частота в циклах.

Черт. 5.

К статье П. В. Шмакова.

Схема дуговой работы на одну
антенну с повторной модуляцией.



Sept 6.

Введем в ур-ние (4): 1) выражения токов каждого звена

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= I_0 \sin \omega_1 t \\ i_2 &= I_0 \sin \omega_2 t \\ i_3 &= I_0 \sin \omega_3 t \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

2) Вторые производные их:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 i_1}{dt^2} &= -\omega_1^2 I_0 \sin \omega_1 t \\ \frac{d^2 i_2}{dt^2} &= -\omega_2^2 I_0 \sin \omega_2 t \\ \frac{d^2 i_3}{dt^2} &= -\omega_3^2 I_0 \sin \omega_3 t \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

3) Коэффициент связи между звеньями:

$$k = \frac{L_2}{L_1 + L_2}. \quad (7)$$

4) Собственную угловую частоту каждого звена, одинаковую для всех их:

$$n^2 = \frac{1}{C_1 (L_1 + L_2)} = \frac{1}{2 C_2 L_2}. \quad (8)$$

Тогда придем к характеристическому уравнению данного контура:

$$(1 - 2k^2) \omega^6 - n^2 (3 - 2k^2) \omega^4 + 3n^4 \omega^2 - n^6 = 0. \quad (9)$$

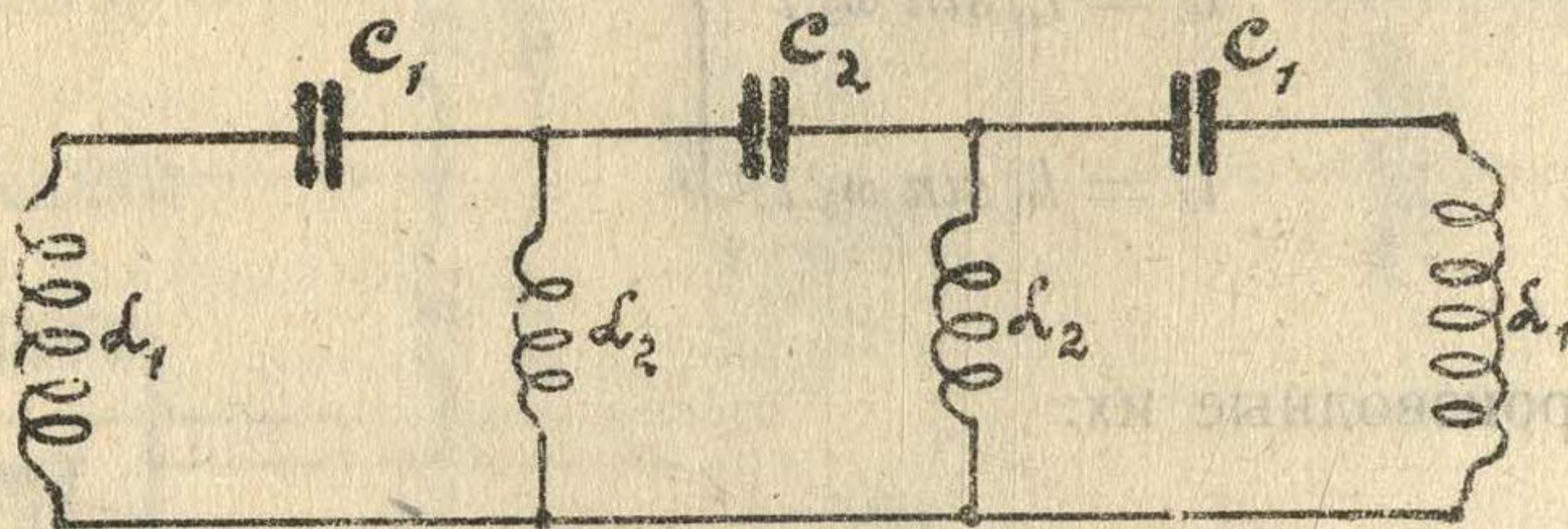
Решая это уравнение 3-й степени относительно ω^2 , получим:

$$\omega_1^2 = \frac{n^2}{1 - k\sqrt{2}}, \quad \omega_2^2 = n^2, \quad \omega_3^2 = \frac{n^2}{1 + k\sqrt{2}}. \quad (10)$$

Задаясь крайними пределами частот ω_1 и ω_3 , полосу которых

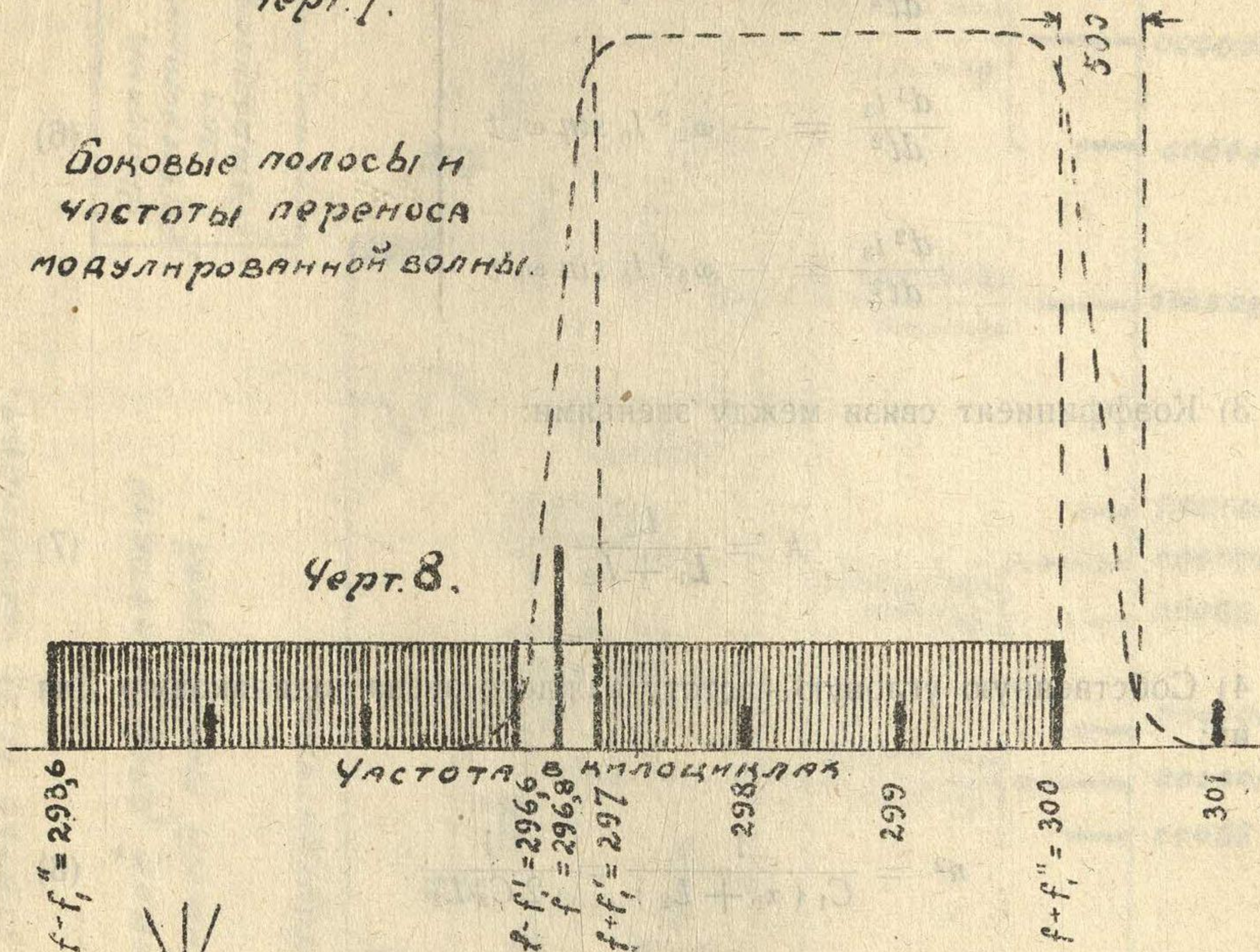
В статье П. В. Шмакова.

Резонансный фильтр из трех звеньев.



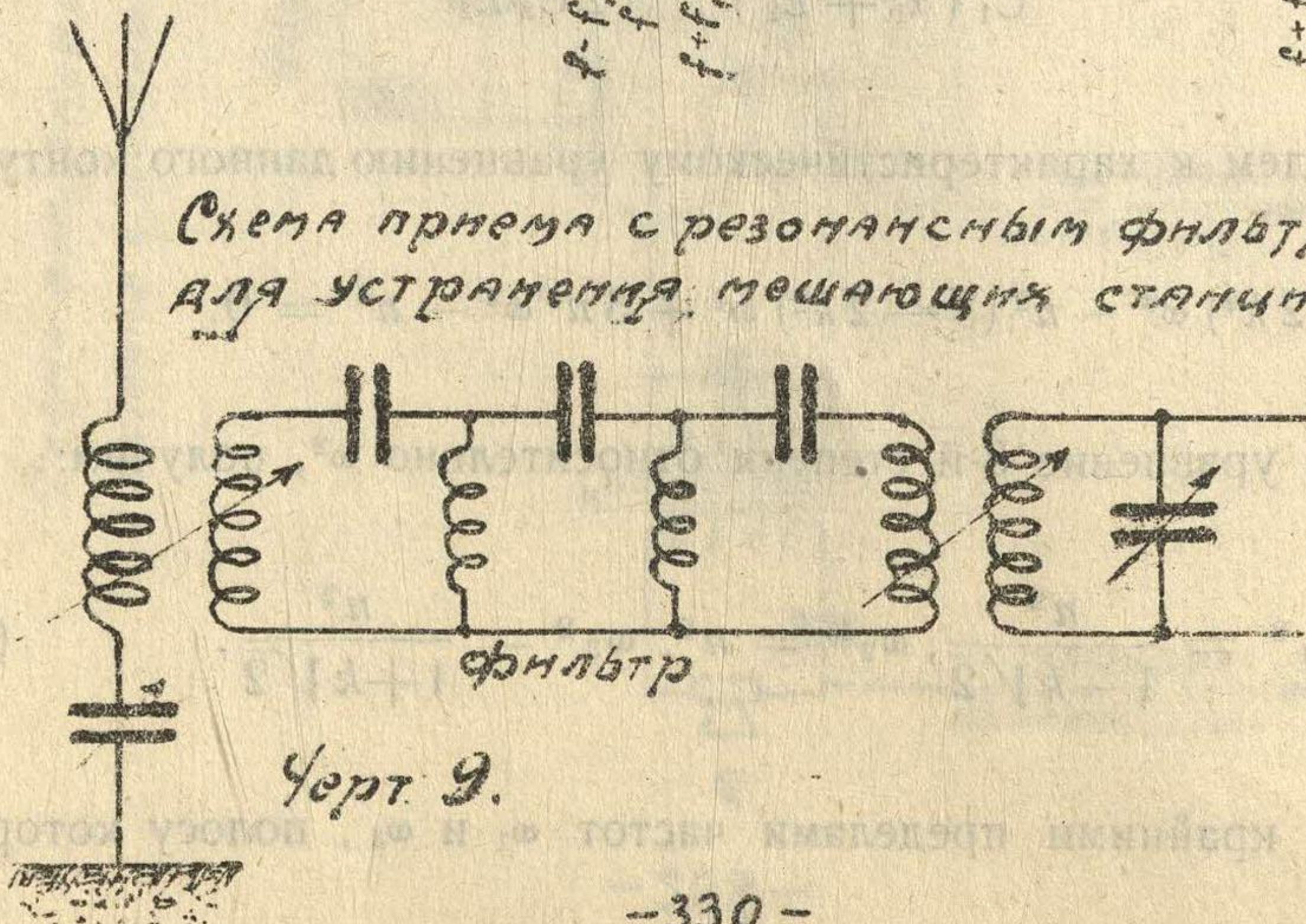
Черт. 7.

Боковые полосы и
частоты переноса
модулированной волны.



Черт. 8.

Схема приема с резонансным фильтром
для устранения мешающих станций.



Черт. 9.

фильтр должен пропускать, выведем из ур-ний (10) выражения k и n^2 через ω_1 и ω_3

$$\left. \begin{aligned} k &= \frac{\omega_1^2 - \omega_3^2}{\sqrt{2}(\omega_3^2 + \omega_1^2)} \\ n^2 &= \omega_1^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2 - \omega_3^2}{\omega_1^2 + \omega_3^2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Величины k и n^2 теперь известны, так как ω_1 и ω_3 заданы. Выбирая произвольно одну из величин, например, L_2 из ур-ний (7) и (8), найдем L_1 и C_2 :

$$L_1 = \frac{L_2 (1 - k)}{k}; \quad C_2 = \frac{1}{2n^2 L_2} \quad (12)$$

А если известны L_1 , L_2 и C_2 , то из выражения (8) сейчас-же найдем и C_1 :

$$C_1 = \frac{2C_2 L_2}{L_1 + L_2} \quad (13)$$

Итак все элементы фильтра найдены. Следовательно, рабочий ход расчета будет: по заданным ω_1 и ω_3 находим k и n^2 (ур-ние 11); выбираем L_2 ; из выражений (12) и (13) определяем L_1 , C_2 и C_1 в практических единицах генри и фарадах.

Разберем конкретный случай. Пусть частота переносов будет $f = 296,8 \cdot 10^3$ циклов, и мы желаем передать от нашего генератора только одну, например, верхнюю боковую полосу в 3000 циклов. Звуковые частоты примем от $f_1' = 200$ циклов до $f_1'' = 3200$ циклов. Боковые полосы представлены на черт. 8, где пунктиром изображена примерная резонансная кривая после фильтрации. Все частоты, лежащие влево и вправо от этой кривой, будут потушены.

Итак, для расчета

$$f_1 = 300 \cdot 10^3, \quad \omega_1 = 1884 \cdot 10^3, \quad \omega_1^2 = 354 \cdot 10^{10};$$

$$f_3 = 297 \cdot 10^3, \quad \omega_3 = 1860 \cdot 10^3, \quad \omega_3^2 = 348 \cdot 10^{10}.$$

Из ур-ния (11) находим:

$$k = \frac{354 \cdot 10^{10} - 348 \cdot 10^{10}}{\sqrt{2} (354 \cdot 10^{10} + 348 \cdot 10^{10})} = 0,006.$$

$$n^2 = 354 \cdot 10^{10} \left(1 - \frac{6 \cdot 10^{10}}{702 \cdot 10^{10}}\right) = 351 \cdot 10^{10}.$$

Задаемся $L_2 = 5000 \text{ см} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Н}$.

Из уравнения (12):

$$L_1 = \frac{5 \cdot 10^{-6} (1 - 0,006)}{0,006} = 8283 \cdot 10^{-7} \text{ Н} = 828300 \text{ см}.$$

$$C_2 = \frac{1}{2 \cdot 351 \cdot 10^{10} \cdot 5 \cdot 10^{-6}} = \frac{1}{351 \cdot 10^5} F = 25640 \text{ см}.$$

И по формуле (13):

$$C = \frac{2 \cdot \frac{1}{351 \cdot 10^5} \cdot 5 \cdot 10^{-6}}{828,3 \cdot 10^{-6} + 5 \cdot 10^{-6}} = \frac{1}{2925 \cdot 10^6} F = 308 \text{ см}.$$

Спадающую ветвь резонансной кривой при фильтре со слюдяными конденсаторами можно уложить на 500 циклах (черт. 8). Следовательно, в данном случае ток несущей частоты, хотя и с уменьшенной амплитудой, все же будет проникать через фильтр. Вот почему требуется для совершенства работы упомянутое выше раздвижение полос.

Между прочим, рассчитанный здесь фильтр можно применить для устранения мешающего действия других станций при приеме московской радиостанции имени А. С. Попова (Сокольники). Указанный фильтр будет пропускать верхнюю боковую полосу вместе с частотой переноса ($\lambda = 1010 \text{ м}$). Следовательно прием может происходить и на детектор.

Фильтр включается, как промежуточный контур (черт. 9).

Москва.

Гос. Эксперим. Электротехн. Институт.

Май, 1925.

О трансформировании низкой частоты.

Инж. В. В. Ширков.

(Окончание со стр. 51).

Телефонный трансформатор.

§ 1.

Телефонный трансформатор так же, как и телеграфный, должен давать „усиление“, т.-е. ток во вторичной его обмотке должен превосходить то значение, которое имел бы ток в приемнике энергии в случае непосредственного включения. Этому сопутствует неременное условие чистоты передачи звуков всею электромагнитною проволочною или беспроводною системой в целом и трансформатором, поскольку он является одним из ее звеньев.

Следует оговориться, что в некоторых случаях применение трансформатора диктуется соображениями несколько иного рода, чем высказанные в настоящей статье. А именно — при включении микрофона через трансформатор в цепь с сопротивлением одного или высшего порядка, чем его собственное, последний воздействует в сторону увеличения той величины, которую мы выше обозначили через E и назвали „электродвижущей силой генератора“. Элементарные математические соображения по этому вопросу приводятся в курсах общей телефонии.

Из сказанного ясно, что трансформатор в подобных случаях может давать фактическое усиление даже тогда, когда, по принятому нами понятию, он дает „усиление“ меньшее единицы или, иначе говоря, „ослабление“. Величина E при применении трансформатора зависит, как известно, от соотношений сопротивлений приемника (с линией), микрофона и первичной обмотки трансформатора. Считая сопротивление последней очень малым по сравнению с сопротивлением микрофона, мы можем принять, что увеличение E не зависит от конструкции и типа трансформатора, и условиться в дальнейшем понимать под E , когда получаемые общие выводы применяем к телефонным трансформаторам, это, уже „увеличенное значение электродвижущей силы“.

Условившись таким образом, мы приходим к заключению, что нет никаких данных отказываться от возможности получить от трансформатора „усиление“ и в принятом нами смысле этого выражения и вести расчет трансформатора в этом направлении.

Чистота передачи зависит от совокупного функционирования всех частей системы и при этом зависит не только от ее электромагнитных свойств. Затрагивая вопрос чистоты только в отношении одного из участков прохождения энергии, именно — трансформатора, следует условиться, что понимать под этим термином в этом частном вопросе.

Безусловно все, что мы можем требовать от трансформатора в смысле чистоты передачи, это идентичность кривых напряжения на зажимах приемника и эдс генератора. Так как мы рассматриваем приемники, обладающие лишь ваттным сопротивлением, то анализ этого явления, кривая напряжения на зажимах приемника может быть заменена кривой тока во вторичной обмотке трансформатора.

Если разложить исследуемые кривые в ряд синусоид, то требование идентичности кривых сведется к необходимой пропорциональности амплитуд соответственных основных и гармонических слагаемых обеих кривых и равенству их относительных сдвигов углу π , взятому целое число раз (одновременно четное или нечетное для всех слагаемых). Единственным фактором, могущим исказить пропорциональность амплитуд и нарушить требование, предъявляемое к сдвигам, является частота, входящая в выражение (1).

Таким образом, для идеального случая наше пожелание сводится к необходимости такого соотношения электрических параметров системы, чтобы:

1) частота могла быть исключена из выражения для амплитуды и угла сдвига фаз,

2) сдвиг фаз, независимо от порядка частоты, равнялся бы целому, четному или нечетному, числу раз π , и

3) эффективное значение слагающей тока во вторичной обмотке порядка q , т.-е. I_{2q} было близко к максимальной величине:

$$I_{2q} = \frac{E_q}{2\sqrt{r_2 \cdot r_n}}, \quad (22)$$

где под E_q понимается эффективное значение слагающей эдс генератора порядка q .

§ 2.

Введем обозначения для синусоиды с частотой в q раз большей основной:

ω_q — угловая частота, $x_{1q} = L_1 \omega_q$, $x_{2q} = L_2 \omega_q$, $m_q = M \omega_q$.

I_{2q} — слагающая тока во вторичной цепи в комплексном выражении,

E_q — слагающая эдс генератора в комплексном выражении,

U_q — величина аналогичная величине (3).

По аналогии с формулами (1) и (3) можно написать следующее:

$$I_{2q} = \frac{-j m_q E_q}{(x_{1q} \cdot x_{2q} - m_q^2 - r_1 r_2) + j (r_1 x_{2q} + r_2 x_{1q})}, \quad (23)$$

$$Y_q = \frac{m_q}{V(x_{1q} \cdot x_{2q} - m_q^2 - r_1 r_2)^2 + (r_1 x_{2q} + r_2 x_{1q})^2}. \quad (24)$$

Найдем сдвиг фаз для q -той гармоники. Умножаем числителя и знаменателя правой части равенства (23) на

$$(x_{1q} \cdot x_{2q} - m_q^2 - r_1 r_2) - j(r_1 x_{2q} + r_2 x_{1q}).$$

Равенство принимает вид:

$$I_{2q} = - \frac{(x_{1q} r_2 + x_{2q} r_1) + j(x_{1q} \cdot x_{2q} - m_q^2 - r_1 r_2)}{(x_{1q} \cdot x_{2q} - m_q^2 - r_1 r_2)^2 + (x_{1q} r_2 + x_{2q} r_1)^2} m E. \quad (24^1)$$

Угол сдвига I_{2q} относительно E_q , т.е. φ_{2q} получится равным:

$$\varphi_{2q} = \arctang \frac{x_{1q} x_{2q} - m_q^2 - r_1 r_2}{x_{1q} r_2 + x_{2q} r_1}. \quad (25)$$

Введем для удобства обозначение

$$\frac{x_{1q} x_{2q} - m_q^2 - r_1 r_2}{x_{1q} r_2 + x_{2q} r_1} = b. \quad (26)$$

Тогда равенства (24) и (25) могут быть переписаны в таком виде:

$$Y_q = \frac{m_q}{(r_1 x_{2q} + r_2 x_{1q}) V{1 + b^2}}, \quad (27)$$

$$\tan \varphi_{2q} = b. \quad (28)$$

Требования идеальной частоты передачи выполняются при $b = 0$. Действительно, в этом случае

$$Y_q = \frac{m_q}{r_1 x_{2q} + r_2 x_{1q}},$$

или

$$Y_q = \frac{M \omega_q}{r_1 L_2 \omega_q + r_2 L_1 \omega_q},$$

откуда

$$Y_q = \frac{M}{r_1 L_2 + r_2 L_1}, \quad (29)$$

т.-е. в этом случае I_{2q} не зависит от частоты.

Равенство (28) принимает вид

$$\operatorname{tang} \varphi_{2q} = 0.$$

Сопоставляя его с равенством (24¹), видим, что $\varphi_{2q} = \pi$.

Следовательно условия чистоты передачи соблюдены.

Посмотрим, что надо сделать, чтобы получить наибольшее усиление. Очевидно, следует отыскать наибольшее значение Y_q , варьируя M , L_1 и L_2 . Заменяя M через выражение $k \sqrt{L_1 L_2}$, получим из формулы (29)

$$Y_q = \frac{k \sqrt{L_1 L_2}}{r_1 L_2 + r_2 L_1},$$

или

$$Y_q = \frac{k}{r_1 \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} + r_2 \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}}, \quad (29^1)$$

Совершенно ясно, что k должно иметь наибольшее возможное значение, т.-е. $k = 1$.

Дифференцируя Y_q по $\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$, увидим, что максимум Y_q наступает при

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{r_1}{r_2}, \quad (30)$$

и найдем, что наибольшие значения Y_q и I_{2q} таковы:

$$Y_q = \frac{1}{2 \sqrt{r_1 r_2}}, \quad I_{2q} = \frac{E_q}{2 \sqrt{r_1 r_2}}. \quad (31)$$

Мы получили формулу идентичную с формулой (12¹).

Возвращаясь к основной предпосылке, что $b = 0$, видим, что точное соблюдение этого равенства невозможно более, чем для одной из слагающих частот одновременно. Действительно, подставляя в выражение (26) величину ω_q , получим

$$b = \frac{L_1 L_2 \omega_q^2 - M^2 \omega_q^2 - r_1 r_2}{r_1 L_2 \omega_q + r_2 L_1 \omega_q}.$$

Разделим числителя и знаменателя на ω_q и $L_1 L_2$:

$$b = \frac{(1 - k^2) \omega_q - \frac{r_1}{L_1} \cdot \frac{r_2}{L_1} \cdot \frac{1}{\omega_q}}{\frac{r_1}{L_1} + \frac{r_2}{L_2}}.$$

Для удобства примем обозначения:

$$\frac{r_1}{L_1} = \alpha_1, \quad \frac{r_2}{L_2} = \alpha_2. \quad (31^1)$$

Таким образом окончательно:

$$b = \frac{(1 - k^2) \omega_q - \alpha_1 \alpha_2 \cdot \frac{1}{\omega_q}}{\alpha_1 + \alpha_2}. \quad (32)$$

b может равняться нулю лишь при одном частном значении

$$\omega_q = \sqrt{\frac{\alpha_1 \alpha_2}{1 - k^2}}. \quad (33)$$

При изменении же ω от нуля до $+\infty$, b меняется от $-\infty$ до $+\infty$. Таким образом, рассчитывая трансформатор на определенную чистоту передачи и усиление в пределах некоторого диапазона, мы принуждены отказаться от точного соблюдения равенства $b = 0$ и можем поставить себе задание лишь в следующем виде:

При наименьшей частоте ω_1 — нижнем пределе заданного диапазона и наибольшей частоте ω_2 — верхнем его пределе, величина b должна равняться определенной заданной величине достаточно малой, по абсолютному значению, чтобы искажение передачи не превосходило допущенного. В дальнейшем эту задаваемую величину будем обозначать буквой b_0 и назовем ее „искажением“.

Для некоторой частоты ω_0 , заключенной в пределах выбранного диапазона и удовлетворяющей равенству (33), угол сдвига равен нулю, и I_q определяется формулой (29).

Для крайних-же частот, ω_1 и ω_2 , углы сдвига принимают значения

$$\varphi_{21} = \arctang(-b_0) \text{ и } \varphi_{22} = \arctang b_0,$$

а амплитуда отклоняется от желаемого идеального значения, так как в ее выражение входит множитель $\frac{1}{\sqrt{1+b_0^2}}$, что ясно из вида выражения (27).

Установить предельные допустимые значения для b можно, только накопив большой статистический экспериментальный материал, но для некоторой ориентировки может служить таблица величин $\frac{1}{\sqrt{1+b_0^2}}$ и $\arctang b$, приводимая ниже.

b_0	$\arctang b$	$\frac{1}{\sqrt{1+b^2}}$	b_0	$\arctang b$	$\frac{1}{\sqrt{1+b^2}}$
0,01	0°34'	1,0	0,5	26°30'	0,894
0,05	2°50'	0,998	0,6	31°00'	0,857
0,1	5°50'	0,995	0,7	35°00'	0,819
0,2	11°20'	0,980	0,8	38°40'	0,780
0,3	16°40'	0,957	0,9	42°00'	0,743
0,4	21°50'	0,928	1,0	45°00'	0,707

В качестве примера предположим, что кривая эдс генератора разлагается в ряд нечетных синусоид, из которых мы принимаем во внимание лишь основную частоту ω , вторую с частотой $\omega_3 = 3\omega$ и т. д. до четвертой включительно с частотой $\omega_7 = 7\omega$. Если, например, задаться величиной $b = 0,4$, то амплитуды первой и четвертой синусоиды претерпят относительное уменьшение на 7,2% и будут сдвинуты, первая на 0,061 своего периода в сторону запаздывания, а четвертая на 0,0087 основного периода в сторону опережения. Таким образом, гармоника с частотой 7ω сдвинется относительно основной синусоиды приблизительно на 0,07 основного периода.

Сдвиг и величины амплитуд прочих слагающих можно вычислить, пользуясь формулой (26), и построить кривую тока в приемнике для суждения о вносимом трансформатором искажении.

§ 3.

Рассмотрим методы определения постоянных трансформатора для различных задаваемых величин b_0 . Пользуясь формулой (32), мы можем написать уравнения:

$$\frac{(1 - k^2) \omega_1 - \alpha_1 \alpha_2 \cdot \frac{1}{\omega_1}}{\alpha_1 + \alpha_2} = -b_0,$$

$$\frac{(1 - k^2) \omega_2 - \alpha_1 \alpha_2 \cdot \frac{1}{\omega_2}}{\alpha_1 + \alpha_2} = b_0,$$

преобразовывая которые, получим:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1^2 (1 - k^2) - \alpha_1 \alpha_2 &= -\omega_1 (\alpha_1 + \alpha_2) b_0 \\ \omega_2^2 (1 - k^2) - \alpha_1 \alpha_2 &= \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2) b_0 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Из этой системы уравнений определим $\alpha_1 \alpha_2$ и $\alpha_1 + \alpha_2$:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 \alpha_2 &= \omega_1 \omega_2 (1 - k^2) \\ \alpha_1 + \alpha_2 &= \frac{(\omega_1 - \omega_2)(1 - k^2)}{b_0} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Введя обозначения

$$\omega_1 \omega_2 (1 - k^2) = \tau \text{ и } \frac{(\omega_2 - \omega_1)(1 - k^2)}{b_0} = \rho, \quad (35^1)$$

мы можем сказать, что α_1 и α_2 являются корнями квадратного уравнения:

$$\alpha^2 - \rho \alpha + \tau = 0, \quad (36)$$

где неизвестная обозначена буквой α .

Решение уравнения (36) дает следующие корни:

$$\alpha' = \frac{\rho}{2} + \sqrt{\frac{\rho^2}{4} - \tau}, \quad (37)$$

$$\alpha'' = \frac{\rho}{2} - \sqrt{\frac{\rho^2}{4} - \tau}. \quad (38)$$

Обратимся к формуле (29¹) и перепишем ее в таком виде

$$Y_q = \frac{k}{1 \sqrt{r_1 r_2} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} + \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \right)}.$$

Формула для силы тока в приемнике будет иметь следующий вид:

$$I_q = \frac{k E}{2 \sqrt{r_1 r_2} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \right)},$$

а квадрат его, пропорциональный мощности явления в приемнике, выразится так:

$$I_q^2 = \frac{E^2 k^2}{4 r_1 r_2 \cdot \frac{\left(\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} + \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \right)^2}{4}}.$$

Таким образом, в этом общем случае квадратичный эффект тока в приемнике в

$$\frac{\left(\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} + \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \right)^2}{4}$$

раз слабее, чем при наиболее благоприятных обстоятельствах, т.-е. когда $\alpha_1 = \alpha_2$.

Введем обозначение

$$\frac{\left(\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} + \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \right)^2}{4} = s^2. \quad (39)$$

Величину s назовем „ослаблением“.

Умножив числителя и знаменателя формулы (39) на $\alpha_1 \cdot \alpha_1$, получим

$$s^2 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}{4 \alpha_1 \alpha_2},$$

или, применив обозначения (35¹) и формулы (35), преобразуем полученное выражение так:

$$s^2 = \frac{\rho^2}{4\tau} \quad (40)$$

Вернувшись к формулам (37) и (38), мы можем преобразовать их с помощью формулы (40) в такой вид:

$$\alpha' = \sqrt{\tau} \cdot (s + \sqrt{s^2 - 1}); \quad \alpha'' = \sqrt{\tau} \cdot (s - \sqrt{s^2 - 1}),$$

или окончательно:

$$\alpha' = \sqrt{\omega_1 \omega_2 (1 - k^2)} \cdot (s + \sqrt{s^2 - 1}), \quad (41)$$

$$\alpha'' = \sqrt{\omega_1 \omega_2 (1 - k^2)} \cdot (s - \sqrt{s^2 - 1}). \quad (42)$$

Из последних формул делается ясно, что можно при заданных ω_1 и ω_2 варьировать α_1 и α_2 только за счет „ослабления“ передачи. Если-бы мы пожелали избавиться от ослабления, т.-е. получить $s = 1$, нам пришлось бы, как следует из тех же формул (41) и (42), положить

$$\alpha' = \alpha'' = \sqrt{\omega_1 \omega_2 (1 - k^2)},$$

что в случае больших значений сопротивлений r_1 и r_2 потребовало бы весьма больших, трудно осуществимых, коэффициентов самоиндукции трансформатора.

Из всего хода определения величин α_1 и α_2 явствует, что возможны два решения вопроса: первый

$$\alpha_1 = \alpha', \quad \alpha_2 = \alpha'',$$

и второй

$$\alpha_1 = \alpha'', \quad \alpha_2 = \alpha'.$$

Совершенно очевидно, что, для получения наименьшего числа витков обмоток, следует выбирать то решение, где цепи с большим сопротивлением соответствует большая из величин α' и α'' и наоборот.

Нижеприводимые вспомогательные выражения облегчают расчет и более ясно обрисовывают соотношение между „искажением“ и „ослаблением“ и широтой диапазона. Введем обозначение:

$$b_0 \cdot s = p \quad (43)$$

и назовем величину p „ухудшением“.

Таким образом формула (43) выразится словами так:

$$\text{искажение} \times \text{ослабление} = \text{ухудшению.}$$

Пользуясь формулами (35) и (40), найдем p :

$$p = b_0 \cdot \frac{(\omega_2 - \omega_1) (1 - k^2)}{b_0 \cdot 2 \cdot \sqrt{\omega_1 \omega_2 (1 - k^2)}},$$

или после сокращения:

$$p = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2 \sqrt{\omega_1 \omega_2}} \cdot \sqrt{1 - k^2}.$$

Обозначив отношение $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ через D , получим окончательно

$$p = \frac{D - 1}{2 \sqrt{D}} \cdot \sqrt{1 - k^2}. \quad (44)$$

Таким образом „ухудшение“ зависит только от рассеяния трансформатора и отношения предельных частот.

Выражение (44) растет с увеличением D , и мы можем сказать, опираясь на формулы (43) и (44), что расширение диапазона может быть осуществляемо лишь за счет большого „ослабления“ или „искажения“ передачи, или того и другого одновременно, словом, за счет ухудшения передачи.

Переход при одной и той-же широте диапазона ($\omega_2 - \omega_1$) в область более высоких частот уменьшает величину D и одновременно p и, следовательно, облегчает условия передачи. Понижение передаваемых частот, наоборот, вредно отражается на чистоте и силе передачи.

Перейдем к цифровой оценке выгод трансформации трансформаторных конструкций, подобно тому, как это было сделано в отношении телеграфных трансформаторов.

Как видно из изложенного выше, наибольший квадратичный эффект тока в приемнике в идеальном случае равен

$$\frac{E_k^2}{4 r_z \cdot r_n \cdot s^2 \sqrt{1 + b^2}},$$

где „ухудшение“ s выбирается нами в начале расчета и определяет собой отчасти конструкцию трансформатора.

Множителем $\frac{1}{\sqrt{1+b^2}}$ при малых b можно пренебречь, как это видно из таблицы, или с достаточной степенью точности его можно переписать в таком виде:

$$\frac{1}{\sqrt{1+b^2}} = 1 - \frac{b^2}{2}.$$

Если бы приемник был включен непосредственно, то та же величина имела бы вид: $\frac{E^2}{(r_n + r_z)^2}$.

Количественная оценка наибольшей достижимой выгоды применения телефонного трансформатора, подобно тому, как это было сделано в отношении телеграфного трансформатора, примет такой вид для идеального случая:

$$\varepsilon_{ид} = \frac{E^2}{4 r_n r_z s^2 \sqrt{1+b^2}} \cdot \frac{E^2}{(r_n + r_z)^2}, \quad (45)$$

или

$$\varepsilon_{ид} = \frac{(r_n + r_z)^2}{4 r_n r_z s^2 \sqrt{1+b^2}}. \quad (46)$$

Для реального случая сопротивление обеих цепей r_1 и r_2 больше соответствующих величин r_z и r_n , и величина $k < 1$.

Повторяя рассуждения тем же порядком, получим количественную оценку выгоды трансформации для реального случая в таком виде:

$$\varepsilon_p = \frac{(r_n + r_z)^2 \cdot k^2}{4 r_1 r_2 s^2 \sqrt{1+b^2}}, \quad (47)$$

Здесь приходится отметить, что телефонный трансформатор должен в значительной степени быть более совершенным в отношении электромагнитных свойств, чем телеграфный трансформатор, чтобы внести в общую схему передачи такое же улучшение, при прочих одинаковых условиях. Оценить конструкцию телефонного трансформатора можно так же, как и телеграфного,—отношением:

$$q_t = \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_{ид}} = \frac{r_n r_z k^2}{r_1 r_2}. \quad (48)$$

§ 4.

Формулы предыдущего параграфа позволяют наметить общий ход расчета телефонного трансформатора.

Предположим, что нам задано, что

- 1) трансформатор должен хорошо работать в пределах частот ω_1 ω_2 ;
- 2) сопротивления генератора, приемника и примерные значения сопротивлений обмоток трансформатора имеют известные величины r_2 , r_n , r_1 и r_2 ;

3) наименьшая величина магнитного рассеяния трансформатора, которую мы можем рассчитывать получить, характеризуется коэффициентом k .

Прежде всего мы определяем величину $D = \frac{\omega_2}{\omega_1}$; затем по формуле (44) $p = \frac{D-1}{2\sqrt{D}} \cdot \sqrt{1-k^2}$ находим неизбежное для данного случая — „ухудшение“ p .

Разлагая далее на основании формулы (43) p на b_0 и s , определяем ряд значений s , соответствующий ряду значений b_0 по формуле $s = \frac{p}{b_0}$.

Далее вычисляем соответствующий ряд значений ϵ_{ud} по формуле (46):

$$\epsilon_{ud} = \frac{(r_n + r_2)^2}{4 r_n \cdot r_2 \cdot s^2 \sqrt{1 + b^2}}.$$

Те, варианты, для которых ϵ_{ud} получится не превосходящим единицы, очевидно, отпадают.

Вычислив затем q_t по формуле (48):

$$q_t = \frac{r_n \cdot r_2 \cdot k^2}{r_1 \cdot r_2},$$

найдем далее соответствующий ряд величин ϵ_p , пользуясь соотношением: $\epsilon_p = q_t \cdot \epsilon_{ud}$. Здесь, очевидно, отпадут еще несколько вариантов, для которых получится $\epsilon_p \leq 1$.

Установив возможные варианты, найдем значение радикала $\sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2 (1-k^2)}$, входящего множителем в формулы (41) и (42) для α' и α'' , и вычислим сами α' и α'' для соответствующих значений s , по этим формулам:

$$\alpha' = \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2 (1-k^2)} \cdot (s + \sqrt{s^2 - 1}),$$

$$\alpha' = \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2 (1-k^2)} \cdot (s - \sqrt{s^2 - 1}).$$

Выбрав для цепи с большим сопротивлением большую из величин α' и α'' и обратно и назвав их соответственно обозначениям цепей, α_1 и α_2 , определим коэффициенты самоиндукции обмоток трансформатора, пользуясь формулами (31¹).

Далее, сопоставляя полученные в различных вариантах b , E_p , L_1 и L_2 , выбираем окончательно один из них.

Если удовлетворительного варианта не получается, приходится или изменять конструкцию трансформатора, меняя этим r_1 , r_2 и k , или изменить задаваемый диапазон, или—же идти на компромиссное решение, варьируя все указанные величины.

Чтобы лучше уяснить себе роль различных величин, решим несколько примеров, не имеющих вполне реального характера, но пригодных для иллюстрации полученных соотношений.

Пример 1. Задано: $r_2 = 50 \Omega$, $r_n = 4000 \Omega$, $\omega_1 = 200$, $\omega_2 = 3000$, $k = 0,9$, $r_1 = 1,25$, $r_2 = 62,5 \Omega$, $r_2 = 1,25$, $r_n = 5000 \Omega$.

$$D = \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{3000}{200} = 15;$$

$$p = \frac{D-1}{2\sqrt{D}} \sqrt{1-k^2} = \frac{15-1}{2\sqrt{15}} \cdot \sqrt{1-0,9^2} = 0,788.$$

Далее, как изложено выше, находим ряд величин

b	s	s^2	ϵ_{ud}	ϵ_p	L_2	L_1
0,15	5,25	27,55	0,74	—	—	—
0,2	3,94	15,56	1,30	0,68	—	—
0,3	2,63	6,90	2,85	1,48	2,93	0,94
0,4	1,97	3,88	4,91	2,54	4,03	0,69
0,5	1,57	2,49	7,31	3,79	5,28	0,46
0,6	1,31	1,73	10,2	5,28	6,85	0,40
0,7	1,13	1,27	13,25	6,87	8,96	0,30

$$q_t = 51,8\%$$

Коэффициент самоиндукции вторичной обмотки получается очень большим для небольшого трансформатора. Кроме того, видно, что при этом диапазоне и конструкции трансформатора высшие гармоники будут заметно передвинуты.

Посмотрим, каковы будут результаты при меньшем рассеянии в трансформаторе.

Пример 2. Оставим те же задания, но примем $k = 0,97$.

$$p = \frac{15-1}{2\sqrt{15}} \sqrt{1-0,97^2} = 0,438.$$

„Ухудшение“ получилось меньше почти в два раза. Вычисляем тем же порядком.

b	s	s^2	ϵ_{ud}	ϵ_p	L_2	L_1
0,1	4,38	19,30	1,06	0,64	—	—
0,2	2,20	4,82	4,16	2,51	6,40	1,39
0,3	1,46	2,15	9,15	5,51	10,52	0,61
0,4	1,10	1,21	15,79	9,50	17,12	0,52

$$q_t = 0,602.$$

С уменьшением рассеяния „искажение“ и „ослабление“ получаются меньшими, но требуемые коэффициенты самоиндукции L_2 получились еще больше. Так как последнее мало устраивает конструктора, мы рассчитаем следующий вариант при сравнительно большом рассеянии.

Пример 3. То же задание, но $k = 0,8$.

$$p = \frac{15-1}{2\sqrt{15}} \sqrt{1-0,8^2} = 1,086.$$

b	s	s^2	ϵ_{ud}	ϵ_p	L_2	L_1
0,2	5,43	29,5	0,681	—	—	—
0,3	3,62	13,10	1,50	0,615	—	—
0,4	2,72	7,38	2,58	1,06	2,05	0,67
0,5	2,17	4,71	3,87	1,59	2,62	0,56
0,6	1,81	3,27	5,39	2,21	3,34	0,45
0,7	1,55	2,41	6,97	2,86	3,92	0,37
0,8	1,36	1,84	8,70	3,57	4,72	0,30
0,9	1,21	1,46	10,40	4,26	5,70	0,25
1,0	1,086	1,18	12,33	5,06	7,12	0,20

$$q_t = 0,41.$$

Сопоставляя результаты примеров 1,2 и 3-го, видим, что уменьшение величины k , т. е. увеличение рассеяния в трансформаторе

увеличивает „искажение“ при том же „ослаблении“ или увеличивает „ослабление“ при том же „искажении“, но понижает величину требуемых коэффициентов самоиндукции вторичной обмотки.

Несомненно, что трансформация при меньших сопротивлениях приемника и генератора конструктивно легче выполнима, так как коэффициенты самоиндукции получатся меньше и обратно. Так, например, сохранив задание примера 1-го, за исключением сопротивлений приемника и генератора, которые повысим, получим пропорционально большие L_2 и L_1 .

Пример 4. $r_2 = 300 \Omega$; $r_n = 24.000 \Omega$.

Остальное см. пример 1-й.

Получим:

b	s	s^2	ϵ_{ud}	ϵ_p	L_2	L_1
0,15	5,25	27,55	0,74	—	—	—
0,2	3,94	15,56	1,30	0,68	—	—
0,3	2,63	6,90	2,85	1,48	17,58	5,63
0,4	1,97	3,88	4,91	2,54	24,2	4,12
0,5	1,57	2,49	7,31	3,79	31,7	2,75
0,6	1,31	1,73	10,2	5,28	41,2	2,41
0,7	1,13	1,27	13,25	6,87	53,8	1,82

L_1 и L_2 получились весьма большими, требующими конструкции весьма больших размеров.

Улучшение электромагнитных свойств трансформатора, т. е. приближение k к единице, r_1 к r_2 и r_2 к r_n улучшает дело, но достигается с большим трудом. Поэтому, в случае больших затруднений приходится сокращать диапазон передаваемых частот, т. е. мириться с большим искажением сложных звуков.

Посмотрим на примере, что дает сокращение диапазона.

Пример 5. $\omega_1 = 200$; $\omega_2 = 1600$, т. е. диапазон сокращен вдвое против примера 1-го и передвинут вниз. В остальном сохраним задание примера 1-го.

b	s	s^2	ϵ_{ud}	ϵ_p	L_2	L_1
0,1	5,39	29,1	0,70	—	—	—
0,2	2,69	7,27	2,76	1,43	3,91	1,34
0,3	1,80	3,23	6,10	3,16	6,16	0,819
0,4	1,35	1,82	10,49	5,43	8,99	0,563
0,5	1,08	1,16	15,73	8,15	13,7	0,375

$$q_t = 0,518.$$

Сравнивая с результатами примера 1-го, видим, что при прочих равных условиях величина b „искажения“ получается меньшей.

Сокращение диапазона со смещением его в область более высоких частот, гораздо более облегчает задачу конструктора. Это становится ясным из последнего 5-го примера, приведенного ниже.

Пример 5. $\omega_1 = 1600$; $\omega_2 = 3000$, в остальном задание совпадает с заданием примера 1-го.

Диапазон так-же, как и в предыдущем примере, сокращен вдвое по сравнению с примером 1-м, но сдвинут к верхнему пределу.

$$D = \frac{3000}{1600} = 1,875; p = \frac{1,875-1}{2\sqrt{1,875}} \cdot \sqrt{1-0,9^2} = 0,139.$$

b	s	s^2	ε_{ud}	ε_p	L_2	L_1
0,05	2,79	7,77	2,63	1,36	0,97	0,344
0,075	1,86	3,45	5,90	3,06	1,53	0,227
0,1	1,39	1,94	10,47	5,42	2,22	0,156
0,139	1,0	1,0	20,10	10,42	5,24	0,065

$$q_t = 0,518.$$

Сравнивая опять с результатами примера 1-го, видим, что при тех-же конструктивных трудностях могут быть достигнуты гораздо лучшие результаты как в отношении „искажения“, так и в отношении „ослабления“.

Постройка телефонного трансформатора несравненно более трудный вопрос, чем постройка трансформатора для телеграфии. Получить такое-же усиление для случая телефонии, какое получается для одночастотного телеграфного трансформатора, недостижимо при удовлетворительной частоте передачи.

Промежуточное положение могут занимать телеграфные трансформаторы, предназначенные для нескольких частот, скажем для примера, в пределах 500—1500 периодов, или трансформаторы, предназначенные исключительно для передачи музыки, когда сдвиг гармоник не играет существенной роли.

Последний тип при той-же широте диапазона, что и для телефонии, выполняется легче. Это видно из того, что величина b при малых значениях вносит искажение, главным образом, ввиду большого изменения в сдвигах фаз и в значительно меньшей степени, влияя на амплитуду. Поэтому для исключительно „музыкальных“ трансформаторов можно останавливаться на большей величине b , чем в случае общей телефонии.

§ 5.

Резюмируя изложенное в настоящей статье, мы приходим к следующим выводам, основанным, как видно, исключительно на теоретическом рассмотрении элементарной схемы.

1. Одного неравенства сопротивлений цепей далеко недостаточно для того, чтобы считать, что имеет смысл применение трансформатора. Это неравенство должно быть более или менее значительным.

2. Потери и магнитное рассеяние трансформатора играют существенную роль, особенно последнее, т. к. незначительные изменения k вносят большие изменения в окончательный результат.

3. Выбор постоянных телефонного трансформатора стеснен довольно узкими пределами, которые зависят не только от конструктивных возможностей, но и от задаваемого диапазона и допускаемого „искажения“.

Теперь постараемся отдать себе отчет в том, какие из физически имеющих место явлений, влияющих на результат, не нашли отражения в нашем элементарном анализе.

Прежде всего возникает вопрос: можно-ли считать постоянные трансформаторных цепей r_1 , r_2 , L_2 , L_1 и M независимыми от нагрузки и частоты. Это особенно возбуждает сомнение в отношении влияния частоты на r_1 и r_2 .

Далее, емкость обмоток трансформатора может в некоторых случаях вносить существенные изменения в явления.

С другой стороны несомненно, что для того, чтобы иметь возможность строить на полученном теоретическом фундаменте полный технический расчет, нельзя вносить сложность и многообразие в формулы.

Принимая все это во внимание, мы и предполагаем осветить в ряде следующих работ эти вопросы, давая методы расчетного и простейшего экспериментального определения средних значений входящих в формулы величин и коэффициентов.

Для расчета L_1 , L_2 и M следует применить видоизмененную формулу магнитной цепи с экспериментальными коэффициентами. Вопрос же емкости в цепях трансформаторов обещает многое не только для телеграфных трансформаторов и требует сперва основательного теоретического освещения.

Что же касается микрофонных трансформаторов, то здесь следует добавить все, что вносят характерные особенности микрофона, который лишь в первом приближении может быть рассматриваем, как обыкновенный генератор с постоянным ваттным сопротивлением.

Повышение частоты при помощи сильно насыщенных трансформаторов.

М. Оснос. Берлин—Вильмерсдорф.

Доложено 27. III. 23 в Коотвик (Голландия) на заседании, состоявшемся по поводу открытия Коотвик'ской мощной радиостанции.

В в е д е н и е.

Цель этой работы возможно проще и нагляднее объяснить явления, происходящие при повышении частоты помощью сильно насыщенных трансформаторов с возбуждением постоянным током или без такового. На основании этой работы и не специалист должен получить ясное представление об этих довольно сложных явлениях. Поэтому мы позволим себе сделать некоторые упрощения, которые, строго говоря, не допустимы в практике, но не искажают качественного представления.

Так как здесь главным образом выдвигается *принцип* повышения частоты, то мы рассмотрим предварительно трансформатор с холостым ходом; к трансформаторам же с нагрузкой я предполагаю вернуться в одной из следующих работ.

Трансформаторы частоты можно разделить на две главных группы:

А) без намагничивания постоянным током,

В) с намагничиванием постоянным током.

Последняя группа в свою очередь распадается на две подгруппы:

В₁) с одним сердечником, намагниченным постоянным током,

В₂) с двумя сердечниками, намагниченными постоянным током.

Мы рассмотрим все группы в этой их последовательности и определим наивыгоднейшие условия работы для каждой из них.

О б о з н а ч е н и я.

Обозначим:

e —напряжение на виток (мгновенное значение) в вольт. 10^{-8} единицах и на см^2 поверхности витка.

B —поток индукции = $\frac{\text{число силовых линий}}{\text{см}^2}$.

i —ампервитки на см (мгновенное значение).

I —ампервитки на см (максимальное значение).

t —мгновенное значение времени.

T —продолжительность одного периода основной частоты.

τ —продолжительность одного периода рабочей частоты.

ω —угловая частота = $2\pi\nu$.

ν — число периодов в секунду.

t_s — продолжительность времени насыщения, т.-е. время необходимое для насыщения трансформатора от нуля до полного значения.

B_s — значение B , соответствующее моменту t_s .

А. Трансформатор частоты без намагничивания постоянным током.

На черт. 1 изображен трансформатор с сердечником обычного типа. К первичной обмотке подводится каким-либо образом синусоидальный ток, который возбуждает ампер-витки (см. черт. 2) по выражению:

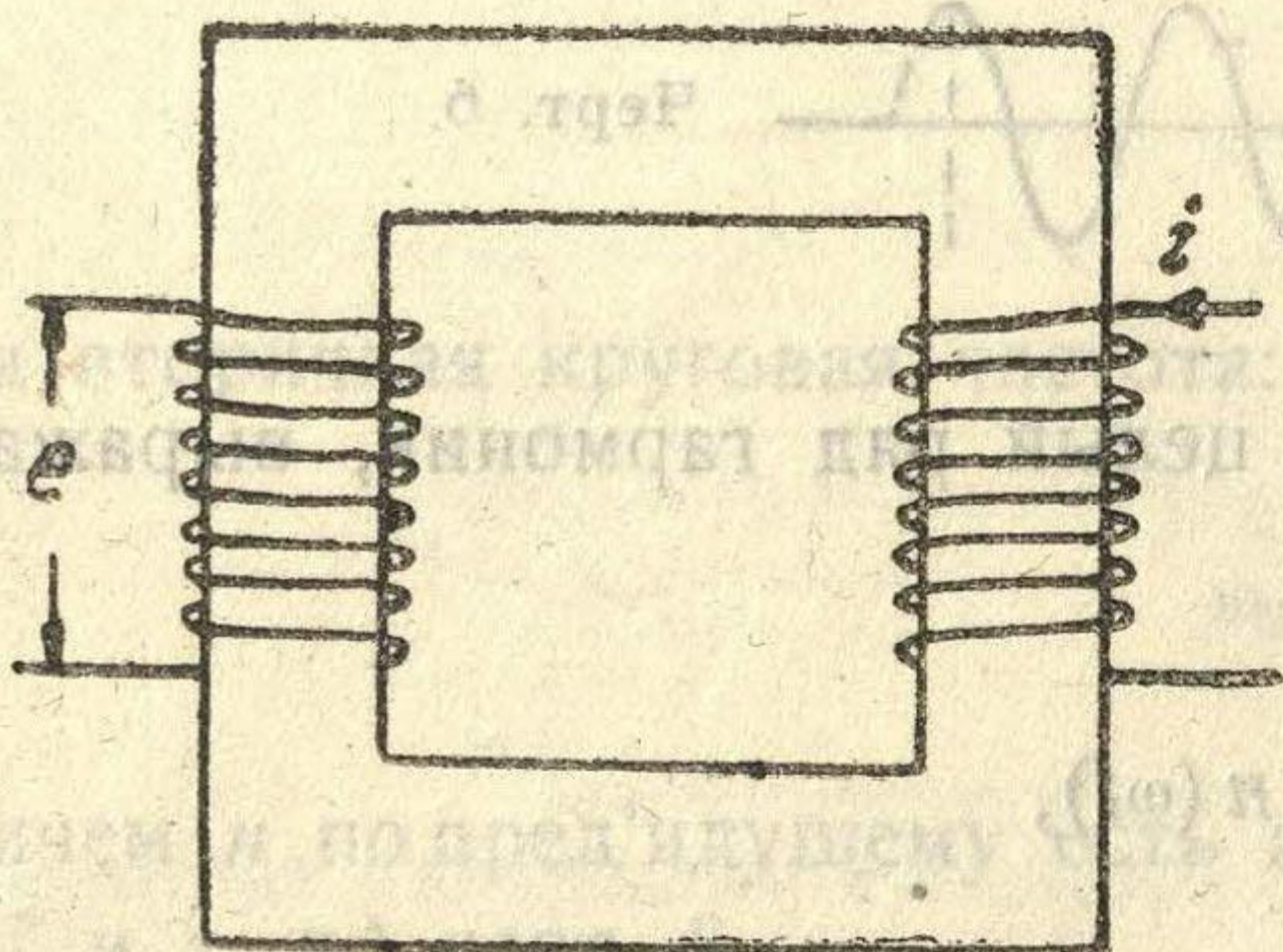
$$i = I \sin \omega t. \quad (1)$$

Рассмотрим напряжение, которое появляется в разомкнутой вторичной обмотке. Пока трансформатор насыщен слабо, B пропорционально i , и так как (по предыдущим обозначениям)

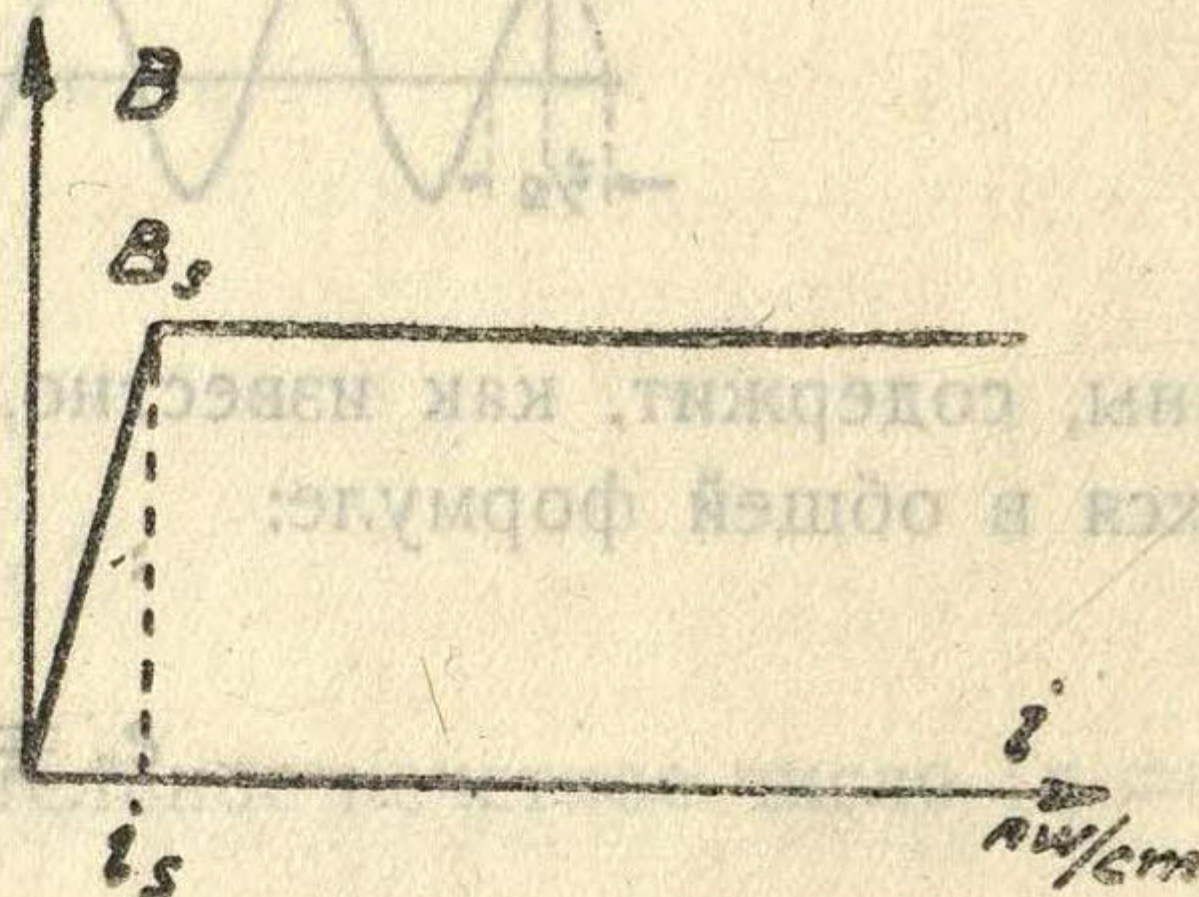
$$e = - \frac{dB}{dt}, \quad (2)$$

то

$$e = - h \omega I \cos \omega t, \quad (3)$$



Черт. 1.



Черт. 3.

причем h некоторая постоянная. Отсюда видно, что в этом случае вторичное напряжение должно быть синусоидальной формы, и что, следовательно, при слабо насыщенном трансформаторе не может получиться никакого повышения частоты. Поэтому для нашей цели трансформатор должен быть сильно насыщен.

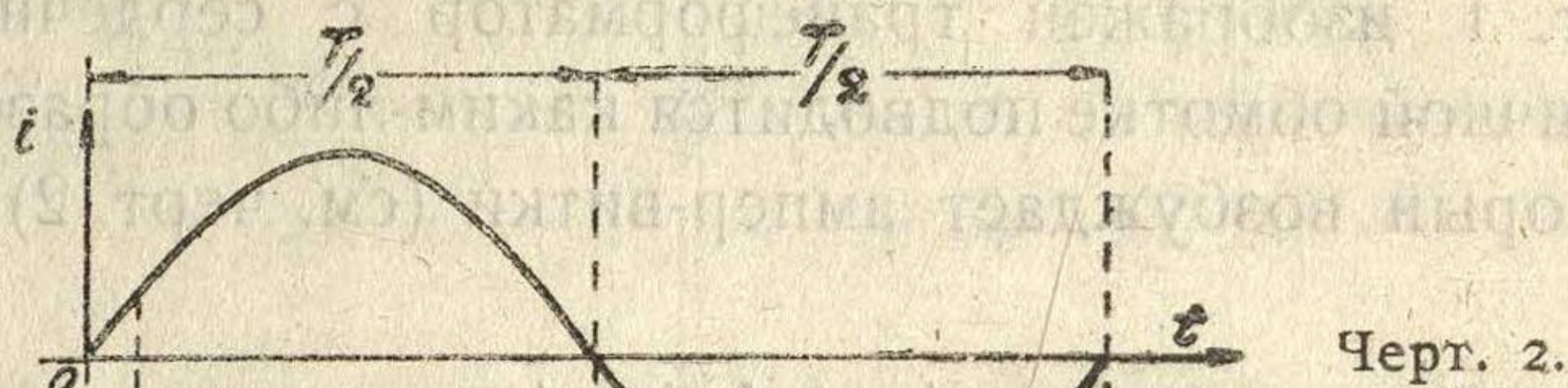
Для упрощения наших рассуждений сделаем следующие допущения:

1) Кривая потока индукции повышается от $B = 0$ до $B = B_s$ пропорционально i и остается затем постоянной (черт. 3).

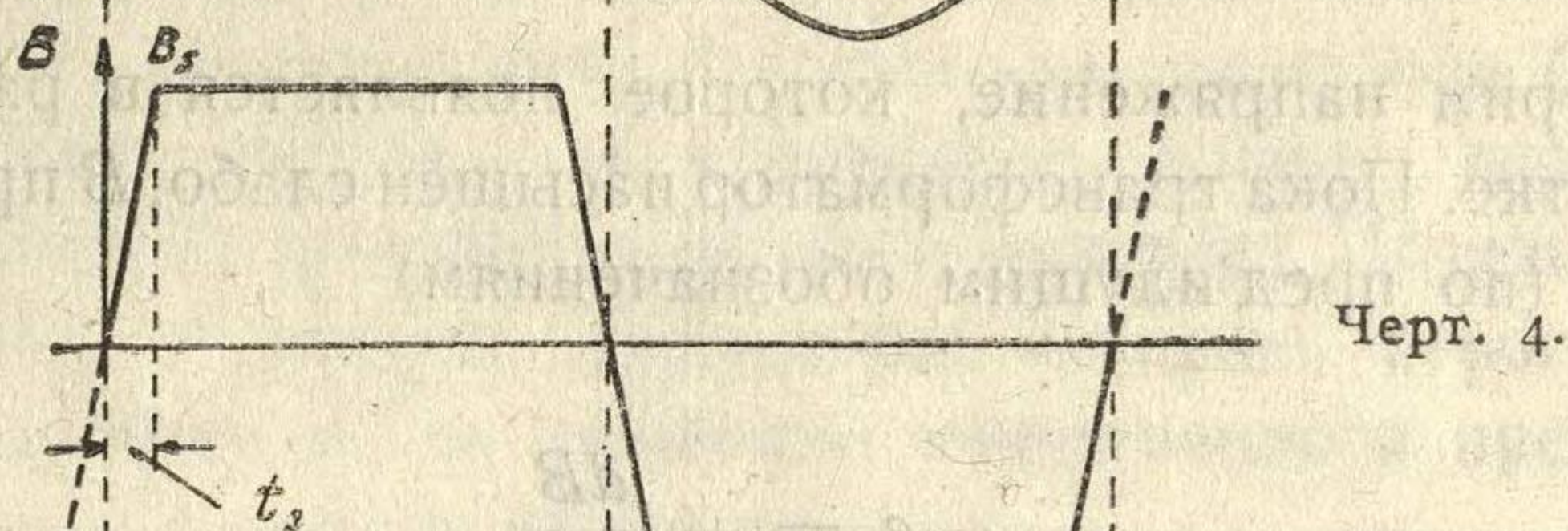
2) Время t_s должно быть настолько мало по сравнению с T , чтобы

можно было приближенно принять $\sin \omega t_s = \omega t_s$. В этом случае B пропорционально t от $t = (-t_s)$ до $t = +t_s$, а затем до $t = \frac{T}{2} - t_s$ остается постоянным и т. д. (черт. 4).

При этих допущениях по ур. (2) получается кривая напряжения ударного вида, изображенная на черт. 5. Эта кривая, кроме основной



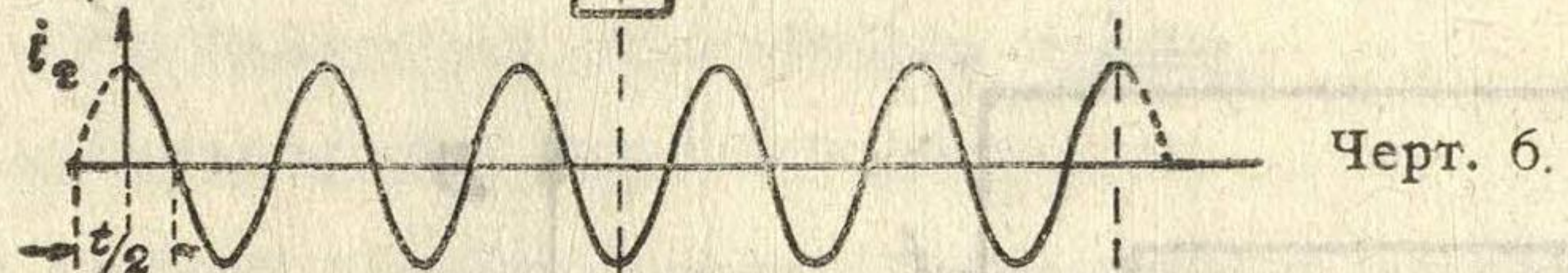
Черт. 2.



Черт. 4.



Черт. 5.



Черт. 6.

волны, содержит, как известно, также целый ряд гармоник, выражающихся в общей формуле:

$$e_n = E_n \cos n(\omega t),$$

где

$$n = 3, 5, 7 \text{ и т. д.}^1)$$

Если ко вторичной обмотке приключить контур, обладающий емкостью и самоиндукцией (способный колебаться), то он начнет колебаться со свойственной ему частотой, т.-е. в нем появится синусо-

¹⁾ Кривая, а соответственно и функция от t согласно черт. 5 не может иметь никакого синусоидального слагаемого, так как она имеет одно и то же значение для $+t$ и $-t$, что было бы невозможно, если бы она имела синусоидальное слагаемое. Кривая не может иметь и четных гармонических, так как для нее, как видно из чер. 5, $f(T/2 - t) = -f(t)$. Косинусоидальное-же слагаемое обычного вида $\cos n\omega t$ для n четного равно $+\cos n\omega(T/2 - t)$.

идальный ток, с частотой этого контура (черт. 6). Это и представляет в основе принцип повышения частоты посредством сильно насыщенных трансформаторов.

Выбор наивыгоднейших соотношений.

Какой же нужно взять колебательный, в нашем случае рабочий контур, чтобы получить наилучшее действие?

Мы уже сказали, что, когда ко вторичной обмотке трансформатора приключают рабочий контур, то в нем *появляется* ток со собственными ему колебаниями. Если теперь оставить этот рабочий контур приключенным на продолжительное время, то он будет все время подвергаться периодическим ударам напряжения, и раз возбужденный ток будет тогда уже продолжаться. Но чтобы действия этих ударов складывались, а не противоречили бы друг другу, они должны наступать в надлежащее время, то есть, тогда как положительный удар напряжения вызывает положительную полуволну тока, отрицательный удар напряжения должен последовать как раз тогда, когда в рабочем контуре протекает отрицательный ток. Это условие будет выполнено, если собственная частота контура, который получает удары, равна частоте какой-нибудь из гармонических нашей кривой по черт. 5. Продолжительность периода собственной частоты равна:

$$\tau = \frac{T}{n}, \quad (5)$$

или вторичная круговая частота:

$$\omega_2 = n\omega, \quad (6)$$

причем n по предидущему есть положительное нечетное число ($n = 3, 5, 7$ и т. д.) черт. 6.

Это является первым условием для повышения частоты без намагничивания постоянным током.

Из черт. 5 и 6 видно, что нецелесообразно делать продолжительность удара кривой напряжения $2t$, больше $\frac{\tau}{2}$. Так как в противном случае после перемены направления тока в рабочем контуре противоположный удар напряжения продолжился бы, и, следовательно, вторичный ток оказался бы заторможенным и уменьшенным.

Это второе условие для хорошего действия трансформатора частоты.

Можно-ли делать продолжительность удара $2t$, меньше $\frac{\tau}{2}$, —

этого непосредственно решить нельзя. Но дальше мы аналитическим путем докажем, что фактически наилучшие соотношения будут, когда трансформатор так рассчитан и питается таким током, чтобы приближенно

$$2 t_s = \frac{\tau}{2}. \quad (7)$$

Это является третьим условием для хорошего действия трансформатора частоты.

Из ур-ий (5) и (7) следует, что при хороших условиях умножения частоты

$$n = \frac{T/4}{t_s}. \quad (8)$$

С другой стороны из ур-ия (1) следует:

$$\omega t_s = \arcsin \frac{i_s}{I}. \quad (9)$$

Отсюда вместе с (8) имеем:

$$n = \frac{\pi}{2} : \arcsin \frac{i_s}{I}, \quad (10)$$

или:

$$i_s = I \sin \frac{\pi/2}{n}. \quad (11)$$

Из ур-ия (10) видно, как им следует выбирать умножение частоты n , когда условия насыщения, т.-е. отношение $\frac{i_s}{I}$ даны. Ясно, что, чем больше максимальный ток I при данном i_s , тем больше следует брать умножение. Ур-ие же (11) показывает, как следует выбирать насыщение, когда дано умножение n .

Пример: $n = 3$.

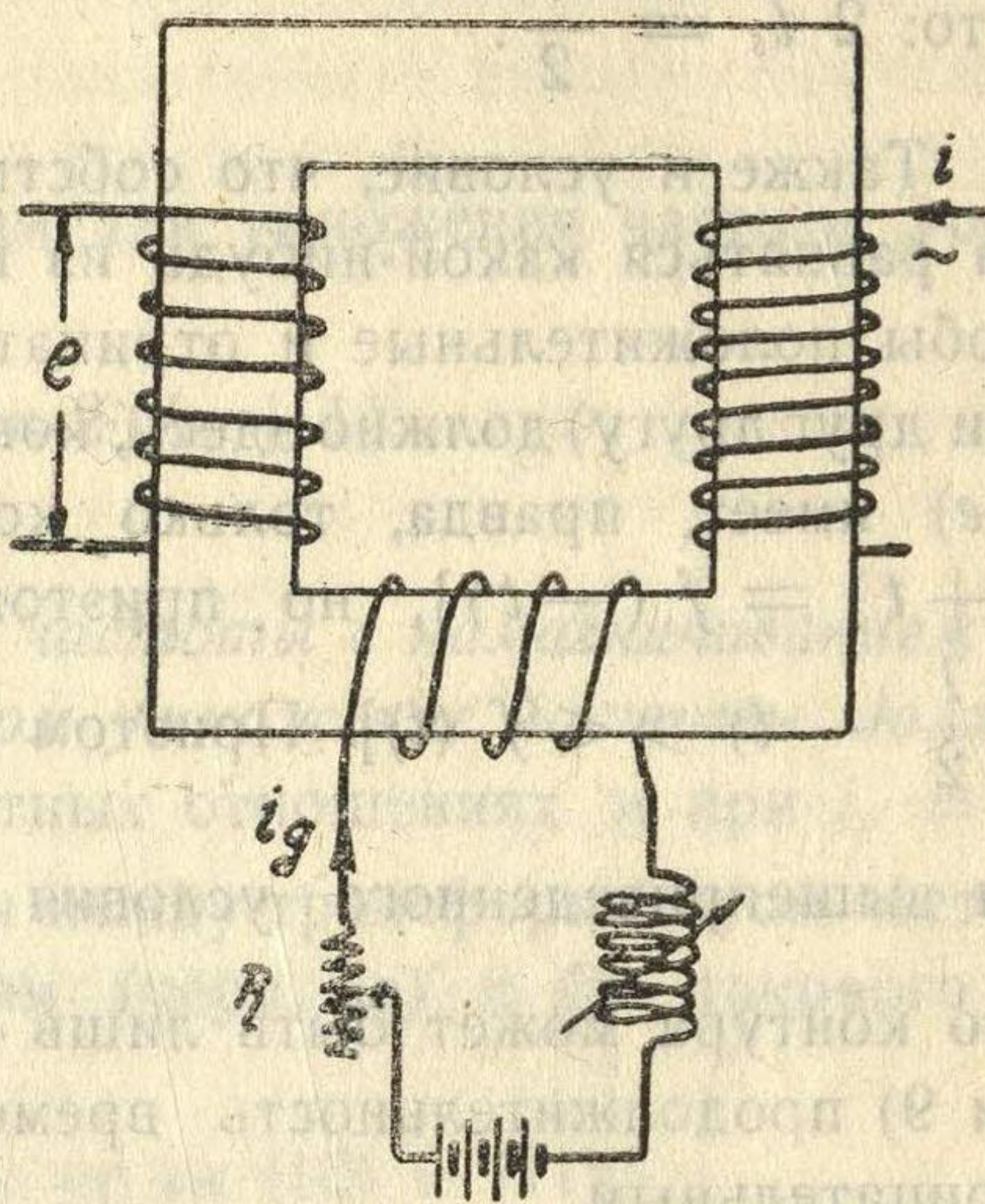
$$i_s = I \sin \frac{\pi/2}{3} = I \sin 30^\circ = 0,5 I; \quad (11 a)$$

$$i_s = I \sin \frac{\pi/2}{5} = I \sin 18^\circ = 0,309 I. \quad (11 b)$$

В₁. Трансформатор частоты с сердечником, намагниченным постоянным током.

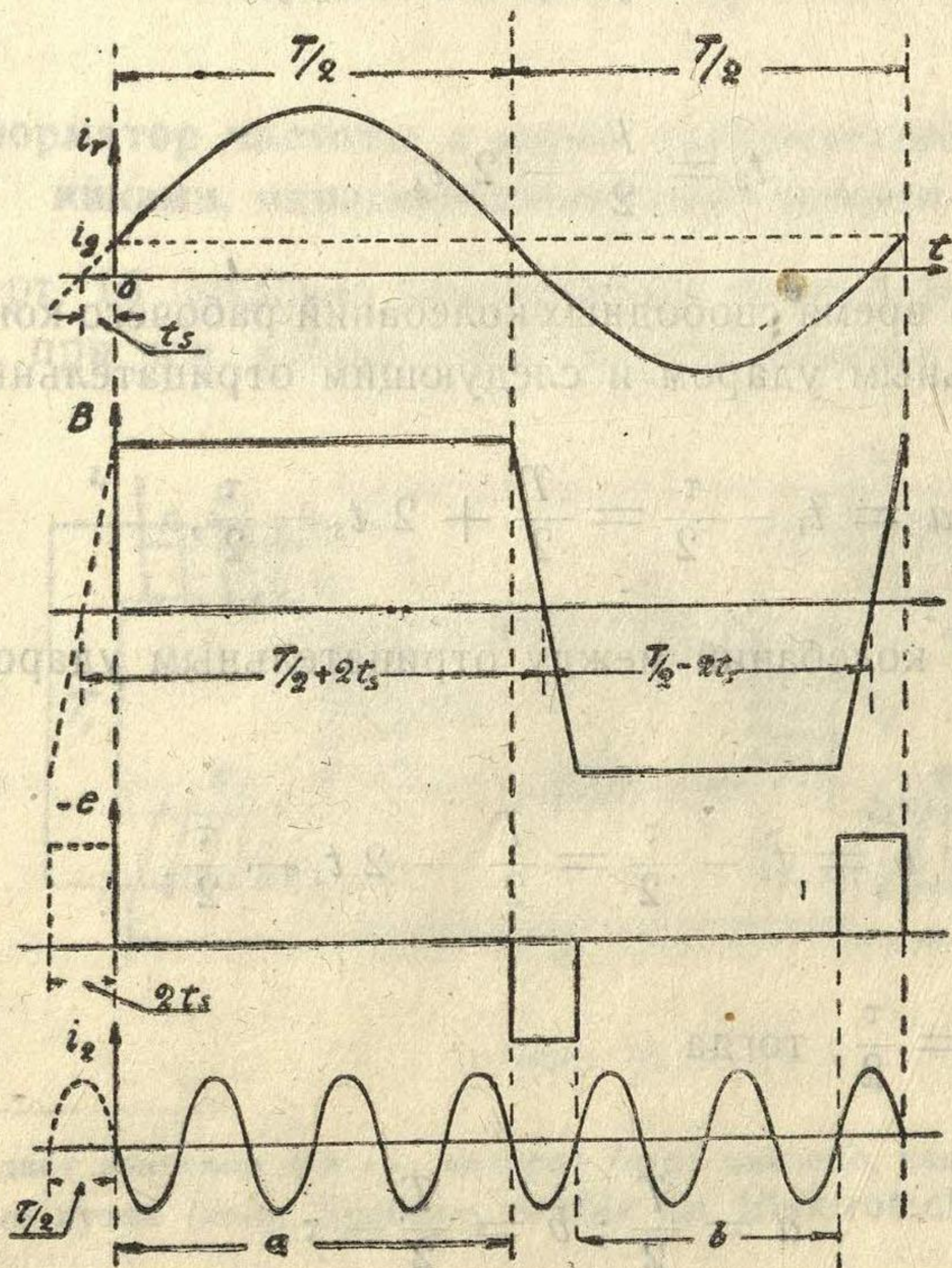
Переменный ток в первичной обмотке, т.-е. его ампервитки на см должны быть те же, что и без намагничивания постоянным током; $i = I \sin \omega t$. Но сюда следует еще добавить намагничивание постоянным током от AW_g на см $= i_g$ (черт. 1 а). Для простоты допустим:

$$i_g = i_s, \quad (12)$$



Черт. 1 а.

т.-е. трансформатор частоты должен быть предварительно намагничен постоянным током до полного насыщения B_s . При этих условиях результирующие ампервитки на см. трансформатора частоты будут такими, как изображено на черт. 7, кривая-же намагничения—как на черт. 8; кривая напряжения ($-e$) при этом будет, как на черт. 9, и вторичный ток, когда удары наступают в надлежащее время, как на черт. 10.



Черт. 7.

Черт. 8.

Черт. 9.

Черт. 10.

Отсюда следует, что удары напряжения имеют совершенно тот же вид и величину, что и у трансформаторов без намагничивания постоянным током, а следовательно и условия ур-ий (2) и (3) должны в этом случае также быть верными, т.-е. для хорошей работы, должно иметь место: $2 t_s = \frac{\tau}{2}$.

Также и условие, что собственная частота рабочего контура должна равняться какой-нибудь из высших гармоник кривой напряжения (чтобы положительные и отрицательные удары напряжения содействовали друг другу) должно здесь, конечно, сохраниться. Кривая напряжения ($-e$) имеет, правда, только косинусоидальные слагаемые [так как $f(+t) = f(-t)$], но при этом как четные, так и нечетные [ибо $f(\frac{T}{2} - t) > < f(t)$]. При этом можно заметить, что в случае нарушения вышеприведенного условия ($2 t_s = \frac{\tau}{2}$) собственная частота рабочего контура может быть лишь четным числом. Действительно, (черт. 8 и 9) продолжительность времени между положительным ударом и отрицательным

$$t_1 = \frac{T}{2} + 2 t_s,$$

и время между отрицательным ударом и следующим положительным ударом

$$t_2 = \frac{T}{2} - 2 t_s.$$

Следовательно время свободных колебаний рабочего контура между первым положительным ударом и следующим отрицательным

$$a = t_1 - \frac{\tau}{2} = \frac{T}{2} + 2 t_s - \frac{\tau}{2},$$

и время свободных колебаний между отрицательным ударом и вторым положительным

$$b = t_2 - \frac{\tau}{2} = \frac{T}{2} - 2 t_s - \frac{\tau}{2}.$$

Положим $2 t_s = \frac{\tau}{2}$; тогда

$$a = \frac{T}{2}; b = \frac{T}{2} - \tau. \quad (13)$$

Теперь из черт. 9 и 10 можно заключить, что число свободных колебаний должно быть *целым* числом, чтобы удары напряжения содействовали друг другу. Следовательно

$$a = k_1 \tau, b = k_2 \tau, \quad (14)$$

где k_1 и k_2 целые числа.

Обращаясь к ур-ию (13), получим для умножения частоты ур-ие

$$n = \frac{T}{\tau_1} = 2k_1 = 2(k_2 + 1). \quad (15)$$

Поэтому для трансформатора частоты с намагничиванием постоянным током и одним сердечником умножение частоты должно быть четным числом (при благоприятных отношениях и при $i_g = i_s$).

Кроме этой нет никакой разницы между трансформатором частоты с намагничиванием постоянным током (черт. 1а) и без такового по черт. 1 (предполагая, что $i_g = i_s$).

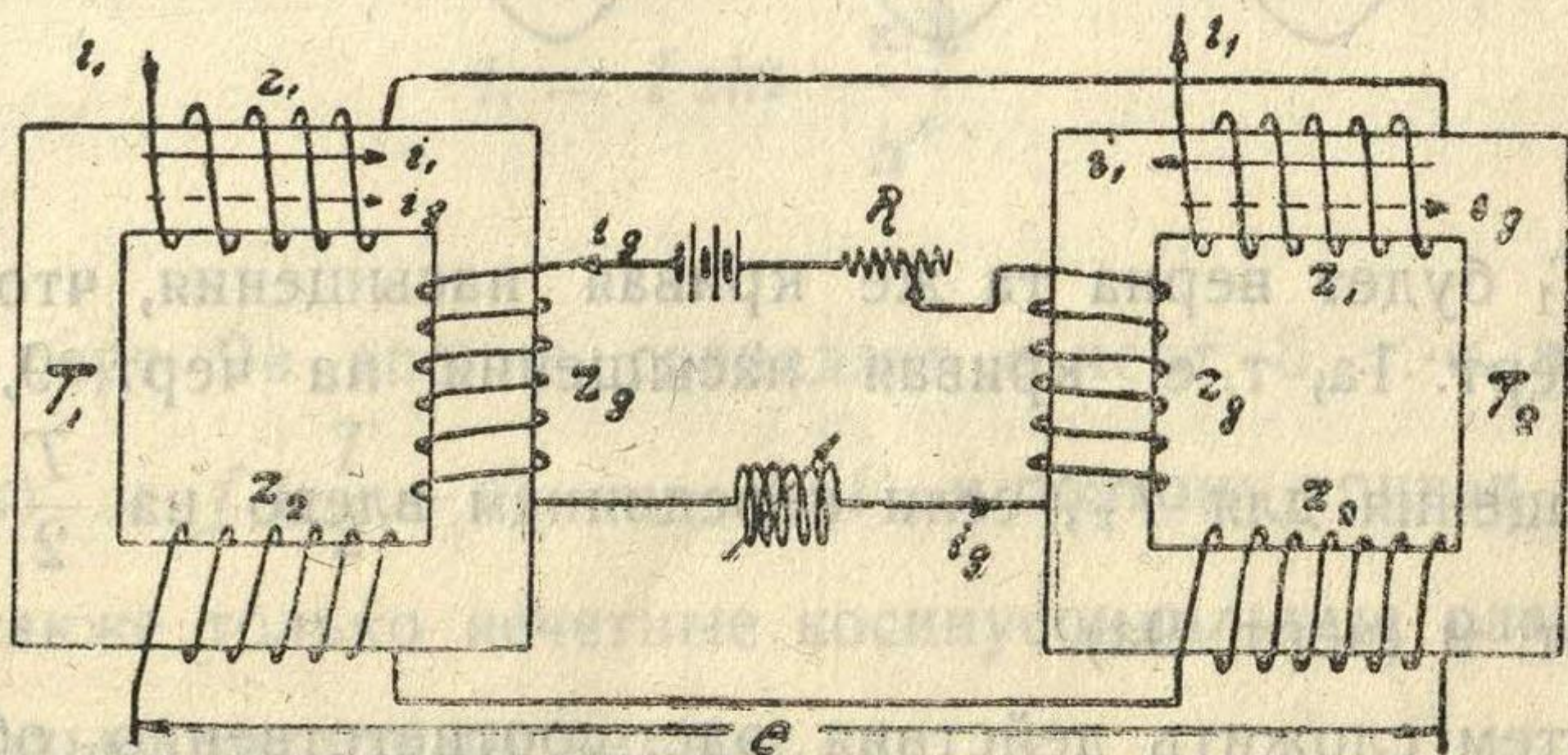
Поэтому для него будут верны и ур-ия (10) и (11).

Пример: $n = 2; i_g = i_s = I \sin \frac{\pi/2}{2} = 0,707 I^1$.

$$n = 4; i_g = i_s = I \sin \frac{\pi/2}{4} = 0,383 I.$$

В₂. Трансформатор частоты с двумя включенными навстречу сердечниками, намагниченными постоянным током.

На черт. 16 показано схематически известное устройство трансформатора, при чем направление намагничивания переменным током

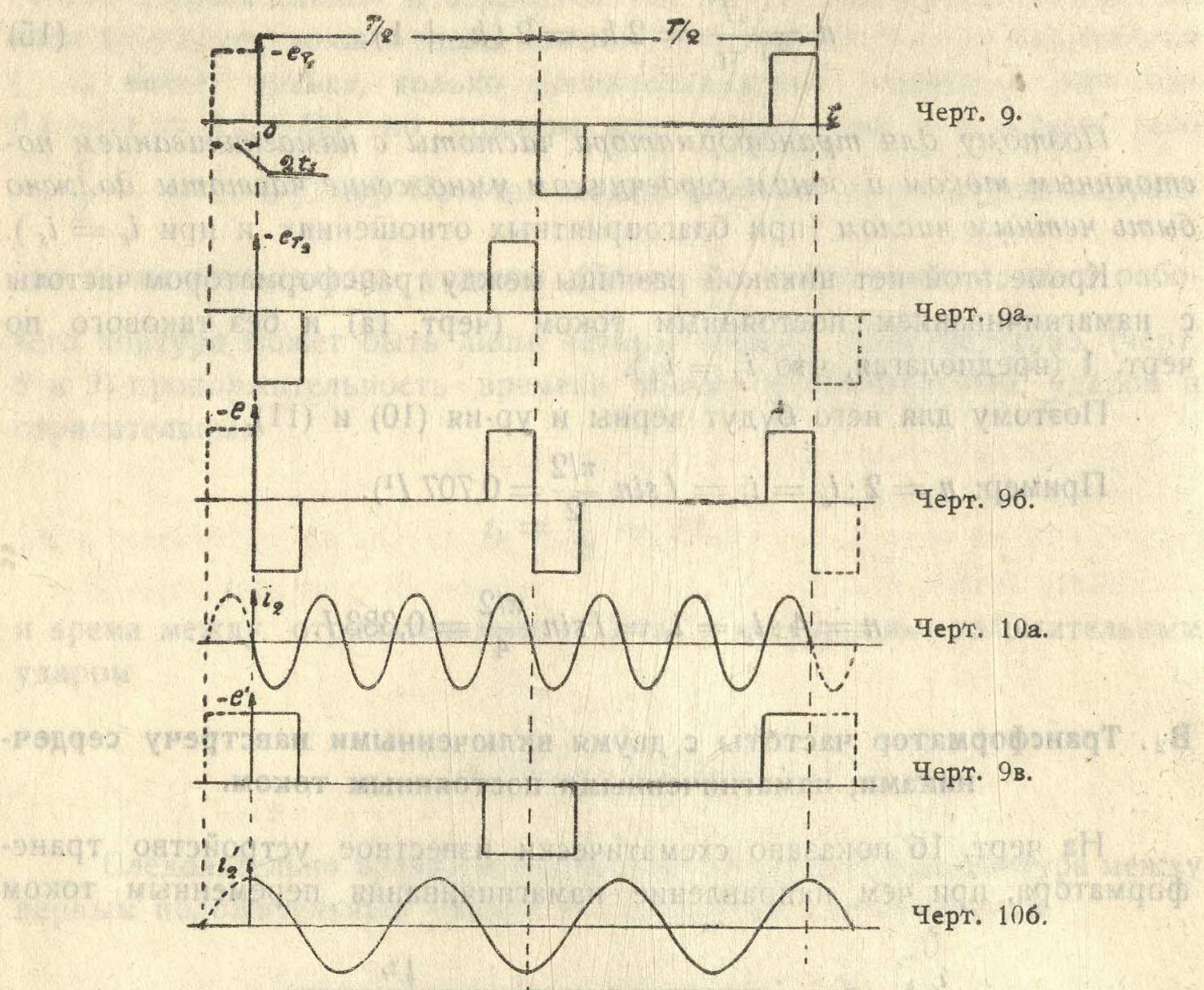


Черт. 16.

¹) Это дает значение для i_g , которое было найдено, как вполне пригодное, совершенно иным путем (напр. Дрейфус, Archiv für Elektrotechnik. 1914), а кроме того и практикой.

изображено сплошными стрелками, а направление намагничивания постоянным током пунктирными.

Так как оба сердечника соединены навстречу только относительно намагничивания постоянным током, во всем же остальном одинаковы и сходны с сердечником на черт. 1а, то мы можем прямо перенести наши общие рассуждения относительно трансформаторов черт. 1а на каждый отдельный сердечник черт. 1б. Если мы теперь допустим, что для



сердечника T_1 будет верна та же кривая насыщения, что и для сердечника на черт. 1а, т.-е. кривая насыщения на черт. 9, то получим кривую насыщения для T_2 , если передвинем влево на $\frac{T}{2}$ кривую насыщения черт. 9 (черт. 9а).

Если затем сложить действия эдс, соответственно обоих сердечников, для чего следует вторичную обмотку Z_2 (черт. 1б) включить в одном направлении с обмоткой постоянного тока Z_g , то получим результирующую кривую напряжения черт. 9б. Из черт. 10а видно, что ничего не изменилось относительно рабочего контура, кроме того, что за положительным ударом немедленно следует отрицательный, и

что время свободных колебаний уменьшилось. Поэтому все наши рассуждения, приведенные относительно черт. 1а, верны и для черт. 1б.

В обмотках переменного тока Z_1 эдс обоих сердечников, наоборот, вычитаются. Следовательно результирующую кривую напряжения обмотки переменного тока мы получим, если возьмем обратное значение напряжения из черт. 9а и приложим к нему кривую 9, как показано на черт. 9в. Таким образом получают симметричную кривую напряжения, продолжительность удара которой вдвое больше, чем в прежних случаях.

Значит, если в предидущих случаях целесообразная продолжительность собственных колебаний рабочего контура была $\tau = 4t_s$, то теперь эта продолжительность времени будет

$$\tau' = 8t_s. \quad (16)$$

Целесообразную степень умножения обозначим в этом случае через n^x ; тогда $n^x = \frac{T}{8t_s}$ и $t_s = \frac{T}{8n^x}$.

$$\omega t_s = \frac{2\pi \nu T}{8n^x} = \arcsin \frac{i_s}{I};$$

и так как $\nu T = 1$, то

$$n^x = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{\arcsin \frac{i_s}{I}}, \quad (10a)$$

$$i_s = I \sin \frac{\pi/2}{n^x} \quad (11c)$$

В остальном черт. 9в вполне совпадает с черт. 5, т.-е. в нем также $f(x) = f(-x)$ и $f(\frac{T}{2} - t) = -f(t)$, и поэтому кривая напряжения 9в содержит также только нечетные косинусоидальные слагаемые и n^x может быть только нечетным числом.

Пример: $n^x = 3$.

$$i_s = I \sin \frac{\pi/4}{3} = I \sin 15^\circ, \quad (11d)$$

$$n^x = 5.$$

$$i_s = I \sin \frac{\pi/4}{5} = I \sin 9^\circ. \quad (11e)$$

Сравнивая ур-ия (11d) и (11e) с ур-иями (11a) и (11b), видим, что для одного и того же значения i_s переменный ток, при намагничивании постоянным током, должен быть значительно больше, чем без намагничивания постоянным током, что, конечно, является невыгодным.

П Р И Л О Ж Е Н И Е.

Мы сказали, что вполне целесообразно избирать соотношения в трансформаторах частоты так, чтобы или $2 t_s = \frac{\tau}{2}$, или, что то же, чтобы

$$\frac{T/4}{t_s} = n.$$

Приводим здесь доказательство этого положения. Для этой цели будем исходить из максимального напряжения трансформатора. В зависимости от него находятся как изоляция, так и потери в железе и в паразитных токах: чем больше напряжение, тем лучше должны быть изолированы обмотки, и тем больше будут названные потери. Следовательно для каждого трансформатора имеется некоторое максимальное напряжение, которого по конструктивным и экономическим соображениям не следует превосходить. С другой же стороны его нельзя делать меньше дозволенного, так как иначе мощность трансформатора будет мала. Таким образом максимальное напряжение является основанием для расчета трансформатора частоты. Если выбрано напряжение, то дальше уже можно задать вопрос: как выбирать $\frac{T/4}{t_s}$, чтобы рабочее напряжение, а соответственно и отношение этого напряжения к выбранному максимальному напряжению было наибольшим? На этот вопрос дает ответ разложение B —кривой в ряд Фурье.

Если разложить кривую поля черт. 4 в ряд Фурье, то получим

$$B = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{h}{\omega} (\sin \omega t_s \cdot \sin \omega t + \frac{\sin 3\omega t_s}{3^2} \sin 3\omega t + \dots), \quad (1)$$

где

$$h = \frac{B_s}{t_s}. \quad (2)$$

Ур-ие для n -ой гармоники будет:

$$B_n = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{h}{\omega} \cdot \frac{\sin(n \omega t_s)}{n^2} \cdot \sin n \omega t. \quad (3)$$

Поэтому уравнение напряжения n -ой гармоники будет:

$$-e_n = \frac{dB_n}{dt} = \frac{4}{\pi} h \frac{\sin(n \omega t_s)}{n} \cdot \cos n \omega t, \quad (4)$$

а n -ая амплитуда равна:

$$-E_n = \frac{4}{\pi} \cdot h \frac{\sin(n \omega t_s)}{n}; \quad (5)$$

h — есть ничто иное, как максимальное значение напряжения; из ур-ия (5), следовательно, видно, что, когда t_s принимают переменным, отношение значения амплитуды какой-нибудь гармоники к максимальному напряжению изменяется по закону синуса, и что это отношение будет наибольшим, когда

$$n \omega t_s = k \pi / 2,$$

где $k = 1, 3, 5, 7$ и т. д.; или

$$\frac{\pi}{2 \omega t_s} = \frac{T/4}{t_s} = \frac{n}{k}. \quad (6)$$

Следовательно мы можем высказать такое положение: чтобы отношение

амплитуда напряжения n -ой гармоники
максимальное напряжение трансформатора

было наибольшим, трансформатор следует рассчитать так, чтобы

$$\frac{T/4}{t_s} = \frac{n}{k}.$$

С этой точки зрения k могло бы иметь все нечетные положительные значения, 1, 3, 5 и т. д., т. е. могло бы быть

$$\frac{T/4}{t_s} = n, \frac{T/4}{t_s} = \frac{n}{3}, \frac{T/4}{t_s} = \frac{n}{5} \text{ и т. д.}$$

Но можно доказать, что абсолютные значения амплитуд напряжения тем больше, чем больше значение $\frac{T/4}{t_s}$. Поэтому наиболее целесообраз-

ным будет выбирать $\frac{T/4}{t_s} = n$.

Доказательство того, что абсолютные значения напряжений повышаются с повышением значений $\frac{T/4}{t_s}$.

Если положить, что вообще

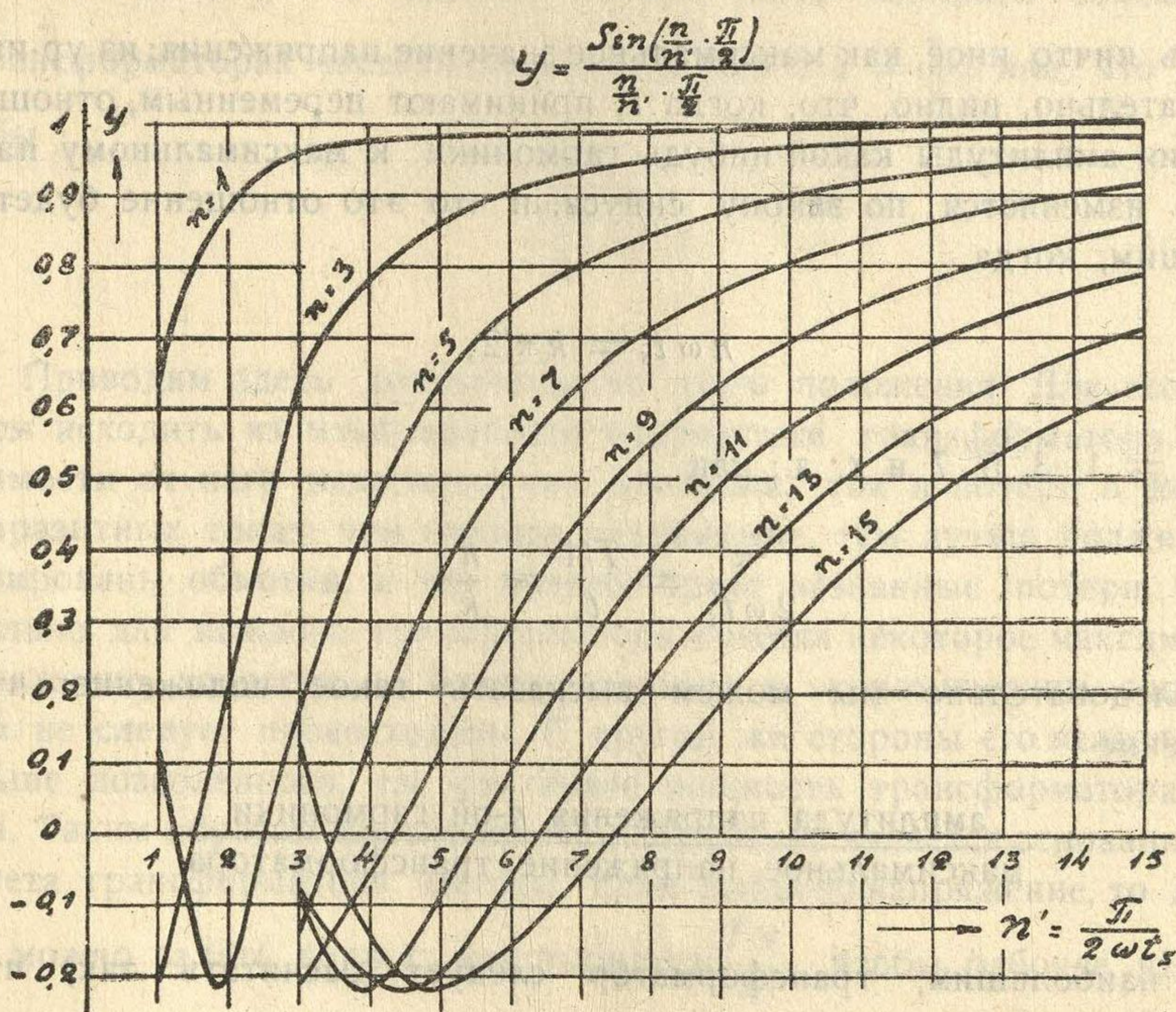
$$\frac{T/4}{t_s} = n', \quad (7)$$

то

$$t_s = \frac{T/4}{n'} \quad (8)$$

и

$$\omega t_s = \frac{\omega T/4}{n'} = \frac{\pi}{2 \cdot n'}. \quad (9)$$



Черт. II.

Если подставить это значение t_s в ур-ие (3) и принять во внимание, что $h = \frac{B_s}{t_s}$, то получим для напряжения n -ой гармоники уравнение

$$-e_n = \frac{4 \omega B_s}{\pi} \cdot \frac{\sin(\frac{n}{n'} \cdot \frac{\pi}{2})}{\frac{n}{n'} \cdot \frac{\pi}{2}} \cdot \cos n \omega t, \quad (10)$$

или

$$-e_n = \frac{4 \omega B_s}{\pi} \cdot f(\alpha) \cdot \cos n \omega t,$$

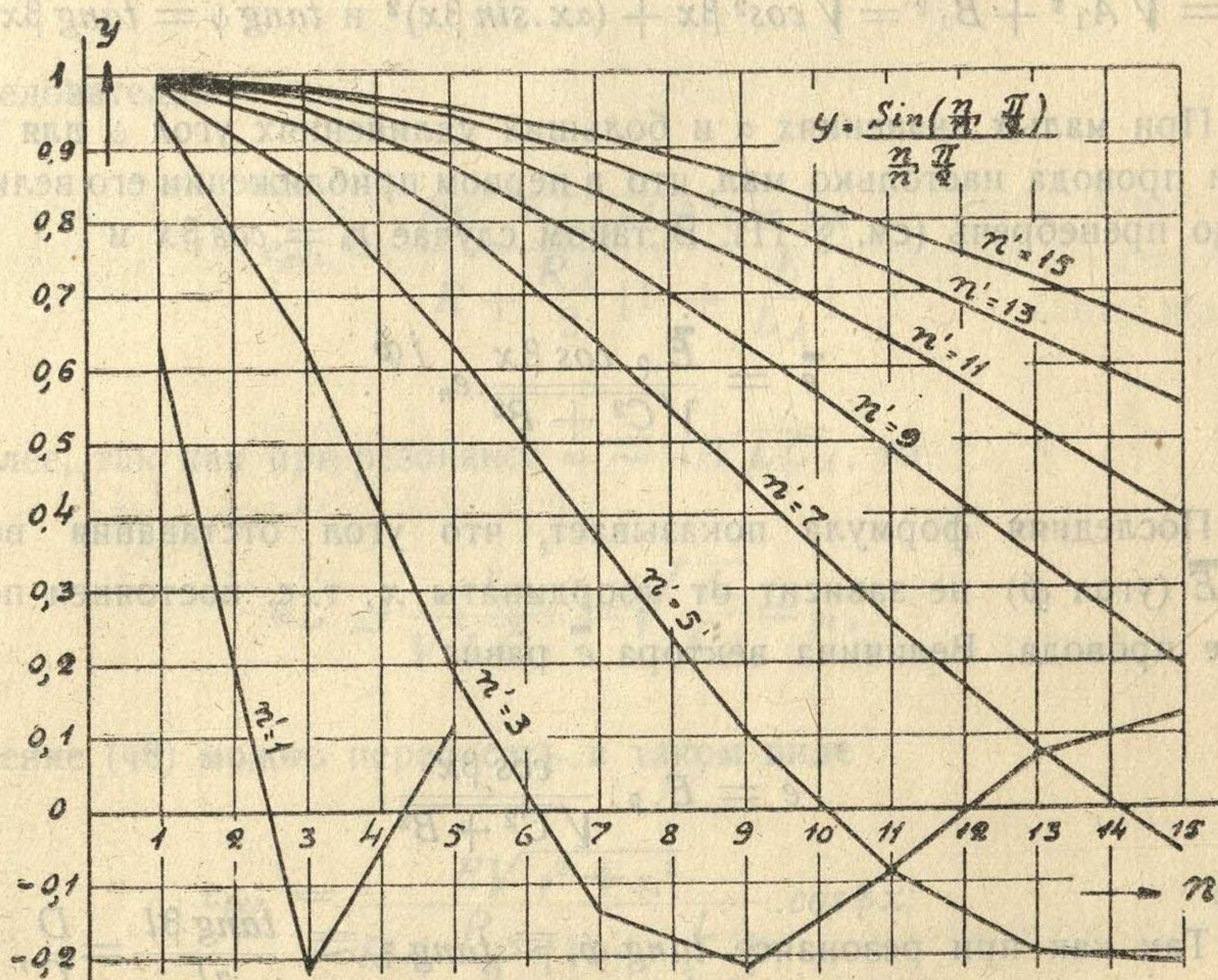
где

$$f(\alpha) = \frac{\sin\left(\frac{n}{n'} \cdot \frac{\pi}{2}\right)}{\frac{n}{n'} \cdot \frac{\pi}{2}} \quad (11)$$

и

$$\alpha = \frac{n}{n'} \cdot \frac{\pi}{2}. \quad (12)$$

Итак $f(\alpha)$ является мерой для амплитуд напряжения различных гармоник при переменном n/n' . Далее, в $f(\alpha)$ значение n может быть сделано постоянным, например, $n = 1, n = 3, n = 5$ при переменном n' , и тогда получается картина зависимости амплитуды каждой гармоники только от величины n' . Это показано на черт. 11. Из этого ряда кривых видно, что амплитуды всех гармоник повышаются с увеличением значения $n' = \frac{T/4}{t_s}$.



Черт. 12.

Эти же кривые показывают, что амплитуды всех гармоник асимптотично приближаются к значению 1, которого они достигают при $n' = \infty$ или $t_s = 0$. Для полноты приведена еще на черт. 12 зависимость $f(\alpha)$ от величины n при постоянных значениях n' .

(Доставлена в редакцию на немецком языке 2 VI. 1925 г.).

Анализ работы генератора высокой частоты на радиосеть.

Проф. М. В. Шулейкин и В. К. Виторский.

(Окончание со стр. 258).

§ 8. Напряжение в любой точке провода определяется по величине и фазе уравнением (37). Полагая, что при малой величине $\alpha \cosh \alpha x = 1$ и $\sinh \alpha x = \alpha x$, получим

$$\bar{e} \approx \frac{\cos \beta x - j \alpha x \sin \beta x}{C - j D} \cdot \rho \cdot \bar{E} = \bar{E} \cdot \rho \cdot \frac{r_3}{r_2} \cdot e_n^{j(\phi - \psi)}$$

В данном случае

$$r_3 = \sqrt{A_1^2 + B_1^2} = \sqrt{\cos^2 \beta x + (\alpha x \sin \beta x)^2} \text{ и } \tan \psi = \tan \beta x \cdot \alpha x.$$

При малых значениях α и больших удлинениях угол ψ для любой точки провода настолько мал, что в первом приближении его величиной можно пренебречь (см. § 11). В таком случае $r_3 = \cos \beta x$ и

$$\bar{e} = \frac{\bar{E} \cdot \rho \cdot \cos \beta x}{\sqrt{C^2 + B^2}} \cdot e_n^{j\phi}.$$

Последняя формула показывает, что угол отставания вектора $\bar{e}$ от $\bar{E}$ (угол ϕ) не зависит от координаты x , т.-е. постоянен по всей длине провода. Величина вектора $\bar{e}$ равна

$$e = E \cdot \rho \cdot \frac{\cos \beta x}{\sqrt{C^2 + B^2}}.$$

Так как при резонансе $\tan \phi \approx \tan \xi \approx \frac{\tan \beta l}{\alpha l} = \frac{D}{C}$, то при больших удлинениях [т.-е. когда $\tan \beta l \approx \beta l$] $\tan \phi = \frac{D}{C} = \frac{\beta}{\alpha}$.

Далее, так как обычно $\alpha \ll \beta$, то отсюда следует, во-первых, что ϕ близок к $\frac{\pi}{2}$, а во-вторых, что $C^2 \ll D^2$.

Поэтому

$$e_{\text{рез.}} \approx \frac{E \cdot \rho \cdot \cos \beta x}{D}. \quad (44)$$

Подставляем сюда значение D (см. уравнение 30); полагая $\sinh \alpha l \approx \alpha l$ и $\sinh \alpha l \approx 1$ и вынося $\sin \beta l$ за скобку, получим:

$$e_{\text{рез.}} = \frac{E \cdot \rho \cdot \cos \beta x}{\sin \beta l \left[R + \alpha l \rho + \frac{\alpha l \cdot \omega L}{\tan \beta l} \right]}.$$

При условии настройки антенны в резонанс $\tan \beta l \approx \frac{\rho}{\omega L}$. Поэтому

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \beta l &= \frac{1}{1 + \tan^2 \beta l} = \frac{\rho^2}{\rho^2 + (\omega L)^2} \\ \cos^2 \beta l &= \frac{1}{1 + \tan^2 \beta l} = \frac{(\omega L)^2}{\rho^2 + (\omega L)^2} \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Следовательно

$$e_{\text{рез.}} = \frac{E V \sqrt{\rho^2 + (\omega L)^2} \cdot \cos \beta x}{R + \frac{R_A}{2} \left[1 + \frac{L}{L_A} \right]}. \quad (46)$$

Далее, так как при резонансе $\omega \approx 1/\sqrt{LC_A}$, то

$$\omega L \approx \frac{L}{\sqrt{LC_A}} = \sqrt{\frac{L}{C_A}} = \rho_1,$$

и уравнение (48) можно переписать в таком виде

$$e_{\text{рез.}} = \frac{E V \sqrt{\rho^2 + \rho_1^2}}{R + \frac{R_A}{2} \left[1 + \frac{L}{L_A} \right]} \cdot \cos \beta x. \quad (47)$$

При больших удлинениях $\rho^2 \ll \rho_1^2$, и формула упрощается:

$$e_{\text{рез.}} = \frac{E \rho_1}{R + \frac{R_A}{2} \left[1 + \frac{L}{L_A} \right]}. \quad (48)$$

Напряжение в пучности (т.е. при $x = 0$) равно

$$(e_x = 0)_{рез.} = \frac{E \cdot \rho_1}{R + \frac{R_A}{2} \left[1 + \frac{L}{L_A} \right]} \quad (49)$$

Поэтому уравнение распределения напряжения вдоль провода при резонансе можно представить и в таком виде:

$$e_{рез.} = (e_x = 0)_{рез.} \cdot \cos \beta x. \quad (48')$$

§ 9. Напряжение на верхнем конце удлинительной катушки находим из уравнения (37), полагая $x = l$ (см. черт. 1 стр. 240)

$$\begin{aligned} \bar{e}_{x=l} &= \left[\frac{\sqrt{A_1^2 + B_1^2}}{\sqrt{C^2 + D^2}} \cdot \bar{E} \cdot \rho \cdot e_n^{j(\phi - \psi)} \right]_{x=l} \approx \\ &\approx \frac{\bar{E} \cdot \rho \cdot \cos \beta l \sqrt{1 + \alpha^2 l^2 \tan^2 \beta l}}{\sqrt{C^2 + D^2}} \cdot e_n^{j(\phi - \psi_{x=l})} \end{aligned} \quad (50)$$

Если α мало, а удлинение провода велико, то величины C^2 и $\alpha^2 l^2 \tan^2 \beta l$ близки к нулю. В таком случае величина искомого напряжения равна

$$e_{x=l} \approx \frac{E \cdot \rho \cdot \cos \beta l}{D} = \frac{E \cdot \rho \cdot \cos \beta l}{\sin \beta l \left[R + \frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A} \right) \right]}$$

В случае резонанса

$$\frac{\cos \beta l}{\sin \beta l} = \frac{\omega L}{\rho} = \frac{\rho_1}{\rho},$$

и следовательно

$$e_{x=l} = \frac{E \cdot \rho_1}{R + \frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A} \right)} \quad (51)$$

Деля (48') на (50), находим

$$\frac{e_{x=0}}{e_{x=l}} = \frac{\sqrt{\rho^2 + \rho_1^2}}{\rho_1} = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^2}, \quad (52)$$

или-же

$$\frac{e_{x=0}}{e_{x=l}} = \frac{1}{\cos \beta l}. \quad (52^1)$$

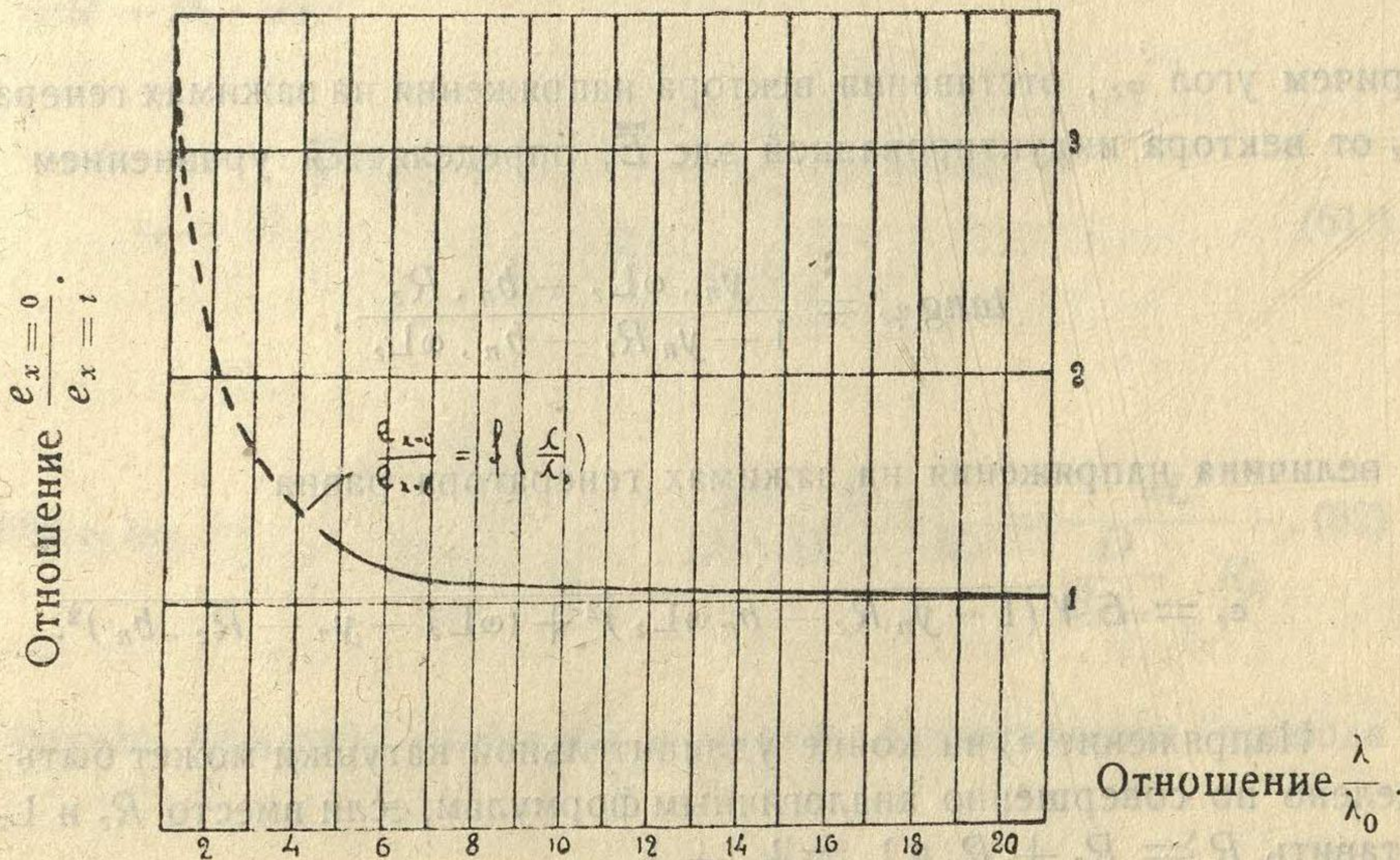
Если удлинение настолько велико, что $\rho^2 \ll \rho_1^2$, то

$$\frac{e_{x=0}}{e_{x=l}} \approx 1. \quad (53)$$

Таким образом напряжение на конце удлинительной катушки в этом случае приблизительно равно напряжению в пучности. Выражение (53) получается, если (49) разделить на (51). Формула (52¹) представлена графически на черт. 5. По оси абсцисс для большей наглядности отложен коэффициент удлинения антенного провода, т.е. отношение

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\text{рабочая волна}}{\text{собственная волна антенны}}, \quad ^1)$$

а по оси ординат—отношение $e_{x=0}:e_{x=l}$, т.е. отношение напряжения на верхнем конце антенны к напряжению на верхнем конце удлинительной катушки.



Черт. 5.

¹⁾ В приложении к настоящей статье показано, каким образом для различных коэффициентов удлинения подсчитывается величина βl , а следовательно и $\cos \beta l$ (см. таблицу 1).

§ 10. Напряжение на зажимах генератора. Обозначим ваттные сопротивления обмотки генератора и удлинительной катушки через R_z и R_y , а коэффициенты самоиндукции через L_z и L_y . Тогда $R = R_z + R_y$, $L = L_z + L_y$.

В общем случае напряжение на зажимах генератора $\bar{\epsilon}_z$ равно индуктированной эдс $\bar{E}$ минус полное падение напряжения в самом генераторе, т.-е.

$$\bar{\epsilon}_z = \bar{E} - \bar{i}_{x=l}(R_z - j\omega L_z). \quad (54)$$

Подставляем сюда значение силы тока в пучности согласно уравнения (37¹), которое предварительно перепишем в следующей форме:

$$\begin{aligned} \bar{i}_{x=l} &= \bar{E} \cdot \frac{A_{x=l} \cdot C - B_{x=l} \cdot D}{C^2 + D^2} + j \left[\frac{A_{x=l} \cdot D - B_{x=l} \cdot C}{C^2 + D^2} \right] = \\ &= \bar{E} [y_n + j b_n]. \end{aligned} \quad (55)$$

Имеем:

$$\epsilon_z = \bar{E} V(1 - y_n R_z - b_n \omega L_z)^2 + (\omega L_z \cdot y_n - b_n \cdot R_z)^2 e_n^{j\varphi_z}, \quad (56)$$

причем угол φ_z , отставания вектора напряжения на зажимах генератора $\bar{\epsilon}_z$ от вектора индуктированной эдс $\bar{E}$, определяется уравнением

$$\text{tang } \varphi_z = \frac{y_n \cdot \omega L_z - b_n \cdot R_z}{1 - y_n R_z - b_n \cdot \omega L_z}, \quad (57)$$

а величина напряжения на зажимах генератора равна

$$\epsilon_z = E \cdot V(1 - y_n R_z - b_n \omega L_z)^2 + (\omega L_z \cdot y_n - R_z \cdot b_n)^2. \quad (58)$$

Напряжение ϵ_y на конце удлинительной катушки может быть определено по совершенно аналогичным формулам, если вместо R_z и L_z подставить $R = R_z + R_y$ и $L = L_z + L_y$.

$$\bar{\epsilon}_y = \bar{\epsilon}_{x=l} = \bar{E} \cdot V(1 - y_n \cdot R - b_n \cdot \omega L)^2 + (\omega L \cdot y_n - R \cdot b_n)^2 \cdot e_n^{j\varphi_y};$$

$$e_{x=l} = V(1 - y_n R - b_n \cdot \omega L)^2 + (\omega L \cdot y_n - R \cdot b_n)^2. \quad (59)$$

Угол отставания φ_y векторов $\bar{\epsilon}_y$ от $\bar{E}$ определяется уравнением:

$$\operatorname{tang} \varphi_y = \frac{\omega L \cdot y_n - R \cdot b_n}{1 - y_n \cdot R - b_n \cdot \omega L}. \quad (60)$$

При условии настройки проводов в резонанс $y_n = \frac{B_{x=l}}{D}$; $b_n = 0$.

Поэтому

$$(\bar{\epsilon}_2)_{\text{рез}} = \bar{E} - \bar{E} \frac{B_{x=l}}{D} (R_2 - j\omega L_2) = \bar{E} \left[\left(1 - \frac{B_{x=l} \cdot R_2}{D}\right) + j\omega L_2 \cdot \frac{B_{x=l}}{D} \right]$$

модуль вектора $\bar{\epsilon}_2$ равен

$$\epsilon_2 = \frac{E \cdot B_{x=l}}{D} \sqrt{\left(\frac{D}{B_{x=l}} - R_2\right)^2 + \omega L_2^2};$$

в случае большого удлинения и малого сопротивления провода

$$\epsilon_2 \approx (i_{x=l})_{\text{рез}} \cdot \sqrt{\left[R_y + \frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A}\right)\right]^2 + (\omega L_2)^2}, \quad (61)$$

где $R_g = R - R_2$; или

$$\epsilon_2 = E \frac{\sqrt{\left[R_g + \frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A}\right)\right]^2 + (\omega L_2)^2}}{R + \frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A}\right)}; \quad (61^1)$$

$$(\operatorname{tang} \varphi_2)_{\text{рез}} = \frac{\omega L_2 \frac{B_{x=l}}{D}}{1 - \frac{B_{x=l}}{D} \cdot R_2} = \frac{\omega L_2 \cdot B_{x=l}}{D - B_{x=l} \cdot R_2} = \frac{\omega L_2}{\frac{D}{B_{x=l}} - R_2}. \quad (62)$$

В случае больших удлинений и малого сопротивления провода

$$(\operatorname{tang} \varphi_2)_{\text{рез}} \approx \frac{\omega L_2}{R_y + \frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A}\right)}. \quad (62^1)$$

Аналогичные выражения можно написать и для напряжения на конце удлинительной катушки:

$$\begin{aligned}
 (\epsilon_y)_{рез} = (e_x = 1)_{рез} &= E \frac{\sqrt{[\frac{R_A}{2}(1 + \frac{L}{L_A})]^2 + (\omega L)^2}}{R + R_{A/2} \cdot (1 + L/L_A)} \\
 &= (i_x = 1)_{рез} \cdot \sqrt{[\frac{R_A}{2}(1 + \frac{L}{L_A})]^2 + (\omega L)^2} \quad (63)
 \end{aligned}$$

т. к. обычно $(\omega L)^2 \gg [\frac{R_A}{2}(1 + \frac{L}{L_A})]$, то

$$(\epsilon_y)_{рез} \approx \frac{E \cdot \omega L}{R + \frac{L_A}{2} [1 + L/L_A]}.$$

Последнее выражение совпадает с выражением (51), полученным нами в предыдущем параграфе несколько иным путем.

Угол отставания $\bar{\epsilon}_y$ от $\bar{E}$ определяется уравнением

$$(tang \varphi_y)_{рез} = \frac{\omega L}{\frac{R_A}{2}(1 - \frac{L}{L_A})} = \frac{\rho_1}{\frac{R_A}{2}(1 + \frac{L}{L_A})}. \quad (64)$$

Отношение напряжения на зажимах генератора к напряжению на конце удлинительной катушки равно

$$\frac{(\epsilon_z)_{рез.}}{(\epsilon_y)_{рез.}} = \sqrt{\frac{[R_y + \frac{R_A}{2}(1 + \frac{L}{L_A})]^2 + (\omega L_z)^2}{[\frac{R_A}{2}(1 + \frac{L}{L_A})]^2 + (\omega L)^2}}. \quad (65)$$

§ 11. Сдвиги фаз (сводка полученных результатов¹⁾).

1) Фаза $\bar{e}_x$ относительно $\bar{i}_x$. В самом общем случае вектор напряжения в данной точке провода $\bar{e}$ сдвинут по фазе относительно вектора силы тока $\bar{i}$ в той же точке на угол $\varphi = \chi + \vartheta$. Угол ϑ не зависит от координаты x ; величина его определяется уравнением (18); если ваттная проводимость антенного провода $g = 0$, а омическое сопротивление его значительно меньше индуктивного ($r \ll x_L$), то $\vartheta \approx 0$. Угол $\chi = \xi - \psi$.

¹⁾ Диаграмма взаимного расположения отдельных векторов для случая резонанса приведена на черт. 6 стр. 372.

$$\operatorname{tang} \xi = \frac{\operatorname{tang} \beta x}{\operatorname{tangh} \alpha x} \approx \frac{\operatorname{tang} \beta x}{\alpha x}, \quad (26)$$

$$\operatorname{tang} \psi = \operatorname{tang} \beta x \cdot \operatorname{tangh} \alpha x \approx \operatorname{tang} \beta x \cdot \alpha x, \quad (27)$$

$$\operatorname{tang} \chi = \frac{\sin \beta x}{\sinh \alpha x} \approx \frac{\sin \beta x}{\alpha x}. \quad (28)$$

У вершины провода $\bar{e}$ отстает от $\bar{i}$ на угол χ , причем $\operatorname{tang} \chi_{x=0} = 0 = \frac{\beta}{\alpha}$. Так как обычно $\beta \gg \alpha$, то χ близок к 90° .

В случае отсутствия резонанса, при движении рассматриваемой точки к основанию провода угол χ изменяется периодически, проходя через нуль всякий раз, когда $\beta x = k \frac{\pi}{2}$, где k —любое целое число.

В случае резонанса при больших удлинениях и малом α имеем:

$$(\operatorname{tang} \chi_{x=0})_{\text{рез.}} = \frac{\beta}{\alpha}; \operatorname{tang} \beta l \approx \beta l = \frac{\rho}{\omega L} = \frac{\rho}{\rho_1}; \beta = \frac{\rho}{\rho_1 l}; \alpha = \frac{r}{2 \rho},$$

и следовательно

$$(\operatorname{tang} \chi_{x=l})_{\text{рез.}} = \frac{2 \rho^2}{R_A \rho_1}.$$

С приближением рассматриваемой точки к основанию провода $(\operatorname{tang} \chi)_{\text{рез.}}$ уменьшается, а следовательно уменьшается и угол χ ; у основания провода $(\operatorname{tang} \chi_{x=l})_{\text{рез.}} = \frac{\sin \beta l}{\alpha l}$; отношение

$$\frac{\operatorname{tang} \chi_{x=l}}{\operatorname{tang} \chi_{x=0}} = \frac{\sin \beta l}{\beta l}.$$

При достаточно больших удлинениях, например 3 и выше, $\sin \beta l \approx \beta l$ и стало быть

$$(\operatorname{tang} \chi_{x=l})_{\text{рез.}} \approx (\operatorname{tang} \chi_{x=0})_{\text{рез.}} = \frac{\beta}{\alpha};$$

следовательно, изменение угла сдвига фаз вдоль провода между напряжением в любой точке провода и силой тока в той-же точке настолько

мало, что в первом приближении им можно пренебречь. Иначе говоря, при достаточно больших удлинениях угол $\chi \approx \text{const}$, т.-е. не зависит от координаты x .

2) Фаза $\bar{i}$ относительно $\bar{E}$ определяется в общем случае углом $\phi - \xi^1$, причем $\text{tang } \phi = D/C$ (см. § 8). В случае резонанса

$$\text{tang } \phi = \text{tang } \xi_{x=l} = \frac{\text{tang } \beta l}{\alpha l}$$

т.-е. $\bar{i}_{x=l}$ совпадение по фазе с $\bar{E}$. По мере приближения к вершине провода угол ξ уменьшается; у вершины провода

$$\text{tang } \xi_{x=0} = \left(\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\text{tang } \beta x}{\alpha x} \right)_{x=0} = \frac{\beta}{\alpha} \approx \text{tang } \chi_{x=0};$$

следовательно

$$\text{tang } \xi_{x=0} = \text{tang } \xi_{x=l} \cdot \frac{\beta l}{\text{tang } \beta l}.$$

Если удлинение так велико, что $\text{tang } \beta l \approx \beta l$, то $\xi_{x=0} = \xi_{x=l} = \phi$, т.-е. по всей длине провода сила тока совпадает по фазе с индуктированной эдс.

3) Напряжение $\bar{e}$ в любой точке провода, определяемой координатой x , отстает по фазе²⁾ от вектора индуктированной в альтернаторе эдс $\bar{E}$ на угол $(\phi - \psi)$ (см. § 6). У вершины провода $\text{tang } \psi_{x=0} = 0$; у основания $\text{tang } \psi_{x=l} = \text{tang } \beta l \cdot \alpha l$.

При условии резонанса $\text{tang } \beta l \approx \frac{\rho}{\omega L}$; кроме того $\alpha l = \frac{rl}{2\rho} = \frac{R_A}{2\rho}$.

Поэтому

$$(\text{tang } \psi_{x=l})_{\text{рез.}} = \frac{R_A}{2\omega L} = \frac{R_A}{2\rho_1}.$$

Так как обычно $R_A \ll 2\omega L$, то $(\psi_{x=l})_{\text{рез.}}$ близок к нулю, т.-е. в первом приближении напряжение $\bar{e}$ в любой точке провода отстает от $\bar{E}$ на один и тот же угол ϕ , близкий к $\frac{\pi}{2}$. Вообще же говоря

¹⁾ Углом θ в дальнейшем мы пренебрегаем.

²⁾ Напоминаем, что в общем случае угол „отставания“ может быть как положительным, так и отрицательным.

в случае резонанса угол отставания $\bar{e}$ от $\bar{E}$ при движении от вершины провода к его основанию постепенно уменьшается от величины ϕ до ($\phi - \psi_x = 1$).

4) Напряжение на зажимах генератора отстает от индуктированной эдс на угол φ_2 , определяемый в общем случае уравнением (57), в случае резонанса — уравнением (62), а при больших удлинениях — уравнением (62¹).

5) Угол отставания напряжения на конце катушки $\bar{\epsilon}_y$ от вектора $\bar{E}$ определяется в соответствующих случаях уравнениями (60) и (64):

$$(\tan \varphi_y)_{\text{рез.}} = \frac{\omega L}{\frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A}\right)}. \quad (64)$$

Так как обычно $L \gg L_A$, то

$$(\tan \varphi_y)_{\text{рез.}} = \frac{2\omega L_A}{R_A} = \frac{\omega}{\Delta}, \quad (64^1)$$

где $\Delta = \frac{R_A}{2L_A}$.

Напряжение на конце удлинительной катушки $\bar{\epsilon}_y$ есть ничто иное, как напряжение в нижней точке антенного провода $\bar{e}_x = 1$; следовательно фазы этих векторов должны выражаться одной и той же формулой. Действительно, мы видели, что $\bar{e}_x = 1$ при резонансе отстает от $\bar{E}$ на угол $\phi - \psi_x = 1 \approx \phi$, причем

$$\tan \phi = \frac{\tan \beta l}{\alpha l} = \frac{\rho}{\omega L} \cdot \frac{2\rho}{R_A} = \frac{2\rho^2 \omega}{\omega^2 L R_A},$$

Подставляя сюда $\rho^2 = \frac{L_A}{C_A}$ и $\omega^2 \approx \frac{1}{L C_A}$, получим $\tan \phi \approx \frac{\omega}{\Delta}$, что совпадает с формулой (64¹).

На черт. 6 (стр. 374) представлено взаимное расположение всех векторов для случая резонанса.

§ 12. Мощность в антенне при резонансе.

Введем обозначения:

W — полная мощность, доставляемая генератором.

W_1 — мощность, поглощаемая ваттным сопротивлением генератора и удлинительной катушки.

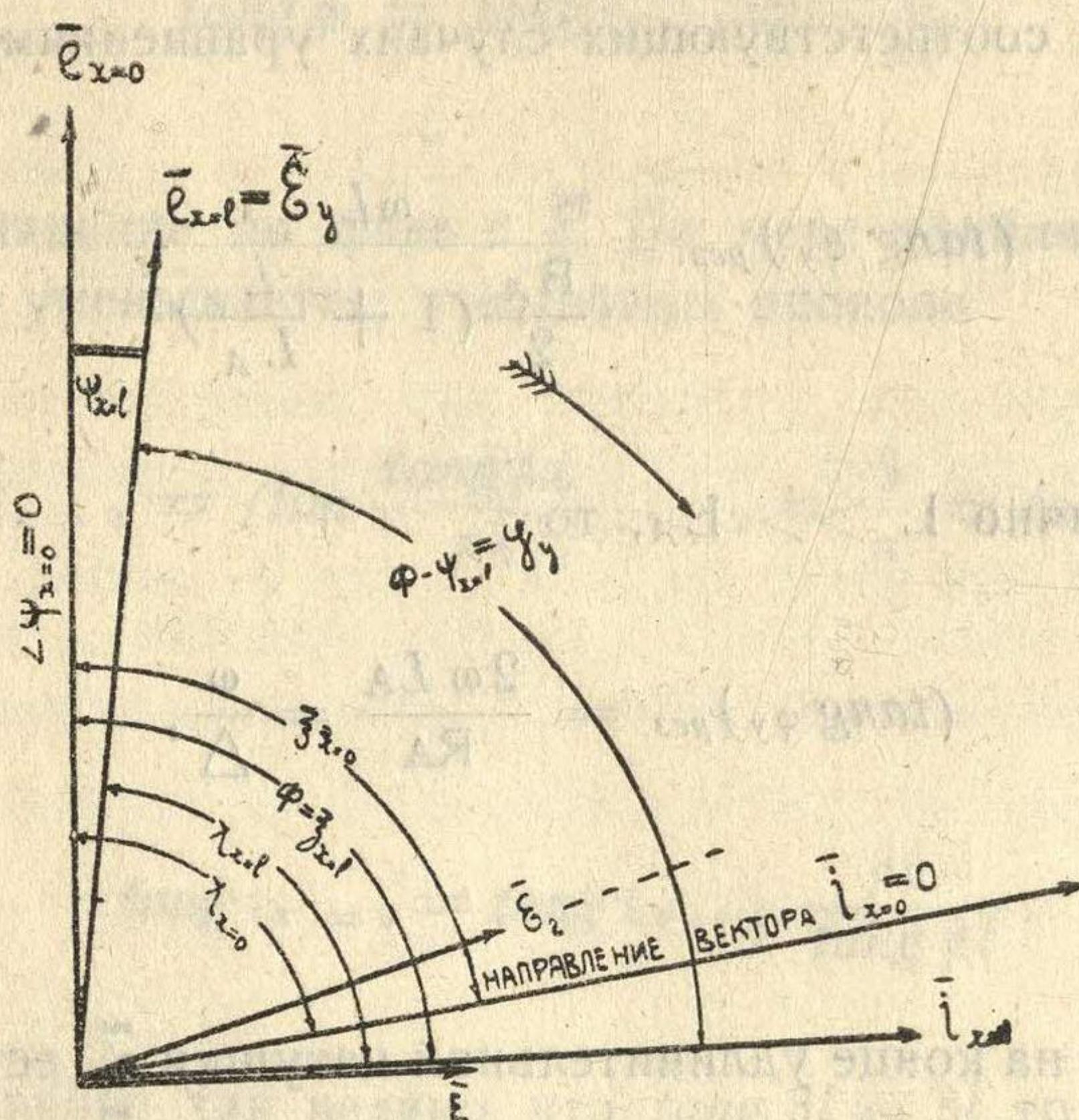
W_A — мощность, отдаваемая проводу (мощность в антенне).

Тогда

$$W = W_1 + W_A. \quad (65)$$

Далее

$$W_1 = \frac{R \cdot (i_x = l)^2_{рез. 1)}{2}. \quad (66)$$



Черт. 6.

Подставляя сюда значение $(i_x = l)_{рез.}$ согласно уравнения (40), получаем:

$$W_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{E}{R + \alpha l_p + \frac{\omega L}{\tan \beta l}} \right]^2 R.$$

При больших удлинениях и малом R_A

$$W_1 = \frac{E^2 R}{2 \left[R + \frac{R_A}{2} (1 + L/L_A) \right]^2}. \quad (67)$$

Вычислим мощность в антенне

$$W_A = \frac{r}{2} \int_0^l (i_{рез.})^2 dx. \quad (68)$$

1) $(i_x = l)_{рез.}$ — амплитуда тока в пучности.

Подставляя сюда значение $i_{рез.}$ из уравнения (43a), получим

$$W_A = \frac{r}{2} \int_0^l (i_x = l)^2_{рез.} \cdot \frac{\sin^2 \beta x}{\sin^2 \beta l} dx =$$

$$= \frac{r}{2 \sin^2 \beta l} \cdot (i_x = l)^2_{рез.} \cdot \frac{1}{\beta} \int_0^l \sin^2 \beta x d(\beta x).$$

Произведя интегрирование, найдем:

$$W_A = \frac{1}{2 \sin^2 \beta l} \left[\frac{E}{R + \frac{R_A}{2} \left(1 + \frac{L}{L_A}\right)} \right]^2 \cdot \frac{R_A}{2} \left[1 - \frac{\sin 2 \beta l}{2 \beta l} \right], \quad (69)$$

или

$$W_A = \frac{(i_x = l)^2_{рез.}}{2} \cdot \frac{R_A}{2} \left(\frac{1}{\sin^2 \beta l} - \frac{1}{\beta l \cdot \tan \beta l} \right). \quad (70)$$

Полная мощность

$$W = W_1 + W_A = \frac{(i_x = l)^2_{рез.}}{2} \left[R + \frac{R_A}{2} \left(\frac{1}{\sin^2 \beta l} - \frac{1}{\beta l \cdot \tan \beta l} \right) \right]. \quad (71)$$

Нетрудно убедиться, что с уменьшением βl , т.-е. с возрастанием удлинения, W_A стремится к нулю.

§ 13. Приложение 1.

Выясним на численном примере порядок величины $\Delta^2 = \left(\frac{r}{2L}\right)^2$, входящей в формулу (13a). Пусть длина вертикального провода $l = 100$ мт = = 10.000 см, а его диаметр $2q = 0,5$ см. Статическую емкость провода подсчитываем по формуле М. В. Шулейкина:

$$C_A = \frac{l}{4,605 \lg \frac{l}{\sqrt{3} \cdot q}} = \frac{10000}{4,605 \lg \frac{10000}{0,25 \cdot \sqrt{3}}} \approx 510 \text{ см.}$$

Емкость на 1 см длины провода равна

$$C = \frac{C_A}{10000} = 0,051 \text{ см} = 5,66 \cdot 10^{-14} \text{ Far.}$$

Самоиндукция на 1 см длины провода равна

$$L = \frac{1}{C} = \frac{1}{0,051} \approx 19,6 \text{ см} = 19,6 \cdot 10^{-9} \text{ Henry}.$$

Вычисляем далее:

$$\rho = \sqrt{\frac{L_{\text{Henry}}}{C_{\text{Far}}}} = \sqrt{\frac{19,6 \cdot 10^{-9}}{5,66 \cdot 10^{-14}}} \approx 590 \text{ } \Omega.$$

Нетрудно убедиться, что вычисление величины ρ можно производить по формуле

$$\rho = \frac{30}{C_{(\text{см})}} \text{ или же } \rho = 30 L_{(\text{см})},$$

где $C_{(\text{см})}$ и $L_{(\text{см})}$ емкость и самоиндукция на 1 см длины провода, выраженные в сантиметрах.

Для определения величины β имеем формулу (13а). Пусть рабочая длина волны $\lambda = 5000$ мт, т.-е. $n = 60000$ пер/сек. Тогда $\omega = 2\pi 60000 = 377000$; $\omega^2 = 142 \cdot 10^9$. Далее, пусть сопротивление антенного провода $R_A = 15 \text{ } \Omega$; сопротивление на 1 см длины провода $r = \frac{R_A}{l} = 0,0015 \text{ } \Omega$.

Тогда

$$\Delta = \frac{r}{2L} = \frac{0,0015}{2 \cdot 19,6 \cdot 10^{-9}} = 38300,$$

$$\Delta^2 = 1,4 \cdot 10^9.$$

Отсюда ясно, что, пренебрегая величиной Δ^2 по сравнению с ω^2 , мы делаем ничтожную ошибку, хотя сопротивление R_A было выбрано большим. Поэтому во всех практических случаях для вычисления β можно пользоваться приближенной формулой $\beta = \omega \sqrt{LC}$.

§ 14. ПРИЛОЖЕНИЕ 2.

Для облегчения пользования формулами настоящей статьи удобно заранее составить таблицу величин βl , $\tan \beta l$, $\cos \beta l$ и $\sin \beta l$ для различных удлинений антенны $k = \frac{\lambda}{\lambda_0}$, где λ и λ_0 — рабочая волна и собственная волна антенного провода. Имеем

$$\beta = \omega \sqrt{LC} = \frac{2\pi}{T.u} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{k\lambda_0}$$

(и скорость света).

Полагая, что $\lambda_0 = 4l$, найдем: $\lambda = 4kl$ и $\beta l = 2\pi \frac{l}{\lambda} = \frac{\pi}{2k}$ ¹⁾ или в градусах $(\beta l)^\circ = \frac{90}{k}$.

Задаваясь различными удлинениями k и пользуясь последними формулами и таблицами тригонометрических функций, составляем таблицу 1.

ТАБЛИЦА 1.

k	βl	$(\beta l)^\circ$	$\text{tang } \beta l$	$\sin \beta l$	$\cos \beta l$
1	1,57	90°	∞	1	0
1,4	1,12	75°	3,73	0,966	0,259
1,8	0,87	50°	1,912	0,766	0,643
2,2	0,715	40°54'	0,860	0,665	0,756
2,6	0,605	34°36'	0,690	0,568	0,823
3	0,524	30°	0,578	0,5	0,866
3,4	0,462	26°30'	0,498	0,446	0,895
3,8	0,414	23°40'	0,438	0,401	0,916
4,2	0,375	21°25'	0,392	0,365	0,931
4,6	0,342	19°35'	0,356	0,335	0,942
5	0,314	18°	0,325	0,309	0,951
6	0,262	15°	0,268	0,259	0,966
7	0,225	12°52'	0,228	0,222	0,975
8	0,197	11°15'	0,199	0,195	0,981
9	0,174	10°	0,1763	0,1736	0,985
10	0,157	9°	0,1584	0,1564	0,988
12	0,131	7°30'	0,1316	0,1305	0,991
15	0,105	6°	0,1051	0,1045	0,994
20	0,078	4°30'	0,0787	0,0784	0,997
30	0,052	3°	0,0524	0,0523	0,999

¹⁾ Если полагать, что для прямого провода $\lambda_0 = 4fl$, то формула для вычисления βl будет такова: $\beta l = \frac{\pi}{2fk}$.

Выясним порядок величины αl и $(\alpha l)^2$. Величину α вычисляем по формуле $\alpha = \frac{r}{2\rho}$. Задаваясь различными значениями $R_A = rl$, составляем таблицу 2.

ТАБЛИЦА 2.

R_A	2 Ω	5 Ω	10 Ω	15 Ω	20 Ω	25 Ω
αl	0,0017	0,00423	0,0085	0,0127	1,017	0,0212
$(\alpha l)^2$	0,0000029	0,000018	0,000072	0,000162	0,000289	0,00045

Из приведенных таблиц видно, что в уравнении (34) § 5-го величинами $(\alpha l)^2$ и $(\frac{\alpha l}{\tan \beta l})^2$ можно пренебречь по сравнению с единицей даже при весьма больших удлинениях. Так например, при $\lambda = 20\lambda_0 = 8000$ мт; $\tan \beta l = 0,0787$ и, если $R_A = 10 \Omega$, то

$$(\frac{\alpha l}{\tan \beta l})^2 = 0,0116.$$

Лишь при весьма больших λ и R_A величиной $(\frac{\alpha l}{\tan \beta l})^2$ пренебречь нельзя.

Пример. $\lambda = 8000$ мт. $R_A = 25 \Omega$

$$(\frac{\alpha l}{\tan \beta l})^2 = 0,0725.$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е 3.

Обозначения.

$b = 2\pi \cdot n \cdot C$ — безваттная проводимость на 1 погонный см длины антенного провода, где n число периодов альтернатора в сек.

C — емкость на 1 погонный см длины провода.

$\vec{e}$ и e — вектор и величина напряжения в любой точке провода.

$e_x = 0$ — напряжение в пучности (у верхнего конца провода).

$e_x = l = \epsilon_y$ — напряжение на верхнем конце удлинительной катушки.

$\vec{e}_x = l = \vec{\epsilon}_y$ — вектор напряжения на верхнем конце удлинительной катушки.

$\vec{\epsilon}_2$ и ϵ_2 — вектор и величина напряжения на зажимах генератора.

$\vec{E}$ и E — вектор и величина эдс генератора.

e_n — основание натуральных логарифмов.

g — ваттная проводимость на 1 погонный см длины провода.

$\vec{i}$ и i — вектор и величина силы тока в любой точке провода.

$\vec{i}_x = i$ и $i_x = i$ — вектор и величина силы тока в пучности (у основания провода).

$j = \sqrt{-1}$ — мнимая единица.

$k = \frac{\lambda}{\lambda_0}$ — удлинение провода, т.е. отношение рабочей длины волны к собственной длине волны провода.

l — длина антенного провода в см.

L — самоиндукция провода на 1 погонный см его длины.

L_A — полная самоиндукция провода.

$L = L_z + L_y$ — самоиндукция генератора и удлинительной катушки.

$R = R_z + R_y$ — ваттное сопротивление катушки и генератора.

r — ваттное сопротивление на 1 погонный см длины провода.

$R_A = r.l$ — полное ваттное сопротивление провода.

$W = W_1 + W_A$ — полная мощность, развиваемая генератором.

W_1 — мощность, поглощаемая омическим сопротивлением удлинительной катушки и обмотки генератора.

W_A — мощность, отдаваемая проводу (мощность в антенне).

u — скорость света.

x_L — индуктивное сопротивление на 1 погонный см длины провода.

x — расстояние любой точки провода от его вершины (текущая координата).

$$\vec{Z} = r - jx_L; \vec{Y} = g - jb; Z = \sqrt{r^2 + x_L^2}; Y = \sqrt{g^2 + b^2}.$$

$$\vec{w} = \sqrt{\frac{\vec{Z}}{\vec{Y}}} \cdot e_n^{j\vartheta}; w = \sqrt{\frac{Z}{Y}}.$$

$$\alpha = \frac{r}{2\rho} \text{ (значение } \rho \text{ см. ниже).}$$

$$\beta = \sqrt{LC} \cdot \sqrt{\omega^2 + \Delta^2} = \omega \sqrt{LC}, \text{ где } \omega = 2\pi n = \beta u; \Delta = \frac{r}{2L}.$$

$$\gamma = \arctang \frac{x_L}{r}; \delta = \arctang \frac{b}{g}; \vartheta = \frac{\delta - \gamma}{2}.$$

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}; \rho_1 = \omega L \approx \sqrt{\frac{L}{C_A}}.$$

$$\bar{v} = \alpha - j\beta.$$

$$\text{tang} \xi = \frac{\text{tang} \beta x}{\text{tangh} \alpha x} = \frac{\text{tang} \beta x}{\alpha x}.$$

$$\text{tang} \psi = \text{tang} \beta x \cdot \text{tangh} \alpha x = \text{tang} \beta x \cdot \alpha x.$$

$$x = \xi - \psi; \varphi = x + \vartheta.$$

φ_2 — угол сдвига фаз между напряжением на клеммах и индуцированной эдс генератора.

$$\text{tang} \phi = \frac{D}{C} \text{ (значения } D \text{ и } C \text{ см. ниже).}$$

$\bar{A}_1$ и $\bar{A}$, в §§ 2 и 3 — постоянные интегрирования дифф. уравнений.

$$A = \sinh \alpha x \cdot \cos \beta x \approx \alpha x \cdot \cos \beta x.$$

$$A_1 = \cosh \alpha x \cdot \cos \beta x \approx \cos \beta x.$$

$$B = \cosh \alpha x \cdot \sin \beta x \approx \sin \beta x.$$

$$B_1 = \sinh \alpha x \cdot \sin \beta x \approx \alpha x \cdot \sin \beta x.$$

$$C = [\cosh \alpha l (\rho \cos \beta l - \omega L \sin \beta l) + \sinh \alpha l \cdot R \cos \beta l].$$

$$D = [\sinh \alpha l (\rho \sin \beta l + \omega L \cos \beta l) + \cosh \alpha l \cdot R \sin \beta l].$$

$$y_n = \left(\frac{A l - B D}{C^2 + D^2} \right)_{x=l}; b_n = \left(\frac{A D - B C}{C^2 + D^2} \right)_{x=l}.$$

$$r_1 = \sqrt{A^2 + B^2}; r_2 = \sqrt{C^2 + D^2}; r_3 = \sqrt{A_1^2 + B_1^2}.$$

$$a = \rho - R, c = \rho + R, d = \omega L \text{ (в § 3-м).}$$

Москва.

Государственный Экспериментальный

Электротехнический Институт.

Февраль 1923 г.

Живые чертежи.

Применение стробоскопа для демонстрирования радиотелеграфных процессов.

Г. Флейшер.

1. **Идея живых чертежей.**— В № 3 первого тома „Техника Связи“ (стр. 101) уже говорилось об идее живых чертежей, с большой наглядностью и ясностью поясняющих многие трудно усвояемые физические процессы при обычном способе их лекционного объяснения. Особенно это относится к тонким вопросам теоретической радиотелеграфии, требующим для понимания очень напряженной работы воображения.

В кратких словах идея живых чертежей заключается в следующем.

Большинство радиотелеграфных электрических процессов представляет из себя периодические изменения различных электрических или магнитных величин в различных цепях. Обыкновенно для изображения этих изменений на чертеже пользуются прямоугольными осями координат, причем по оси абсцисс откладывается равномерно текущее время (в произвольном масштабе), а по оси ординат—мгновенные значения рассматриваемых величин, т.-е. сил токов, напряжений, магнитных потоков и т. п. Получающиеся кривые выражают законы изменений величин, и их изучение составляет в сущности теорию предмета. Кривые эти хорошо известны всякому электротехнику и при достаточном навыке очень помогают разбираться в изучаемых явлениях. Однако, как всякий, вероятно, помнит по себе, в начале понимание этих кривых дается не без труда, благодаря геометрическому изображению на этих чертежах времени. Если же приходится рассматривать одновременные, связанные друг с другом изменения в различных цепях (например работа искрового передатчика с ударным возбуждением), то понимание чертежа становится еще труднее.

Однако еще более трудно изобразить на чертеже такие процессы, которые не только периодически изменяются по времени, но и периодически-же изменяются вдоль какого-нибудь направления в пространстве; например распространение электромагнитной, или вообще всякой, волны, изменение напряжения и тока вдоль линейной антенны (стоячие волны) и проч.

Единственным способом изобразить эти процессы неподвижными чертежами является несколько согласованных друг с другом чертежей, каждый из которых дает изображение (кривые) изменений рассматриваемых величин по времени в данной точке избранной линии в пространстве (напр. антенны), а отдельные чертежи относятся к последовательным точкам этой линии. Для полного уяснения картины надо приготовить бесконечное количество таких чертежей, для каждой точки выбранной линии, а так как это невозможно, то ограничиваются обык-

новенно несколькими чертежами, соответствующими точкам, равноотстоящим друг от друга.

Для изображения помощью неподвижных чертежей таких явлений, когда происходит передвижение в пространстве каких-либо, хотя бы и невидимых, физических субстанций, как например электронов, магнитных и электрических сил и пр., приходится готовить отдельные чертежи, соответствующие различным последовательным моментам времени, на которых условно изображена „видимая“ мгновенная картина расположения электронов или силовых линий, соответствующая данному моменту. Опять-таки для полноты картины процесса необходимо бесконечное количество отдельных чертежей.

Чтобы связать мысленно отдельные чертежи—то относящиеся к отдельным моментам времени, то к отдельным точкам пространства—в один непрерывный процесс, требуется весьма нелегкая работа воображения.

Для облегчения этой работы и служат живые чертежи. На них совершенно отсутствует геометрическое изображение времени, так как сам процесс изменения—„жизни“—чертежа в действительности совершается во времени. Скорость этих изменений зависит от нас, и мы можем по произволу замедлять или ускорять „видимые“ изменения демонстрируемых величин, сохраняя, однако, законы и форму этих изменений. Замедляя, например, в несколько миллионов раз скорость движения электромагнитной волны, можно дать видимое живое изображение этого движения. Все изменения по времени различных величин вдоль какого-либо направления в пространстве легко и ясно показываются на живом чертеже, на котором изображено само это направление (например, антенна).

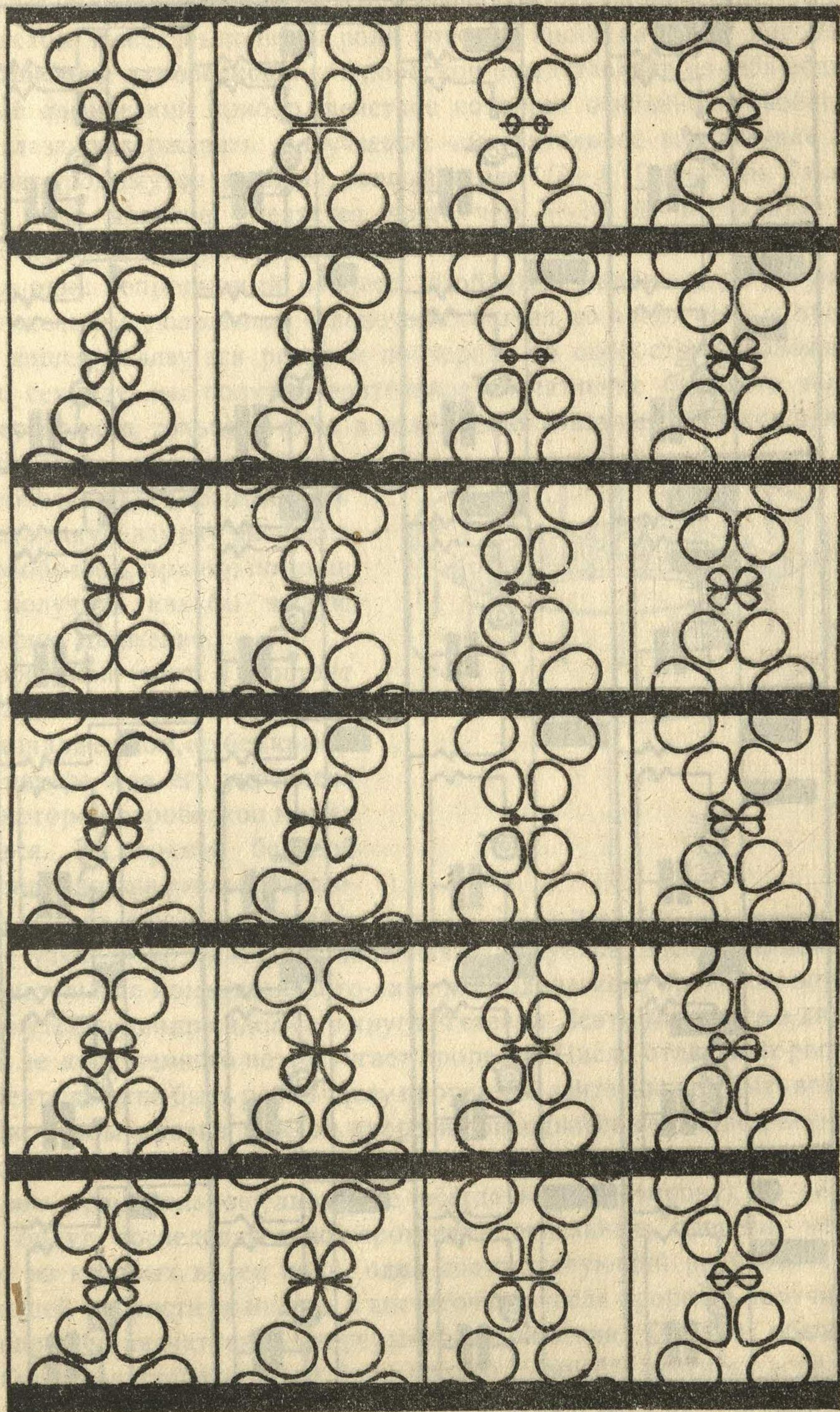
Разумеется, невидимые электрические и вообще физические, представляемые на чертежах величины приходится изображать условно видимыми обозначениями. Так, например, электроны можно изображать кружочками, линии электрических и магнитных сил—черными линиями, электродвижущие силы, силы тока, магнитные потоки и пр.—переменными по высоте ординатами и т. д.

В отождествлении изменения или движения на живом чертеже видимого глазом условного изображения с происходящим в действительности невидимым физическим процессом и заключается вся работа воображения, нужная для понимания. Работа эта, по сравнению с изучением неподвижных чертежей, совершенно ничтожна, и созерцание живого чертежа не только сразу дает понимание происходящего процесса, но доставляет и живейшее удовольствие.

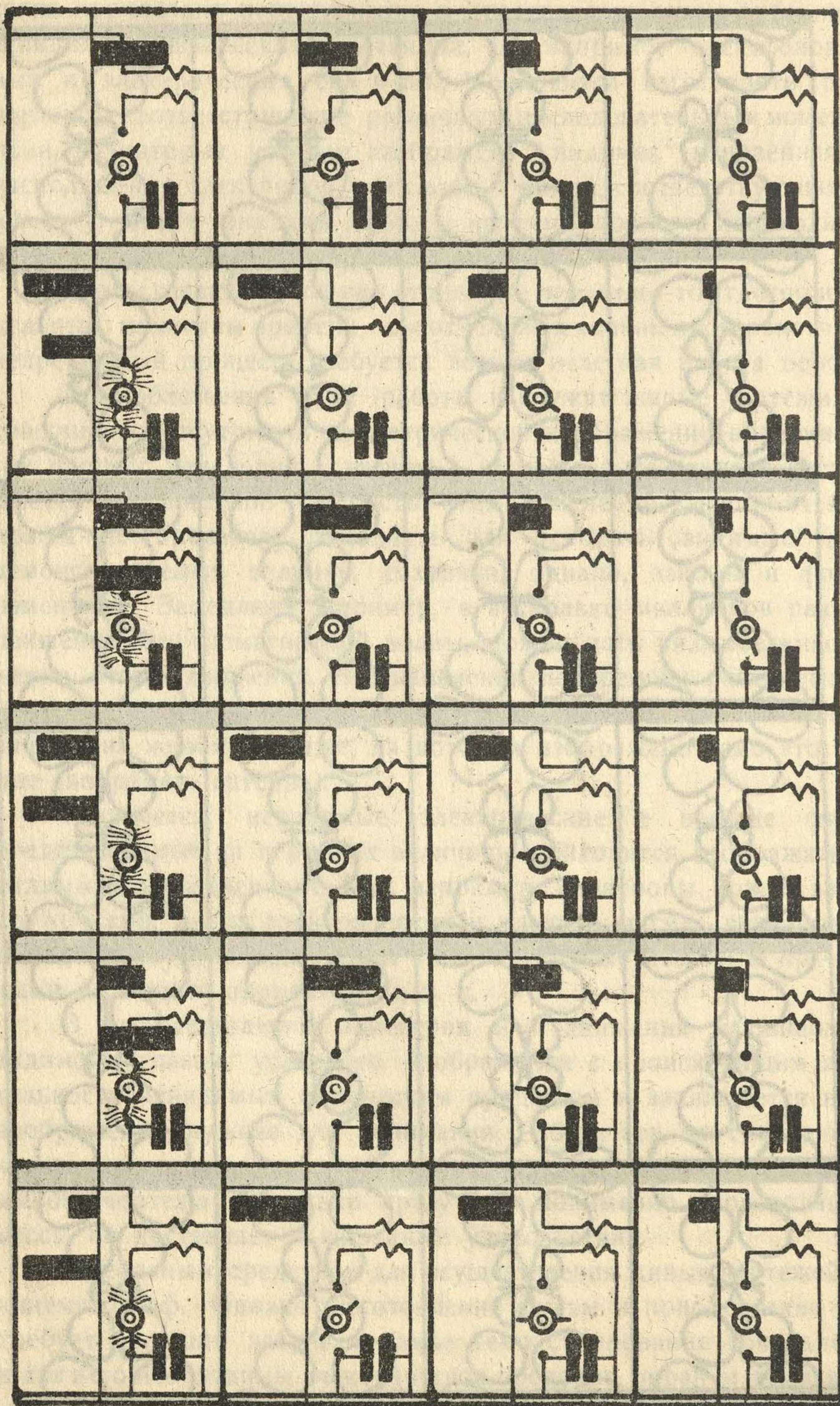
Идеальным средством для осуществления живых чертежей является кинематограф. Однако изготовление фильм и приобретение аппарата требует больших затрат, а самое демонстрирование довольно сложно, и для него необходимы электрическая проводка, экран и темная комната.

Гораздо более простым средством является стробоскоп, представляющий из себя небольшой и недорогой прибор, который нетрудно

К СТАТЬЕ Г. ФЛЕЙШЕРА.



К СТАТЬЕ Г. ФЛЕЙШЕРА.



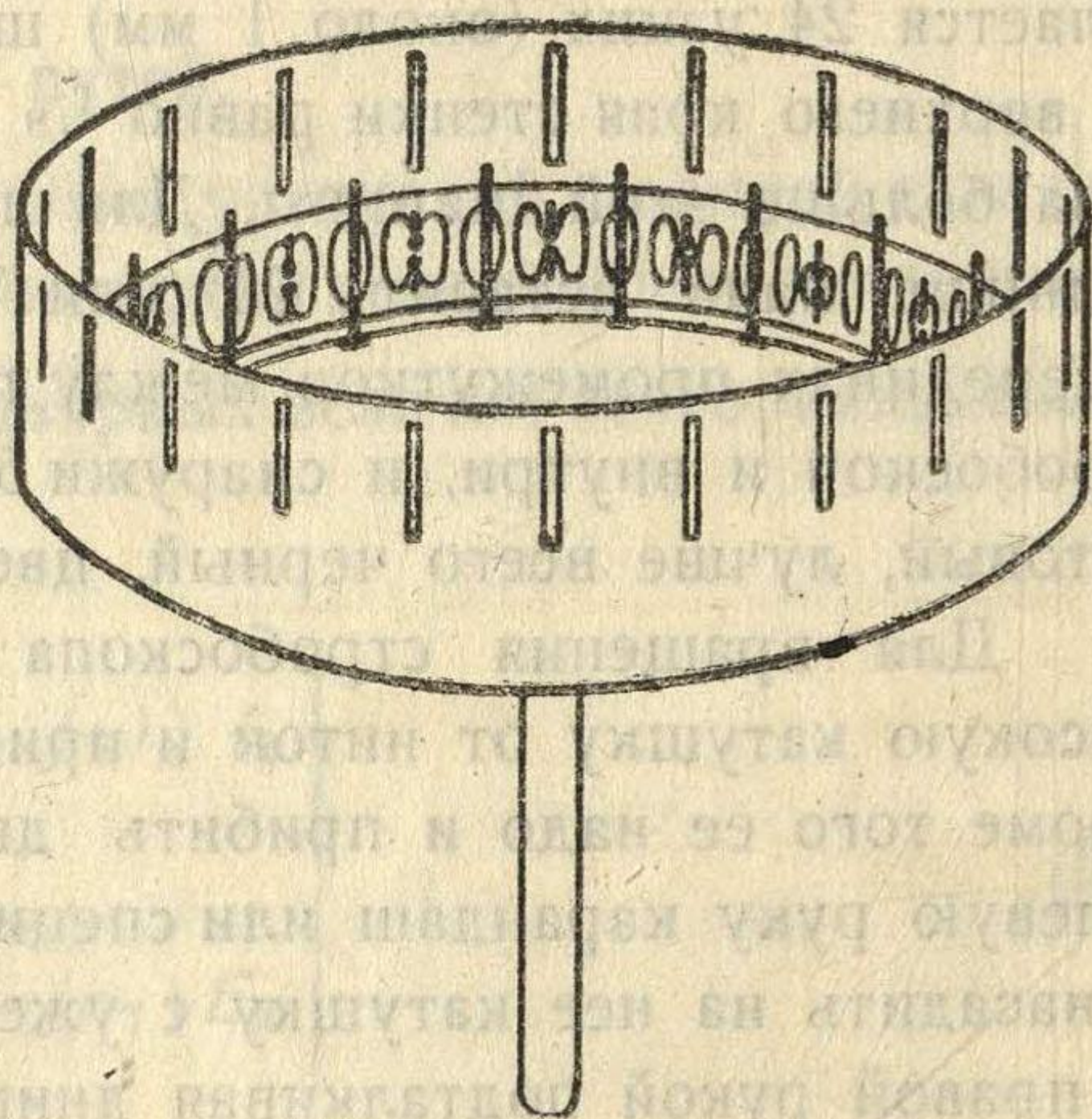
изготовить и самому. Для своего действия он не требует никаких приготовлений и, несмотря на то, что сильно уступает кинематографу в наглядности и пригоден лишь для демонстрирования периодических процессов (с кинематографом можно показывать и непериодические), он все же с успехом может выполнить роль очень ценного научного пособия.

2. Описание стробоскопа.—Стробоскоп представляет из себя общеизвестный физический прибор, действие которого основано на свойстве нашего глаза задерживать получаемое им зрительное впечатление на некоторый промежуток времени, равный около $1/7$ — $1/10$ секунды. Таким образом, если явление сменяется чаще, чем 7—10 раз в секунду, то глаз уже не может отделить одно явление от другого и все они сливаются в один непрерывный процесс. Изображая, например, на рисунке последовательные положения человеческого тела во время бега и представляя нашему глазу эти рисунки поочередно со скоростью, положим, 12 раз в секунду, мы получим зрительное впечатление бегущего человека. Необходимо только, чтобы в поле зрения глаза не случилось одновременно более одного рисунка.

Стробоскоп дает возможность совершать такую замену рисунков и, таким образом, при его помощи можно получить как бы живую фотографию движения.

Стробоскоп (черт. 1) состоит из жестяного или картонного круглого цилиндра с дном, но без крышки. В центре дна его укреплена ось, на которой стробоскоп может вращаться. В верхней боковой стенке цилиндра, на равных расстояниях друг от друга, прорезаны длинные узкие щели. Лента, составленная из рисунков, воспроизводящих последовательные моменты какого-либо периодического процесса, вставляется внутрь цилиндра, вдоль его круглой стенки. Лента упирается в дно, а верхний ее край немного не достигает прорезей. Число отдельных рисунков на ленте должно быть равно числу прорезей, и лента должна быть вставлена так, чтобы против каждой прорези приходилась середина рисунка.

Если поставить стробоскоп с лентой перед глазом и привести его в быстрое вращательное движение (всегда в одну сторону), то перед глазом будут последовательно проходить отдельные прорези, через каждую из которых виден лишь один соответствующий рисунок. При надлежащей скорости вращения и достаточном числе прорезей получится очень хорошее впечатление непрерывного движения. Однако, обыкновенно глазу представляется не один только „живой“ рисунок, а целый ряд их. К этому небольшому недостатку очень нетрудно приспособиться, сосредоточивая внимание лишь на одном рисунке, все равно каком.



Черт. 1.

Чем больше прорезей сделано на стробоскопе, тем плавнее изображение и тем сложнее процессы, которые могут быть показаны. Но с увеличением числа прорезей приходится увеличивать и число рисунков и, вследствие этого, или увеличивать размеры стробоскопа или уменьшать горизонтальные размеры рисунка. И то, и другое имеет свои пределы, а потому приходится выбирать среднее и ограничивать число прорезей. Практика показала, что при 24-х прорезях получаются хорошие результаты.

Изготовление лент представляет некоторые чертежные трудности.

Стробоскоп очень легко сделать самому из картона. Днище делается из толстого картона, лучше даже из двух или трех, наложенных друг на друга и склеенных, одинаковых картонных кругов. Диаметр их должен быть таков, чтобы окружность в точности равнялась полной длине ленты (но без закраин, если лента составная из нескольких частей). Боковая стенка цилиндра может быть сделана из мягкого картона или плотной бумаги, напр. ватманской. Высота ее в $2\frac{1}{2}$ раза больше ширины ленты и, предварительно, до приклеивания к днищу, в ней очень точно делается 24 узких (около 1 мм) щели. Расстояние верхнего края щели от верхнего края стенки равно $\frac{1}{8}$ ширины ленты, а длина щели в $1\frac{1}{4}$ раза больше этой ширины. Для поддержки ленты внутри стробоскопа, в днище надо вставить 24 (или 12, через один) деревянных штифта в серединах промежутков между прорезями. Весьма существенно, чтобы стробоскоп и внутри, и снаружи был выкрашен в какойнибудь темный матовый, лучше всего черный, цвет.

Для вращения стробоскопа проще всего взять по возможности высокую катушку от ниток и приклеить ее снизу точно в центре днища. Кроме того ее надо и прибить двумя гвоздиками сверху. Если взять в левую руку карандаш или специально сделанную деревянную палочку и насадить на нее катушку с уже готовым и склеенным стробоскопом и, правой рукой подталкивая днище, привести стробоскоп во вращение, то получится превосходный результат.

В виде примера приводятся две стробоскопические ленты на стр. 383 и 384. На первой из них изображено излучение прямолинейного провода колеблющегося второй гармоникой (узел тока посередине провода). Мгновенные положения силовых линий отмечены на ленте тонкими кривыми. Излучающий провод проведен жирнее, а границы между картинками представлены толстыми черными полосами.

Вторым примером является лента, демонстрирующая работу искрового передатчика с вращающимся разрядником (стр. 384). Вращающийся разрядник применяется для обеспечения ударного возбуждения; благодаря ему устраняется двуволнистость даже при сильной связи между контурами. Лента иллюстрирует ударное возбуждение затухающих колебаний в антенне, ток в которой изображен черными вертикальными полосками. Одновременно зрителю видно вращение разрядника.

Отражение в электрических цепях.

Проф. В. А. Котельников.

Доложено 28—III—24 г. на заседании II отдела Всеукраинской Академии Наук.

При решении уравнений распространения потенциала и тока вдоль однородной линии

$$\left. \begin{aligned} -\frac{de}{dx} &= \rho i + \lambda \frac{di}{dt} \\ -\frac{di}{dx} &= \sigma e + \gamma \frac{de}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

обыкновенно идут по одному из двух путей.

Первый путь состоит в решении этих уравнений в данной скалярной форме, и тогда получаются так называемые телеграфные уравнения.

Второй путь состоит в замене скалярных величин векториальными, причем получаются уравнения

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dE_x}{dx} &= (\rho + j\omega\lambda) I_x \\ -\frac{dI_x}{dx} &= (\sigma + j\omega\gamma) E_x \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $E_x = E_{mod} e^{j(\omega t + \varphi)}$ и $I_x = I_m e^{j\omega t}$ — вектора напряжения и тока на расстоянии x от начала линии, φ — сдвиг фазы, $\omega = 2\pi n$ — угловая скорость, n — число периодов в секунду.

Решая эти уравнения, имеем

$$\left. \begin{aligned} E_x &= C_1 e^{-ax} + C_2 e^{+ax} \\ I_x &= \frac{C_1}{Z} e^{-ax} - \frac{C_2}{Z} e^{+ax} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где C_1 и C_2 — произвольные постоянные интегрирования,

$$a^2 = (\rho + j\omega\lambda)(\sigma + j\omega\gamma),$$

$$Z^2 = \frac{\rho + j\omega\lambda}{\delta + j\omega\gamma}.$$

Таковы значения (3) потенциала и тока в произвольной точке однородной линии. Дальнейшее исследование полученных результатов в свою очередь ведется двумя способами.

Первый способ состоит в применении гиперболических функций и представляется в настоящее время наиболее употребительным, так что останавливаться на нем мы не будем также, как и на телеграфных уравнениях.

Второй способ состоит во введении особой величины K , зависящей как от импеданца (характеристики) линии, так и от импеданца включенного приемника. При этом получается

$$E_x = E_0 e^{-ax} + KE_0 e^{-al} e^{-a(l-x)},$$

$$I_x = \frac{E_0}{Z_1} e^{-ax} - \frac{KE_0}{Z_1} e^{-al} e^{-a(l-x)},$$

или для конца линии

$$E_l = E_0 e^{-al} + KE_0 e^{-al} = E_i + KE_i,$$

$$I_l = \frac{E_0}{Z_1} e^{-al} - K \frac{E_0}{Z_1} e^{-al} = I_i - KI_i,$$

где l —длина линии,

$$K = K_{mod} e^{j\vartheta} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}.$$

$$Z_2 = Z_{2m} e^{j\psi} \text{ — импеданс приемника,}$$

$$Z_1 = Z_{1m} e^{j\varphi} \text{ — характеристика линии.}$$

Что же касается величины E_i , то она всегда равна половине напряжения между проводами, если в рассматриваемой точке линия была бы изолирована.

Этот способ указан Devaux—Charbonnel'ем (La lumière électrique, 1909, Т. VI, р. 329—331).

Само собою разумеется, что все эти способы приводят к одним и тем же численным результатам, но, сравнивая их с точки зрения физического смысла явлений и наглядности полученных результатов, приходится прийти к заключению, что последний способ является наилучшим.

К сожалению, Дево-Шарбонель не обратил должного внимания на комплексный характер величины K , что в значительной степени не позволило ему воспользоваться всеми преимуществами указанного им пути. Исследование этой величины—коэффициента отражения—произведено в статье: „Коэффициент отражения в электрических линиях“ (ТиТбп № 19, 1923 г.). Полученные нами результаты дают возможность объяснить явления, совершающиеся в электрических цепях, с физической точки зрения и шаг за шагом проследить продвижение волны вдоль провода. Эта волна определяется исключительно свойствами той точки цепи, через которую она проходит в данный момент. Кроме того, это исследование привело нас к графической интерпретации явления. Не излагая деталей, изложенных в упомянутой статье, мы приведем только основные построения.

Положим, что в некоторой точке линии характеристика ее (импеданс) изменяется, причем емкостный характер импеданса линии

$Z_1 = Z_{1m} e^{j(-\varphi)}$ переходит в индуктивный импеданс приемника

$Z_2 = Z_{2m} e^{j(+\psi)}$.

При точке O (черт. 1 стр. 393) строим, пользуясь треугольниками ONP и OMG , два вектора Z_1 и Z_2 , причем

$ON = Z_1 \sin \varphi$ —реактивная составляющая вектора Z_1 ,

$NP = Z_1 \cos \varphi$ —омическая составляющая вектора Z_1 ,

$OM = Z_2 \sin \psi$ —реактивная составляющая вектора Z_2 ,

$MG = Z_2 \cos \psi$ —омическая составляющая вектора Z_2 .

Соединяя точки P и G между собою, а точку O со серединой I линии PG , имеем

$$\text{модуль } K = \frac{IG}{OI} = \frac{IP}{OI},$$

$$\text{аргумент } \vartheta = \angle TIG,$$

$$GOP = (\pm \psi) - (\pm \varphi).$$

Для практического определения величин падающих (E_i и I_i), отраженных (KE_i и KI_i) и результирующих (E_l и I_l) напряжений и токов можно поступить следующим образом (черт. 1). Строя треугольник UOV , подобный треугольнику POG , имеем

OW —падающий ток в масштабе (напр.) 1 см равен n ампер,

WU —отраженный ток в том же масштабе,

OU —резльтирующий ток в том же масштабе,

OW —падающее напряжение в масштабе 1 см равен nZ_1 вольт,

WV —отраженное напряжение в том же масштабе,

OV —резльтирующее напряжение в том же масштабе.

Сдвиг фаз между падающими напряжением и током равняется ($-\varphi$), а между результирующими равняется ($+\psi$).

Обобщим теперь полученные выводы, распространив их на все электрические цепи, так как все предыдущее касалось линий с равномерно-распределенной утечкой и емкостью, т.-е. линий, которые можно было бы назвать непрерывно-замкнутыми в противоположность обычным однозамкнутым или многозамкнутым (с параллельными ветвями) электрическим цепям.

Если взять две точки A и B (черт. 2 стр. 393), делящие электрическую однозамкнутую цепь на два участка, то имеем

$$E_2 = E_i + KE_i; I_2 = \frac{E_i}{Z_2} + K \frac{E_i}{Z_2} = I_i + KI_i,$$

$$E_1 = E_i - KE_i; I_1 = \frac{E_i}{Z_1} - K \frac{E_i}{Z_1} = I_i - KI_i,$$

где

$$K = K_m e^{j\vartheta} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1},$$

причем

$$Z_1 = Z_{1m} e^{j\varphi} \text{ — импеданс первого участка,}$$

$$Z_2 = Z_{2m} e^{j\psi} \text{ — импеданс второго участка,}$$

E_1 и I_1 , E_2 и I_2 — падение напряжений и сила тока в соответствующем участке,

E_i — падающая волна напряжения, равная половине напряжения при разомкнутой цепи и неизменяющаяся вдоль всей цепи.

Само собою разумеется, что в данном случае $I_1 = I_2$. Графическая интерпретация, указанная выше, применима и к случаю однозамкнутых цепей. В масштабе 1 см = m вольт имеем

OW —падающее напряжение, неизменяющееся вдоль всей линии и равное половине напряжения разомкнутой линии (E_i),

WU —обратное отраженное напряжение, действующее в первом участке линии ($-KE_i$),

OU —падение напряжения в первом участке (E_i) AIB ,

WV —прямое отраженное напряжение, действующее в направлении второго участка линии ($+KE_i$),

OV —падение напряжения во втором участке линии (E_i) AIB .

Для определения тока можно воспользоваться той же диаграммой, определяя величины токов при помощи другого масштаба, а именно: для токов падающего, отраженного и результирующего в первом участке цепи 1 см равен $= \frac{m}{Z_1}$ амп, а для второго участка 1 см равен $\frac{m}{Z_2}$ амп.

В обоих случаях, конечно, должны получиться одинаковые величины.

Эта диаграмма применима и к постоянным токам. Тогда она имеет вид, изображенный на черт. 3 (стр. 393). Она дает падение напряжения в двух участках цепи в масштабе 1 см равен $= m$ вольт и силу тока в цепи в масштабе 1 см $= \frac{m}{Z}$ амп или 1 см $= \frac{m}{Z_2}$ амп. Пунктирные линии — вспомогательные построения.

Относя рассмотренную диаграмму к клеммам генератора, мотора (постоянного или переменного тока) или трансформатора, мы получаем возможность исследовать их с точки зрения отражения. Конечно, будучи применена к клеммам двигателя постоянного или переменного тока или аккумулятора, эта диаграмма делается сложнее, так как в этом случае она должна состоять из двух простых диаграмм вследствие наличия двух источников эдс: генератора и аккумулятора (или двигателя).

Такая диаграмма для постоянного тока изображена на чер. 4 (стр. 394), где

OP —сопротивление первого участка с генератором, ($= OG_1$),

OG —сопротивление второго участка с двигателем, ($= OP_1$),

OW —падающее напряжение, идущее от генератора и равное половине напряжения изолированной цепи т.-е. половине эдс генератора,

VV_1 —напряжение в точках A и B при движущемся моторе,

OV —напряжение в точках A и B при неподвижном моторе,

$2OW_1$ —эдс вращающегося двигателя,

$\left\{ \frac{OU}{Z_1} - \frac{OU_1}{Z_2} \right\}$ —сила тока в цепи с вращающимся двигателем.

В случае переменного тока эта диаграмма усложняется добавлением сдвига фаз.

Таково применение графической интерпретации результатов введения коэффициента отражения. Что же касается аналитической части этого способа, то он дает возможность решать многие вопросы с тою же

точностью, как и при посредстве гиперболических функций, но гораздо проще с применением лишь элементарной тригонометрии. В тоже время применение коэффициента отражения всегда дает физическую картину явления, от чего так далеки вычисления при помощи гиперболических функций.

Переходя к общему взгляду на явление отражения в непрерывно-замкнутых цепях, эти явления можно представить следующим образом. Генератор создает электрическое поле в диэлектрике. Энергия этого поля поглощается проводником линии (см. статью: „Об электрическом токе“ Известия Киевского Политехнического Института № 2, 1924 г.). Этот процесс можно себе представить следующим образом. Вдоль линии, как бы погружаясь в нее, скользит исходящая из генератора падающая волна напряжения и тока, отношение которых определяется электрическими свойствами провода, т.-е. импеданцем, (Z_1) и не изменяется до тех пор, пока, например, в точках A и B импеданс Z_1 не изменится в импеданс Z_2 .

Изменение импеданца, т.-е. изменение условий поглощения энергии, вызывает изменения в напряжении диэлектрика, вследствие чего и возникают явления, называемые явлениями отражения. Пусть E_i напряжение волны, идущей из генератора: это—падающее напряжение. Это напряжение распространяется вдоль линии, порождая ток (падающую волну тока), величина которого равна $\frac{E_i}{Z_1}$ и не изменяется до тех пор, пока не изменяются свойства проводника, т.-е. импеданс Z_1 . Когда импеданс Z_1 изменяется (например, в точках A и B) в импеданс Z_2 , т.-е. когда изменяются условия поглощения энергии, тогда изменяется и падающая волна тока, делаясь равной $\frac{E_i}{Z_2}$. Вследствие этого в точке изменения импеданца, т.-е. условий поглощения энергии, должна появиться тенденция к накоплению электричества в размере

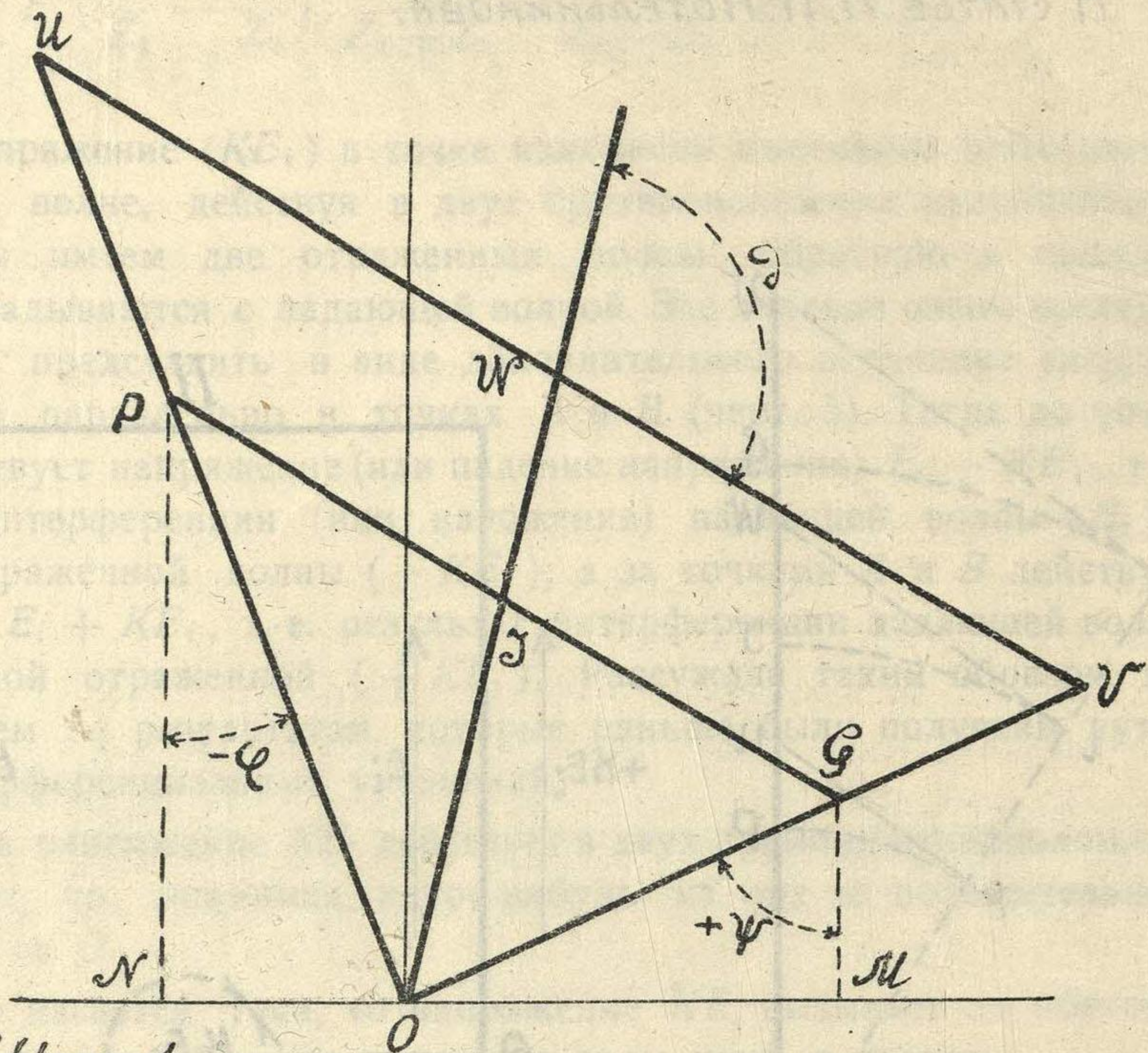
$$\frac{E_i}{Z_1} - \frac{E_i}{Z_2} = E_i \left(\frac{1}{Z_1} - \frac{1}{Z_2} \right).$$

Эта тенденция ведет к возрастанию ($Z_2 > Z_1$) или понижению ($Z_2 < Z_1$) напряжения диэлектрика, которое выравнивается в обе стороны от рассматриваемой точки в виде двух токов по двум параллельным ветвям, общее сопротивление которых равно

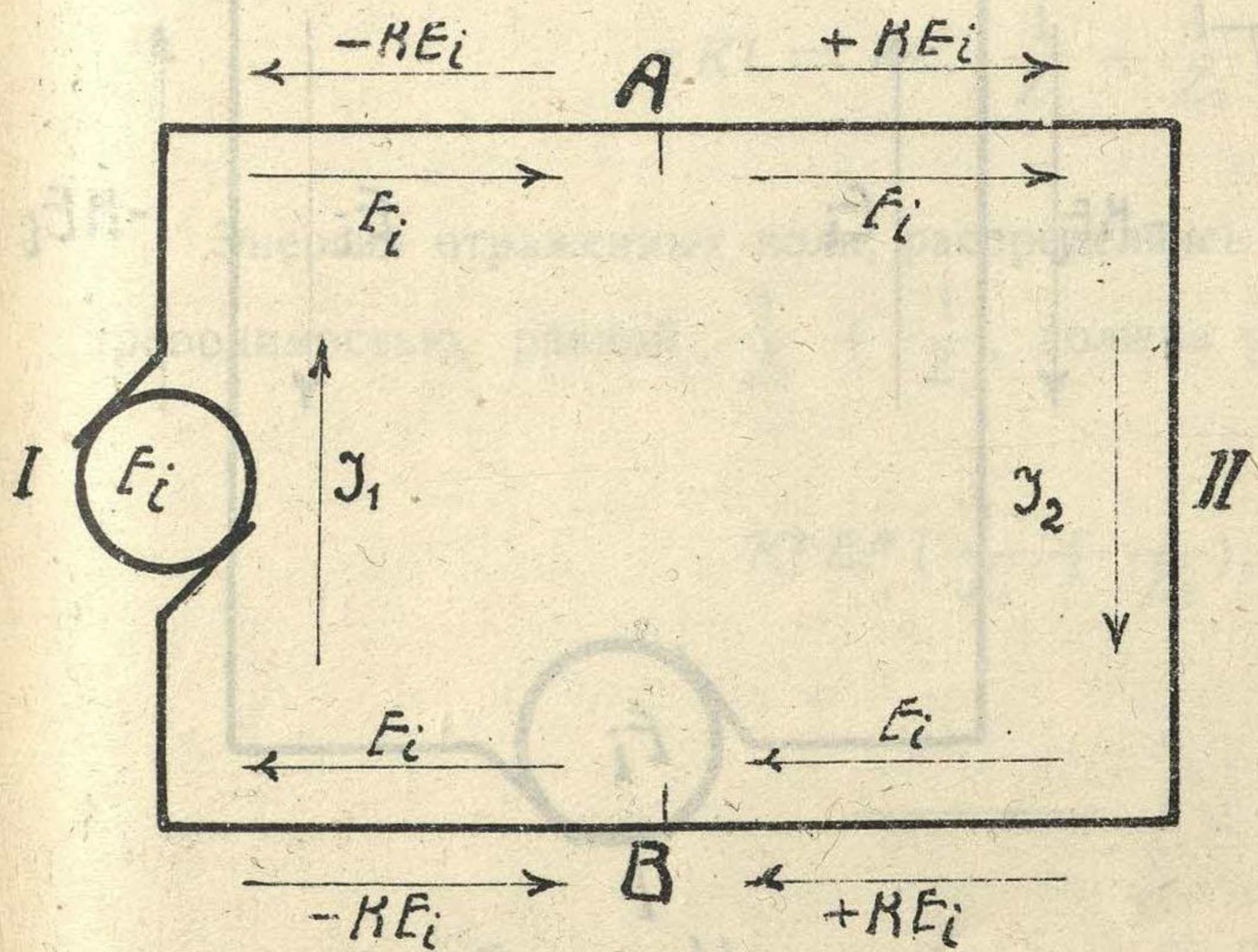
$$\frac{Z_2 Z_1}{Z_2 + Z_1}.$$

Отсюда легко определить и добавочное напряжение, возникающее в диэлектрике в точке изменения импеданца провода, т.-е. в точке изменения условий поглощения энергии. Оно равно

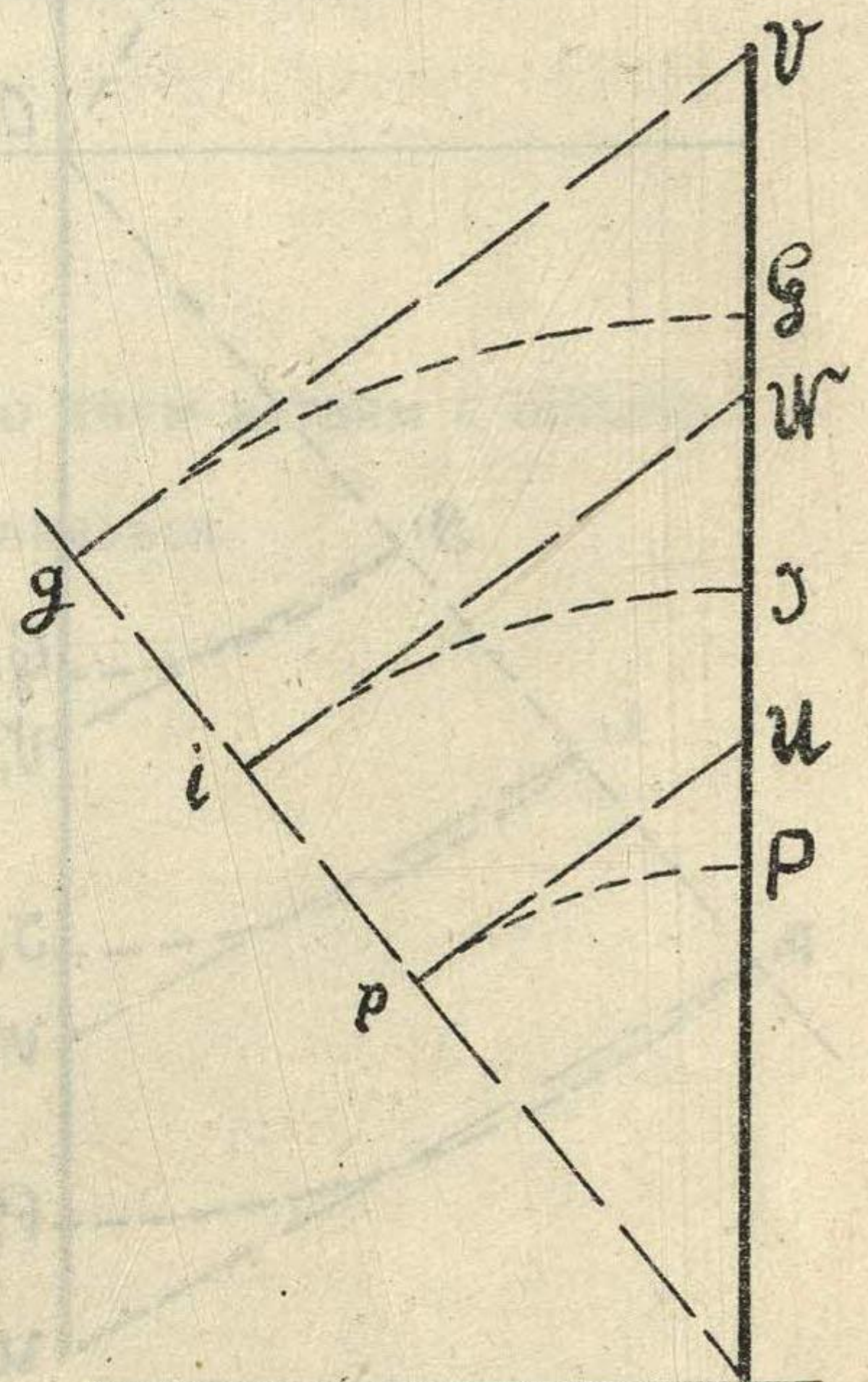
К статье А. К. Котельникова.



Черт. 1.

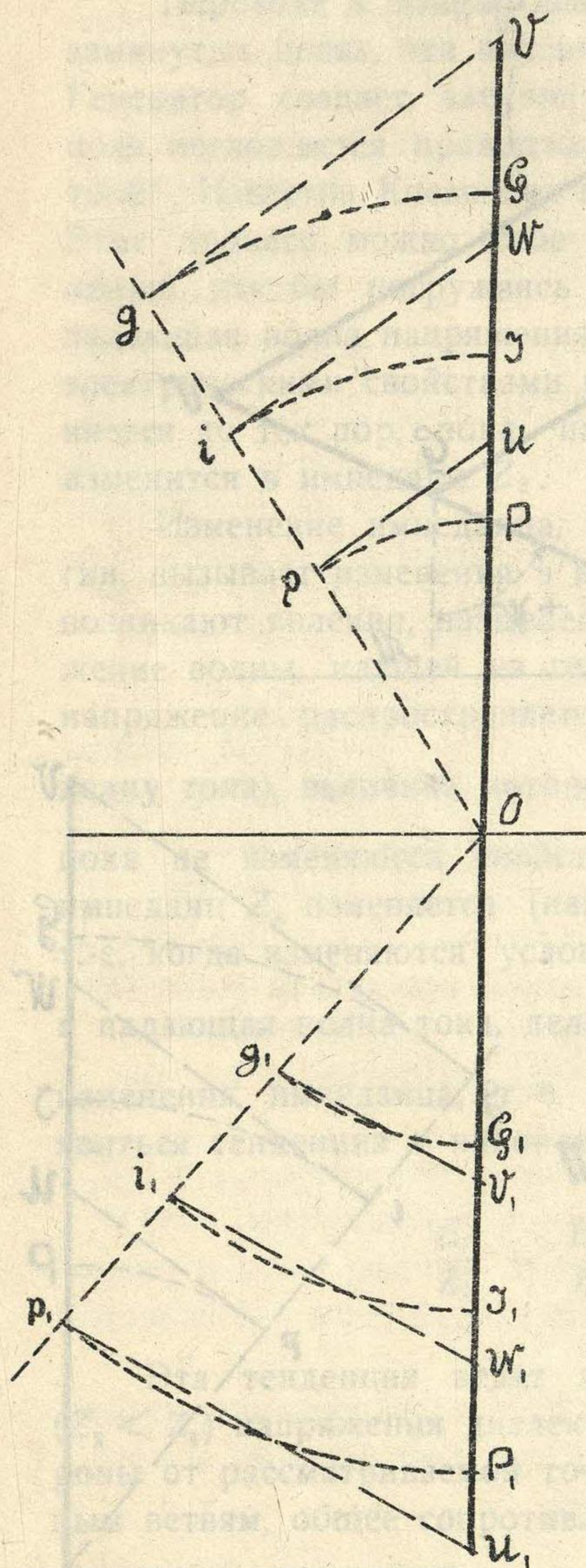


Черт. 2.

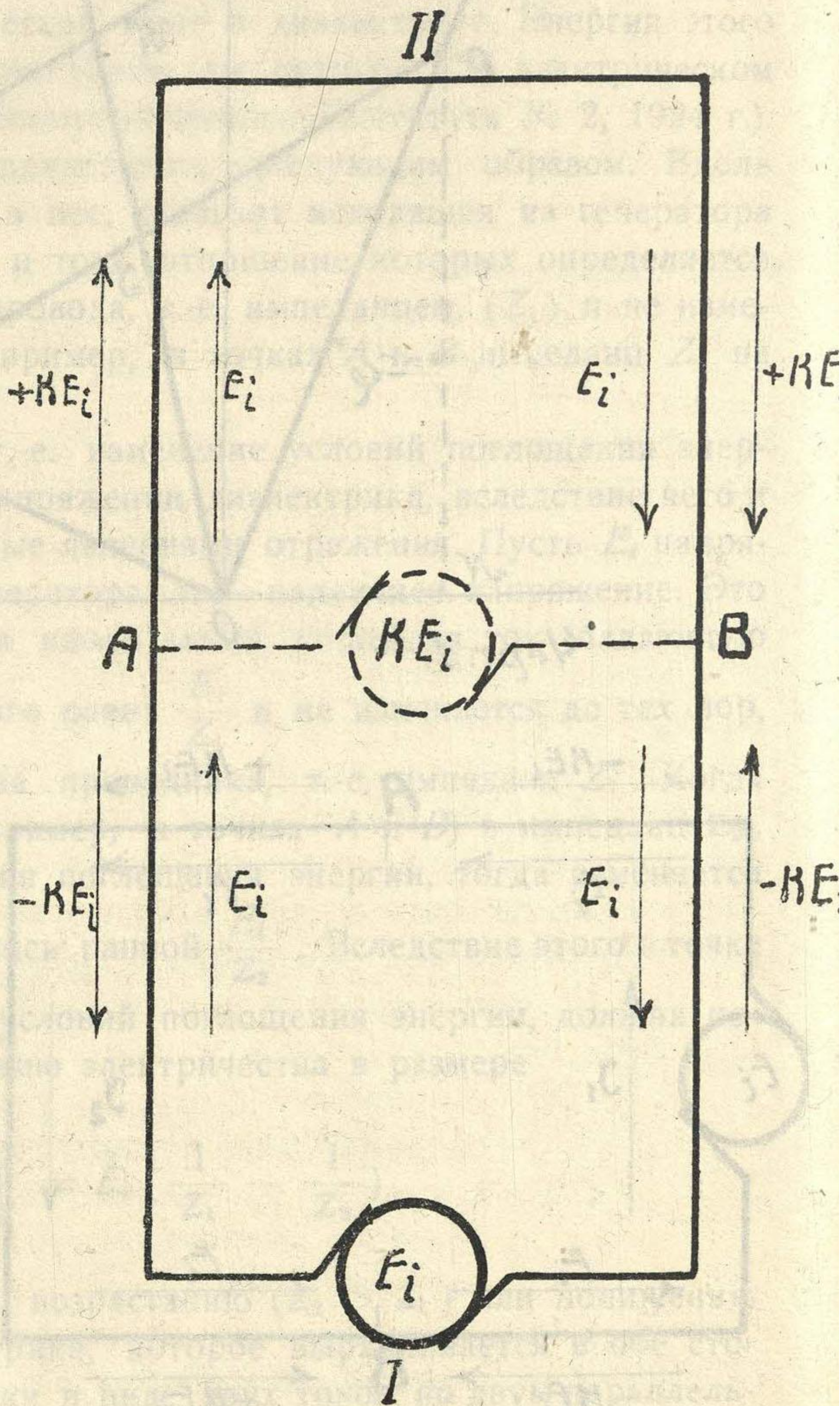


Черт. 3.

И статье А. К. Котельникова.



Черт. 4.



Черт. 5.

$$E_i \left(\frac{1}{Z_1} - \frac{1}{Z_2} \right) \cdot \frac{Z_2 Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \cdot E_i = KE_i.$$

Это напряжение (KE_i) в точке изменения импеданса добавляется к падающей волне, действуя в двух противоположных направлениях. Поэтому мы имеем две отраженных волны - обратную и прямую, которые складываются с падающей волной. Это явление очень наглядно можно себе представить в виде дополнительного источника энергии, включенного параллельно в точках A и B (черт. 5). Тогда до точек A и B действует напряжение (или падение напряжения) $E_i - KE_i$, т.-е. результат интерференции (или наложения) падающей волны (E_i) и обратной отраженной волны ($-KE_i$), а за точками A и B действует напряжение $E_i + KE_i$, т.-е. результат интерференции падающей волны (E_i) и прямой отраженной ($+KE_i$). Рассуждая таким образом, мы пришли к тем же результатам, которые раньше были получены путем решения дифференциальных уравнений.

Так как напряжение KE_i действует в двух прямо-противоположных направлениях, то, принимая какое-нибудь из них за положительное, имеем $\sum KE_i = 0$.

Что же касается тока, то напряжение KE_i вызывает по обе стороны рассматриваемой точки неравные силы тока, а потому

$$\sum KI_i = KE_i \left(\frac{1}{Z_1} - \frac{1}{Z_2} \right).$$

Энергия отраженных волн, распределяясь по двум ветвям с общей проводимостью, равной $\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}$, должна равняться

$$K^2 E_i^2 \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \right).$$

Механизм пробоя твердого диэлектрика.

К. В. Горбачев.

Известно, что стекло лейденских банок и пластинчатых конденсаторов, находящихся в цепях переменного тока высокого напряжения, светится характерным фиолетовым светом. Прилагая возрастающее напряжение, мы заметим усиление свечения стекла и наконец получаем пробой стеклянного листа. При наблюдении ряда явлений, предшествующих пробую, сама собою напрашивается мысль о существовании некоторой связи между явлением, сопровождающимся свечением стекла, и явлением его пробоя.

Эта мысль настолько естественна, что, уже с давних пор, различные исследователи объединяли явление пробоя диэлектрика и явление свечения газа, находящегося по соседству с сильно наэлектризованным телом. Последнее явление изучается с помощью электрографических отпечатков различного рода и в частности посредством электрографических отпечатков на фотопластинках или светочувствительных бумагах или пленках.

Метод электрических отпечатков, именно фигуры Лихтенберга, не без успеха применялись для решения различных вопросов из области электричества; в частности, например, Квинке¹⁾ получал особый род электрических фигур сквозь диэлектрические экраны и при этом нашел, что при образовании фигур одни диэлектрики являются „проницаемыми“, другие „непроницаемыми“.

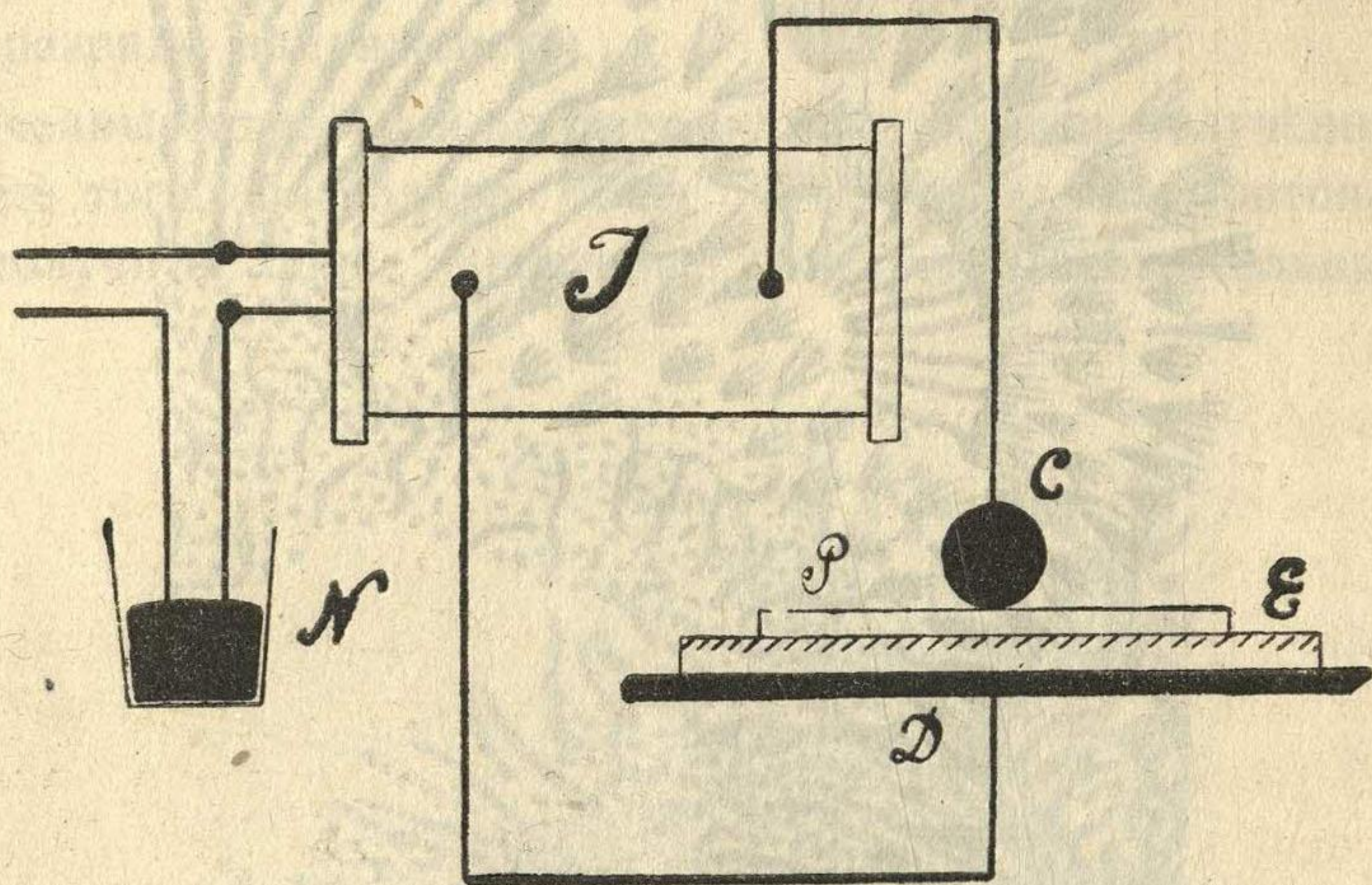
Во время работы с электрическими отпечатками на светочувствительных пластинках, получаемыми в различных газах, мною однажды, случайно, фотографическая пластинка была положена неправильно, именно стеклянной стороной к разряжающемуся электроду. При проявлении получилась необычная фигура в виде кружка, заполненного множеством отдельных звездочек и коротких лучей. Исследование условий образования этой фигуры привело к заключению, что она получается не от верхнего электрода (черт. 1), но именно от нижнего²⁾. К этому выводу я пришел на основании того факта, что на фотопластинке, лежащей чувствительным слоем вверх, не получается никакой фигуры, если ее отделить от верхнего электрода промежуточным слоем стекла (черт. 1).

1) G. Quinke. *Ann. d. Phys.* 32, pp. 91—147 и 889—940. 1910.

2) Спустя год аналогичные фигуры были описаны С. Микола (*Phys. Zft.* 18, pp. 158—165. 1917) и названы им вторичными фигурами. Впрочем, надо полагать, что вторичные фигуры были впервые получены не только раньше работ Микола, но даже, гораздо раньше моих работ, так как по условиям работы (слабое красное освещение) нет ничего более легкого, как положить фотопластинку неправильно.

Если же пластинка P была из слюды, то фигуры получались. Характер этих фигур соответствовал знаку верхнего электрода C . Вследствие общих условий, работа с электрографическими фигурами, получаемыми сквозь слои диэлектриков, была прервана на 2 года.

В 1918 году в Физической Лаборатории Закавказского Частного Университета мною была опять собрана схема, посредством которой



Черт. 1.

были сделаны дальнейшие ориентировочные опыты. В этой схеме (черт. 1) индуктор I соединен с латунным шаром C ($d = 38$ мм), служившим верхним электродом, и с металлической пластиной D , служившей нижним электродом; E —фотопластинка, лежащая чувствительным слоем вверх; P —промежуточная диэлектрическая пластинка. Размыкание первичной цепи индуктора производилось от руки посредством ртутного контакта N . Сила первичного тока была отрегулирована так, чтобы напряжение не превышало 25 kV. Несмотря на то, что, вследствие отсутствия высокочувствительных пластинок, для работы пришлось применить диапозитивные и даже самодельные пластинки, исследование дало ряд указаний для дальнейшей работы.

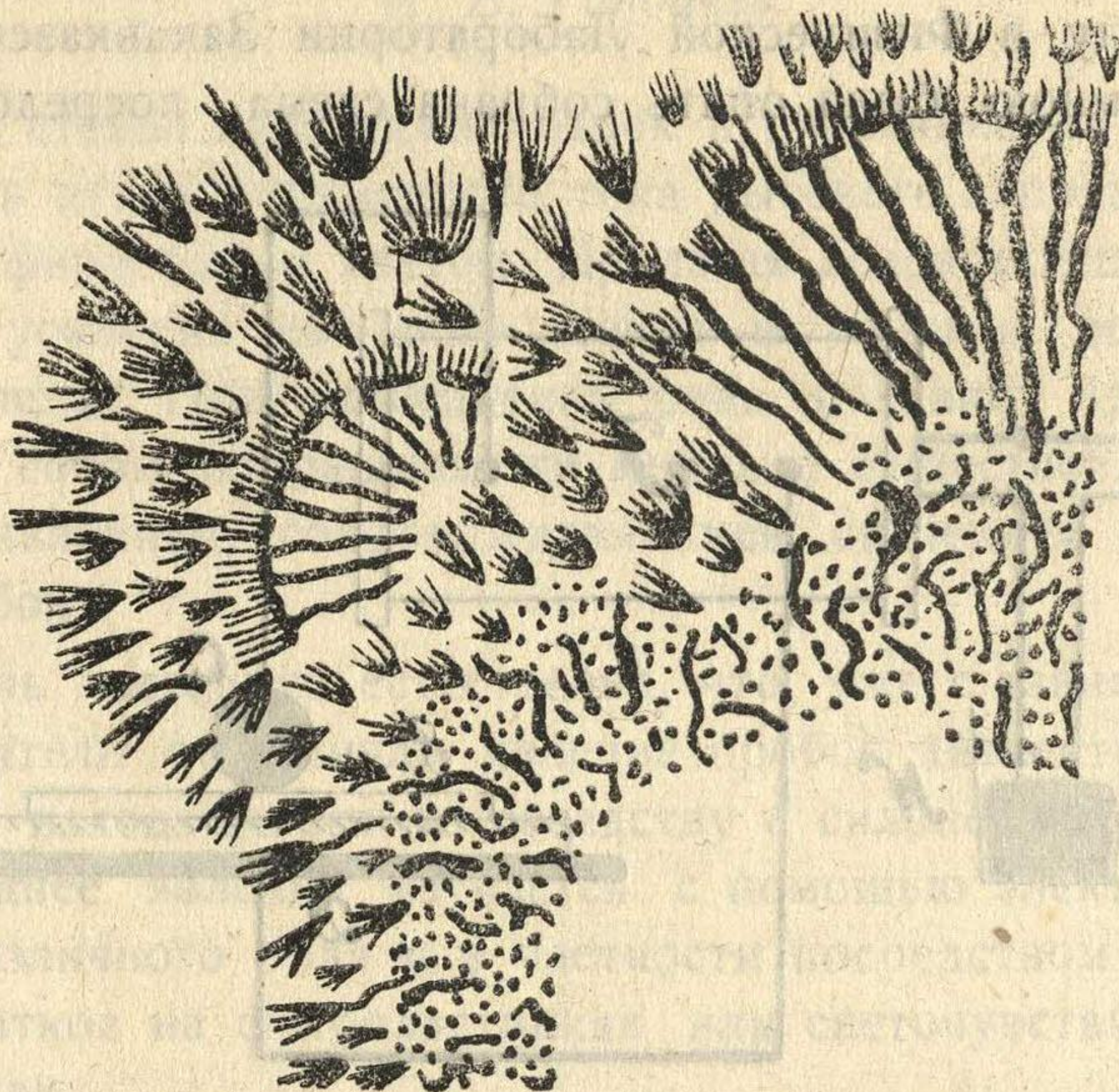
Именно было установлено, что строение фигур, получаемых сквозь слои бумаги, слюды, картона, эбонита и целлулоида, зависит от знака верхнего электрода. Различие фигур в общем аналогично различию обыкновенных фигур, получаемых в том случае, когда электрод C касается чувствительного слоя пластинки E .

Фигуры от $(+)$ заряженного шара, полученные сквозь слой диэлектрика, состоят из волокон или нитей. Фигуры от $(-)$ шара, полученные сквозь слой диэлектрика, состоят из отдельных вееров—пучков.

Черт. 2¹⁾ показывает картину, получившуюся от $(-)$ шара через листик эбонита толщиной 1 мм. Черт. 3 получен от $(-)$ шара сквозь

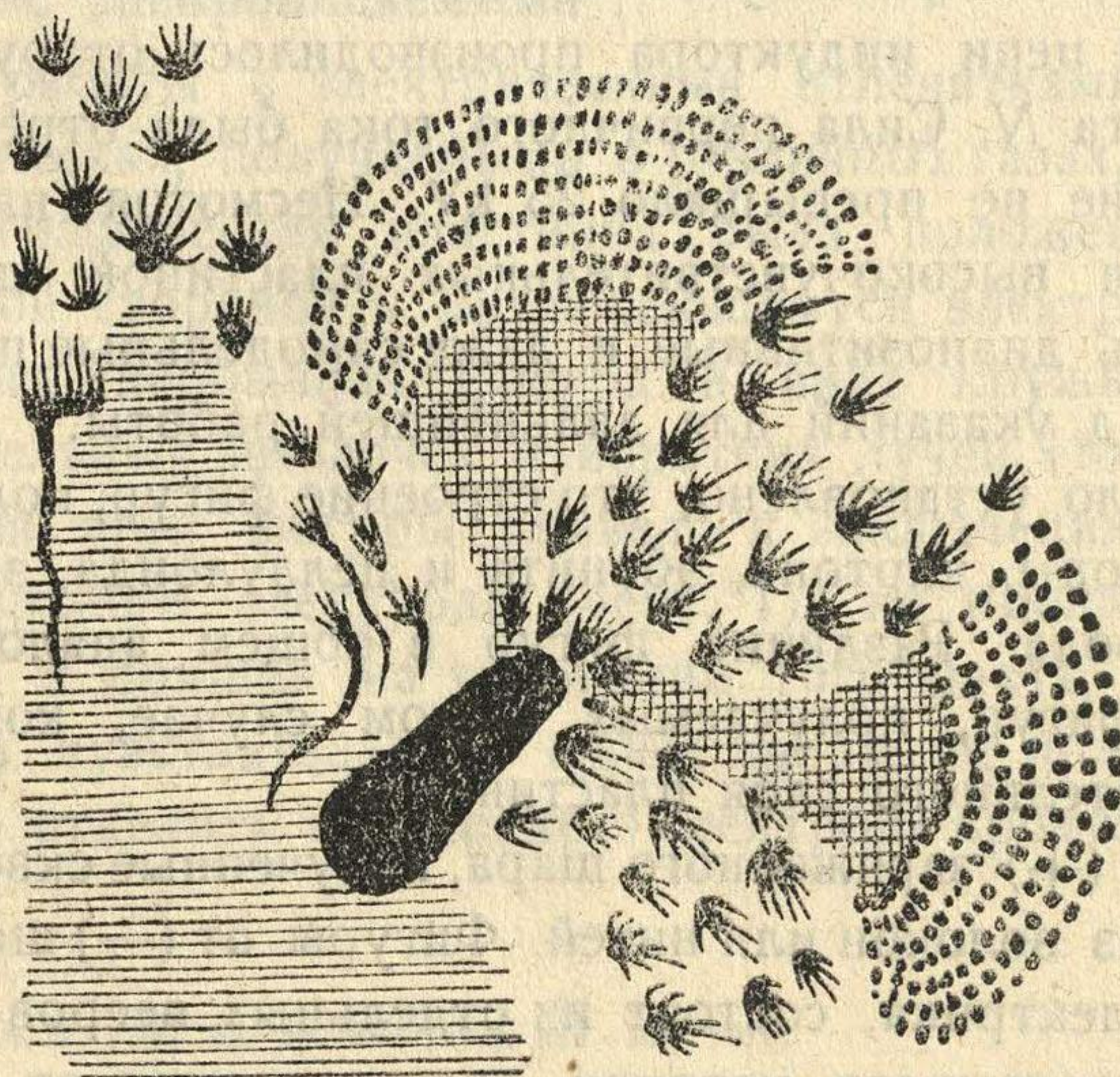
¹⁾ Все чертежи представляют собою схематические рисунки, исполненные с негативов. Каждый рисунок изображает только один квадрант фигуры.

слюду (толщина 0,14 мм). Как показывают черт. 2 и 3, процесс при образовании (—) фигур представляет собою совокупность отдельных, влияющих друг на друга процессов. Для объяснения этих фигур можно



Черт. 2.

было предположить, что они представляют собою фиксированный фотопластинкой след отдельных, быстро двигающихся, пролетавших через слой диэлектрика частичек. Такими частичками могут быть метал-

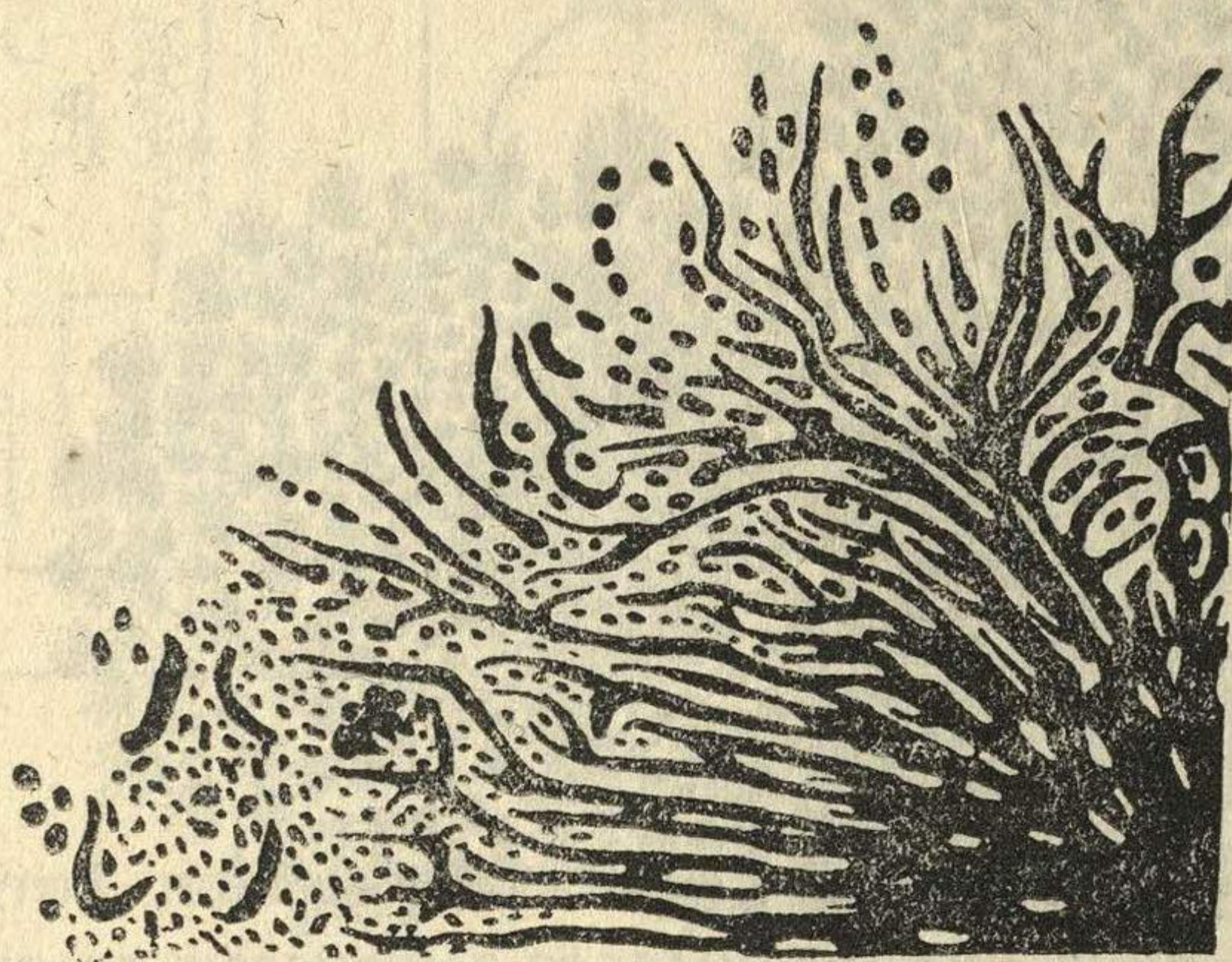


Черт. 3.

лические частички, отброшенные шаром С, или газовые ионы, или даже электроны.

Для того, чтобы получить более конкретный экспериментальный материал, я произвел (в 1923 г. в Научно-Испытательной станции Закавказского почтотелеграфного управления, в 1924 г. в Физической Лаборатории Закавказского Коммунистического Университета имени 26 Коммунаров) новые опыты с установкой¹⁾, позволявшей получать одновременно две фигуры: одну сквозь слой диэлектрика, другую—без промежуточного слоя. Вторая фигура служила для сравнения с первой и для измерения имевшегося во время разряда напряжения²⁾.

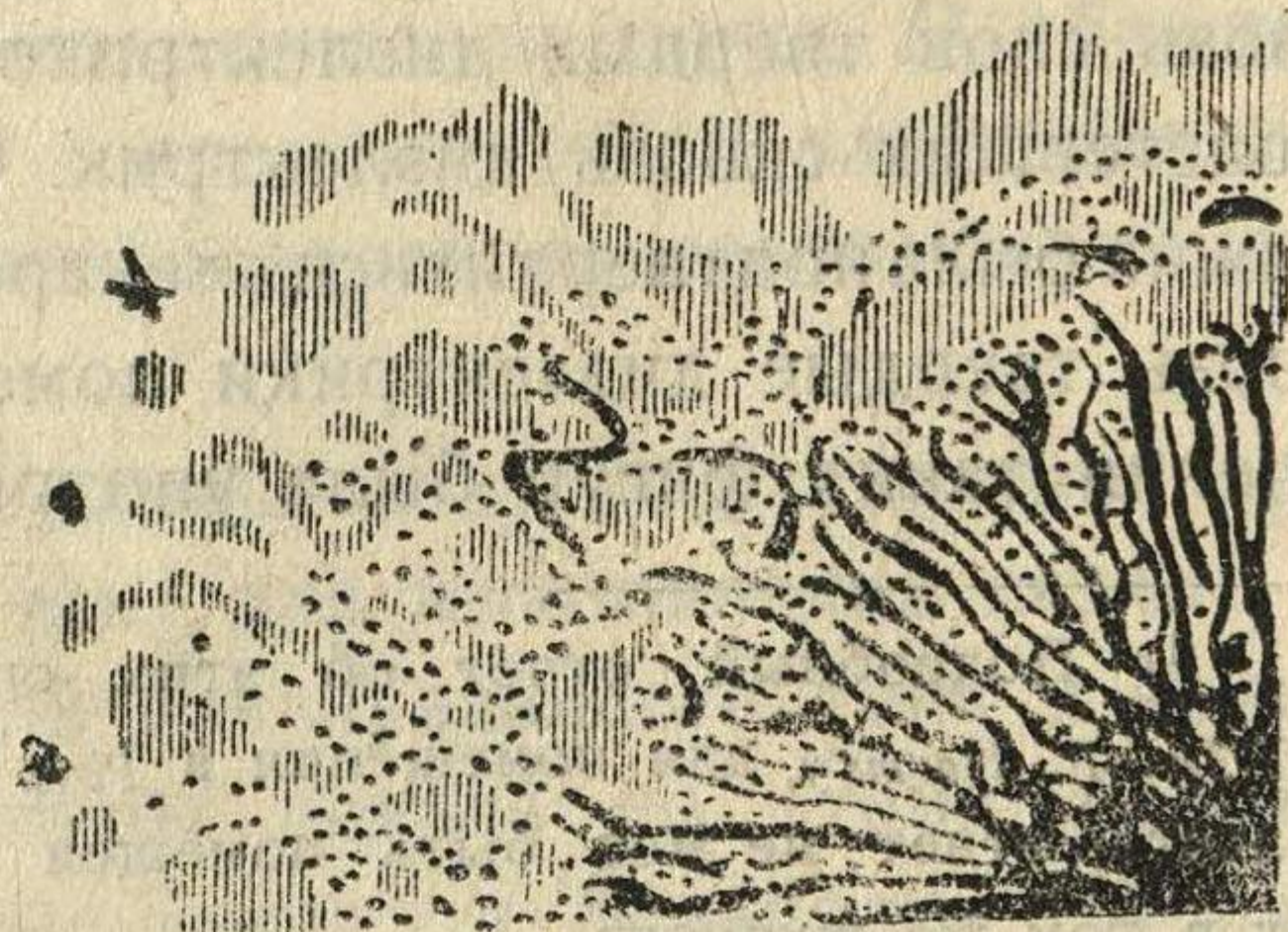
Полученные отпечатки подтвердили все прежде полученные результаты. Кроме того, благодаря более чувствительным фотопластинкам, удалось получить более детальные фигуры. Положительные фигуры



Черт. 4.

(т.-е. полученные от (+) заряженного верхнего электрода) состоят из пятен, имеющих разнообразную форму, нитей и точек. Фигура черт. 4 получена от (+) заряженного конуса—верхнего электрода, при 17,4 kV, сквозь лист прешпана толщиной 0,54 мм. Черт. 5—при тех же условиях, сквозь лист эбонита толщиной 0,73 мм. Черт. 6 от (—) заряженного конуса сквозь лист эбонита, толщиной 0,73 мм, при 17,4 kV.

В следующей серии опытов выяснилось, что обычные электрические фигуры, полученные на фотопластинках в воздухе, находящемся при обычных лабораторных условиях, существенно зависят от темпе-

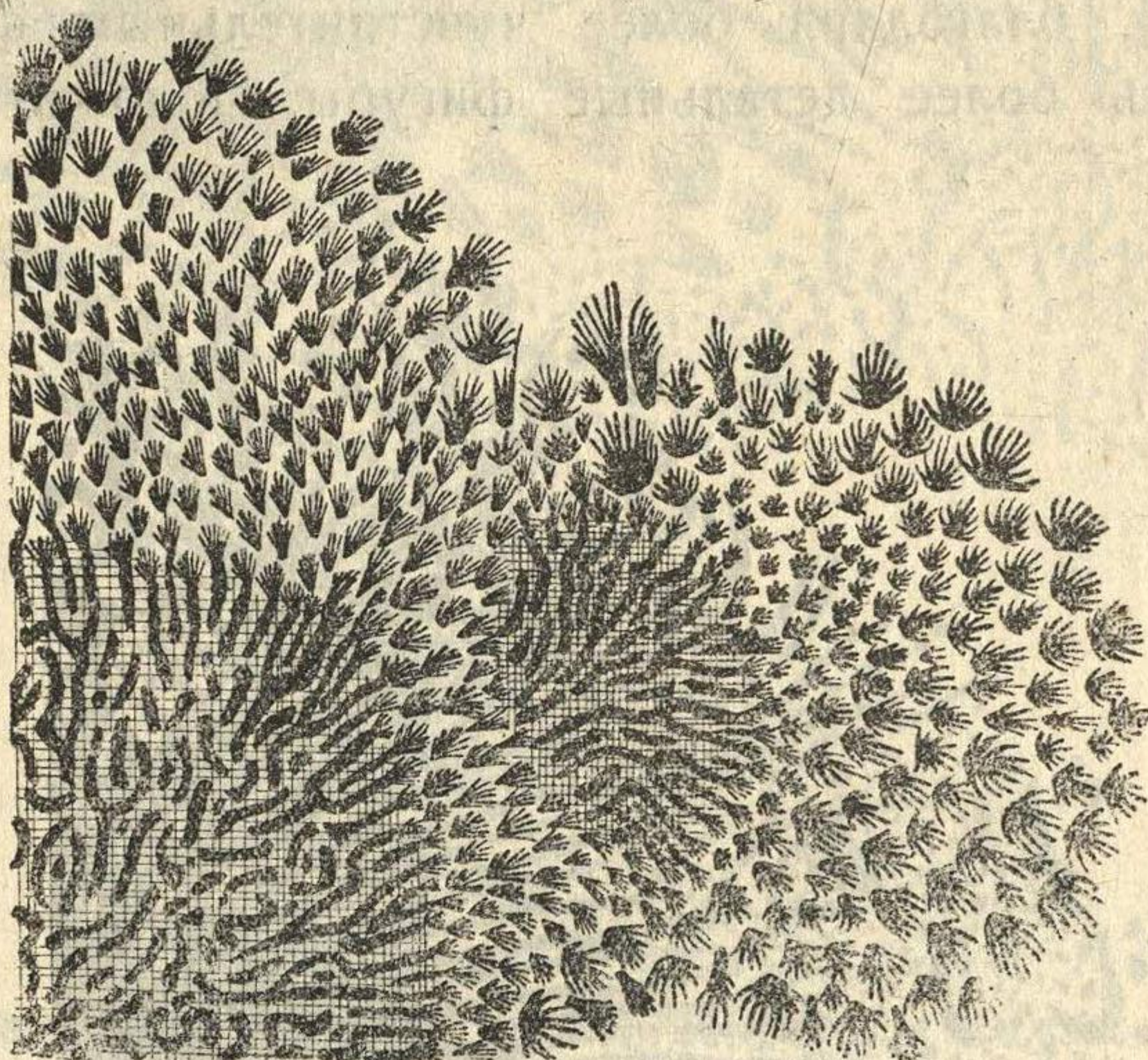


Черт. 5.

¹⁾ Эта установка подробно описана в моей брошюре „О влиянии ионизации на скользящий разряд в воздухе при нормальном давлении и температуре“. Тифлис, 1923. 10 стр.

²⁾ По формулам М. Toepler'a, *Ann. d. Phys.* 53, pp. 217—234. 1917.

ратуры верхнего электрода¹⁾. Этот результат позволил остановиться на предположении, что фигуры, получающиеся на фотопластинках, являются результатом движения электродов, выброшенных из верхнего электрода. К такому заключению можно прийти также и на основании опытов П. О. Педерсена²⁾, измерившего скорость распространения электрических фигур. Например при напряжении 14 kV (+) фигура, в воздухе, распространяется со скоростью $4,8 \times 10^7$ см/сек³⁾. Оценив силу поля в 10^5 volt/см, получим для подвижности агента, образующего (+) фигуру, величину порядка 5×10^2 см/сек. Такая большая величина



Черт. 6.

подвижности указывает, что при образовании обыкновенных электрических фигур главная, если не исключительная, роль принадлежит электронам. Имея в виду результаты опытов Педерсена и результаты, полученные мною с электрическими фигурами, образованными в воздухе с накалимым электродом, можно считать, что фигуры, полученные сквозь слои твердых диэлектриков, являются результатом электронов, пролетевших сквозь диэлектрик. Справедливость такого предположения должна была подтвердиться электрографическими фигурами, полученными сквозь твердые диэлектрики помощью накалимого электрода. Для получения таких фигур была употреблена установка⁴⁾, показанная схема-

¹⁾ Подробный отчет об этих опытах был 2—10—24 оставлен в Бюрцбурге Prof. Dr. F. Harms'у, для помещения в *Phys. Zft.* В виду задержки из за клише и др. обстоятельств, отчет не мог быть помещен своевременно и публикуется в текущем году в том же журнале.

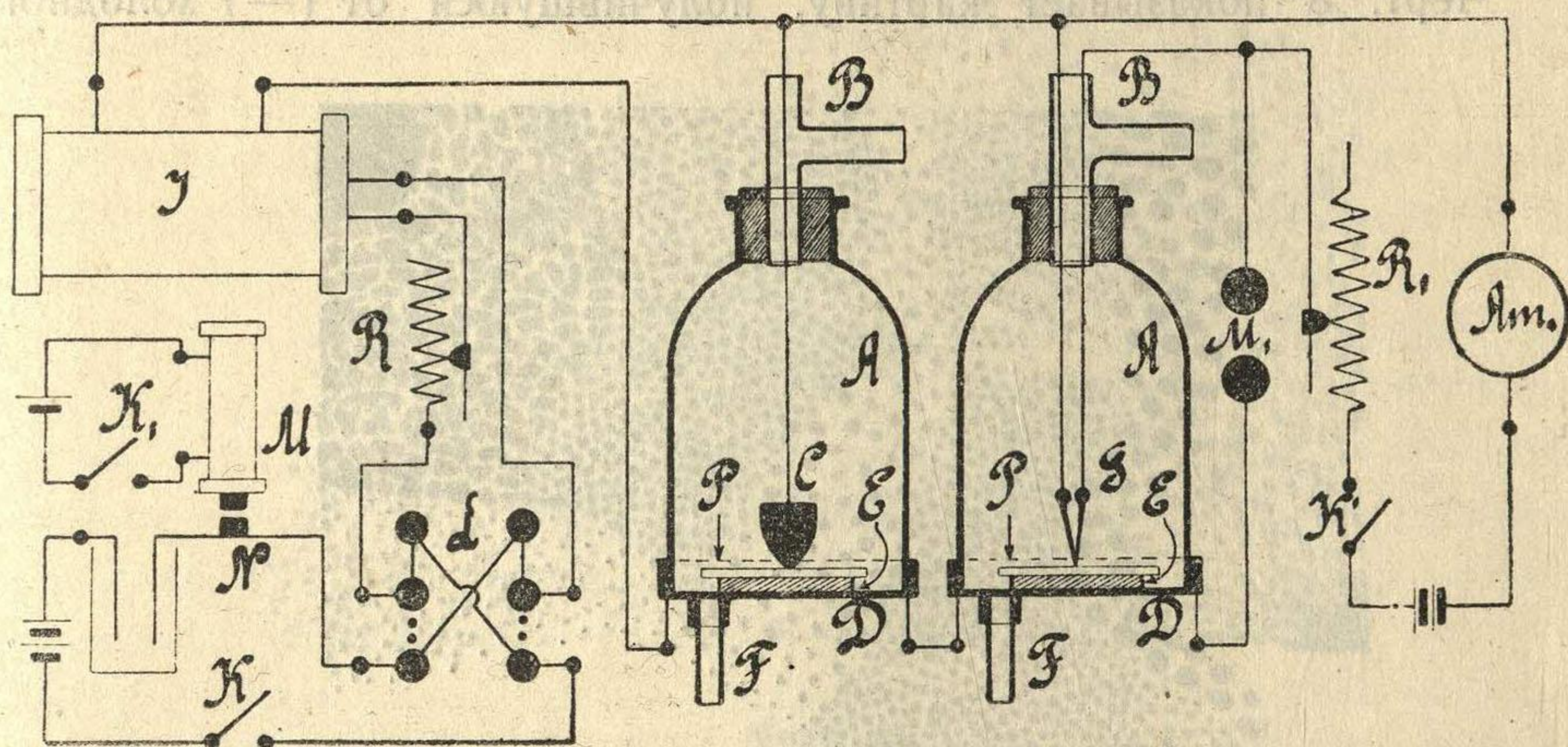
²⁾ P. O. Pedersen, *Det. Kgl. Danske Videnskabernes Selskab. Mathematisk—fysiske Meddelelser. I, (II), pp. 1—76. 1919. Köbenhavn.*

³⁾ P. O. Pedersen, *ibid.* 55, таблица 10.

⁴⁾ В опытах относительно влияния накала электрода на обычные фигуры служила та же установка. Понятно, что промежуточные пластинки *p, p* удалялись. Эта же установка служила и для опытов 1923 года с тем отличием, что вместо электрода *G* употреблялся второй конус *C*, и применялась только одна промежуточная пластинка.

тически на черт. 7: A, A — разрядные сосуды, в виде стеклянных колоколов, закрытых металлическими днищами DD . C — латунный конус, служивший верхним электродом для получения фигур от холодного электрода.

D — платиновая, накаливаемая током петля, служившая для получения фигур от накаливаемого электрода. Накал петли регулируется реостатом R_1 ; оба верхних электрода соединены параллельно с полюсом



Черт. 7.

индуктора. Другой полюс индуктора соединен с днищами D, D . Для получения фигур от различных зарядов служил коммутатор L . Регулировка первичного тока производилась реостатом R . Размыкание тока производилось электромагнитным размыкателем, состоявшим из электромагнита M , который при нажимании ключа K_1 притягивал якорь N , прикрепленный к пружине, погруженной одним концом в ртуть. Искромер M_1 служил для измерения максимального напряжения между разряжающимися электродами C, g и D, D .

E — фотопластинка, лежащая на металлическом днище D , обращенная чувствительным слоем вверх. P, P — промежуточная пластинка диэлектрика. Измерение температуры производилось на основании показаний амперметра накала Am .

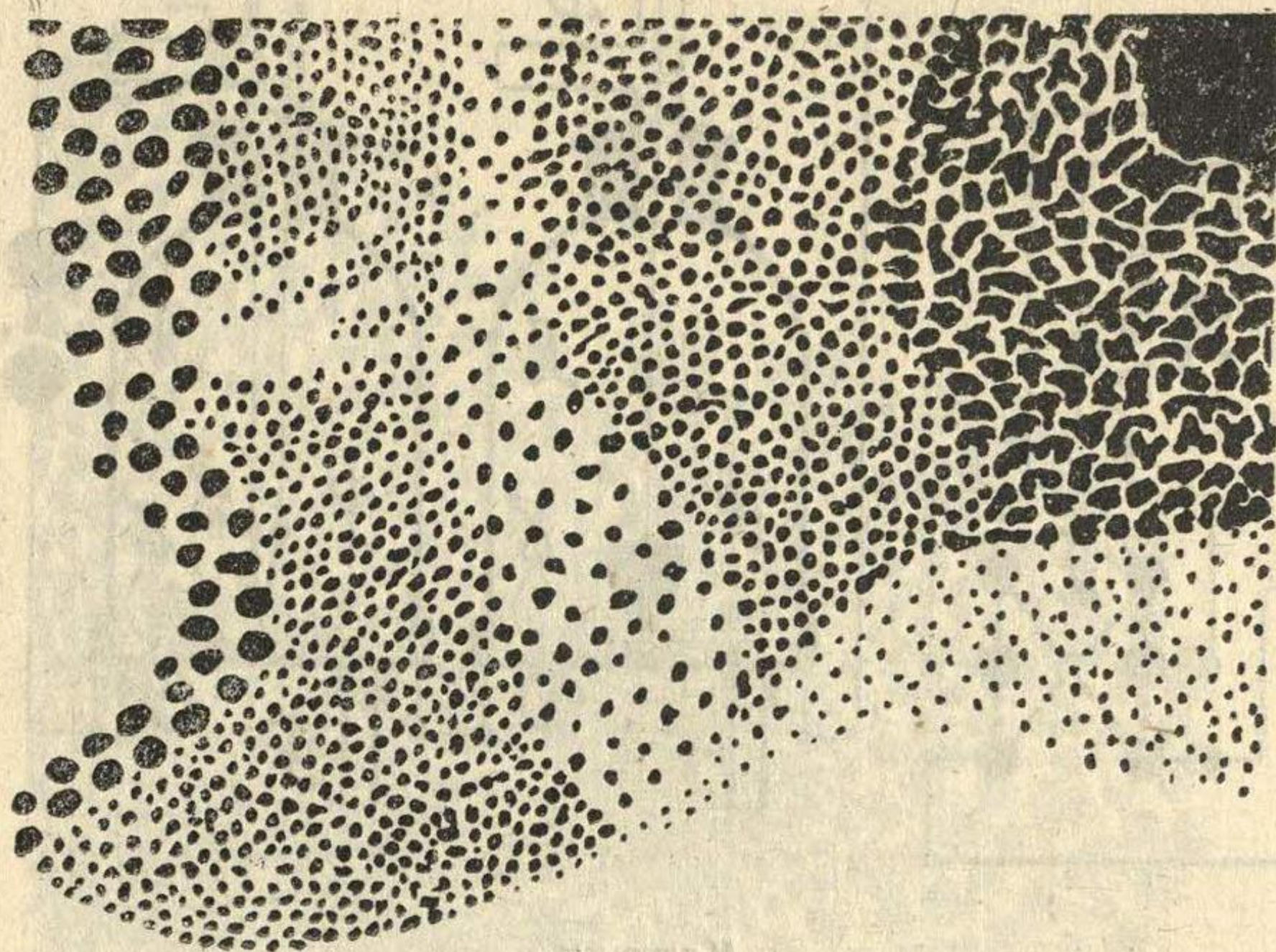
Предварительным исследованием длинного куска платиновой проволоки (кусочек которой потом был взят для изготовления петли — g) была найдена зависимость между силой накаливающего тока и температурой накала. Измерение температуры накала по этому способу было достаточно надежным, ибо данные Бенуа¹⁾ и Хольборна²⁾, формулами которых я пользовался, дали числа, отличающиеся друг от друга не больше, как на $10-20^\circ$. Предварительные опыты показали, что влияние различной формы электродов (конус и петля) весьма мало

1) Benoit, 76, p. 342. 1873.

2) Holborn. Ann. d. Phys. 6, p. 242. 1901.

сказывается на электрических разрядных фигурах, получаемых сквозь слои диэлектриков. Различие обнаруживается только на очертаниях фигуры и не сказывается на их строении. Влияние температуры сказывается и на форме, и на строении фигур. Петля, как менее симметричный электрод, вообще должна была бы дать более неправильные очертания фигур, но оказалось, наоборот, нагретая петля дала отрицательные фигуры в виде кругов.

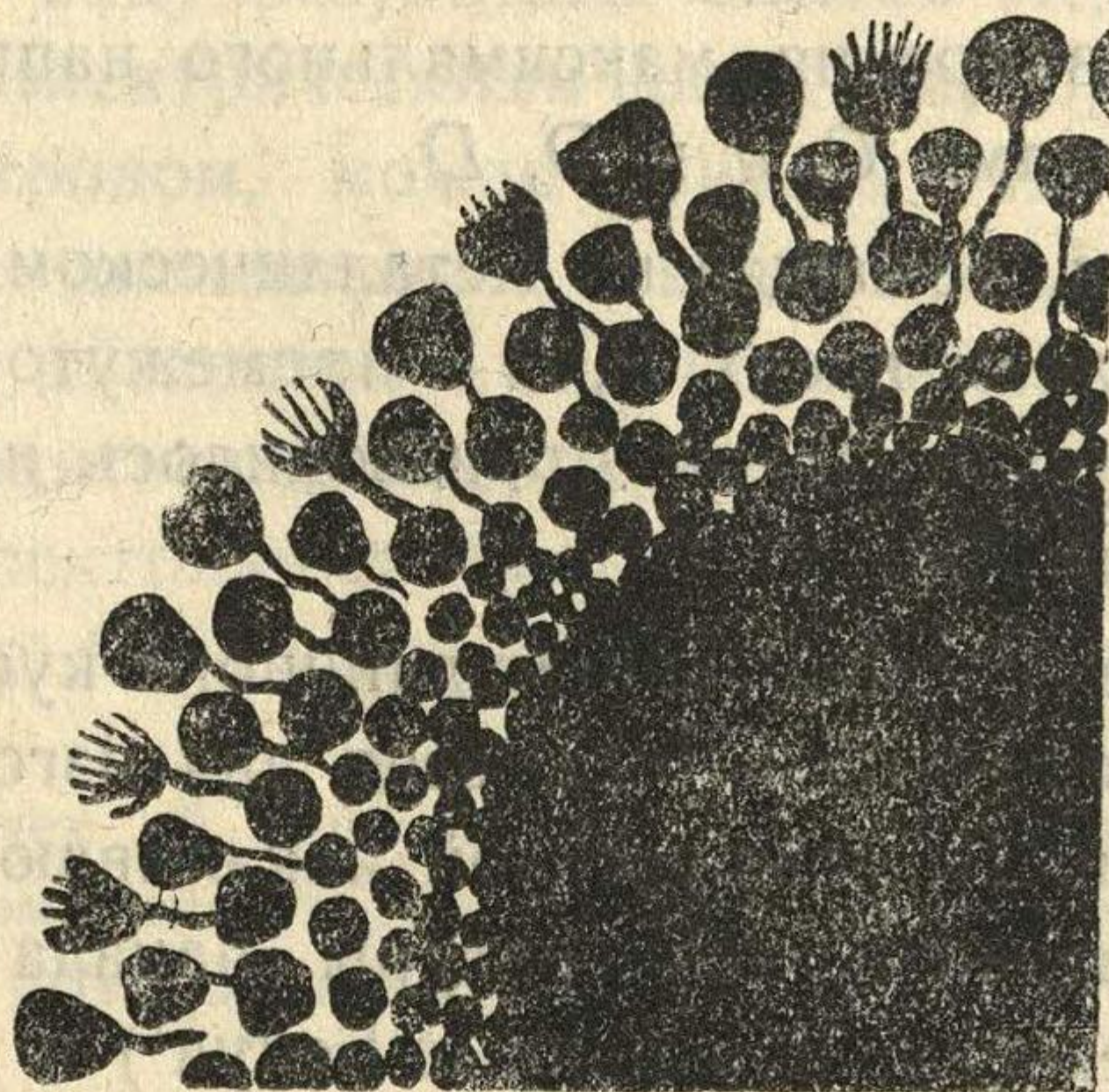
Черт. 8 показывает картину, получившуюся от (—) холодного



Черт. 8.

конуса, сквозь лист эбонита толщиной 0,8 мм. Она имеет неправильное очертание и заполнена маленькими пятнами в виде кружков и точек.

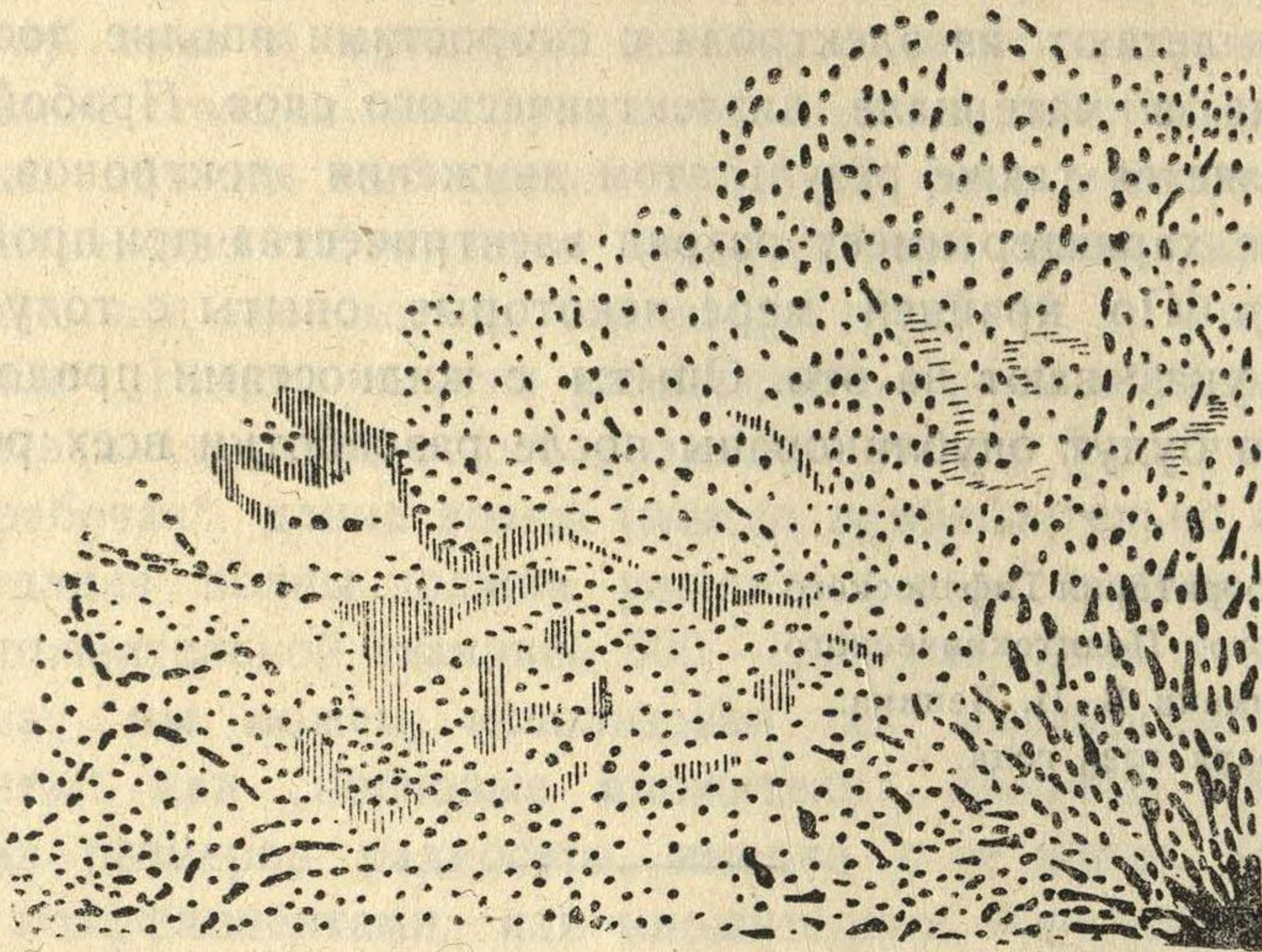
Густота точек неправильно возрастает к центру, т.-е. середине фигуры. Черт. 9 получен одновременно с предыдущим, через такую же



Черт. 9.

эбонитовую пластинку, с помощью накаливаемой до 750° петли *g*. Фигура представляет правильный круг, заполненный довольно крупными пятнами в виде кружков. Величина кружков убывает, а густота их правильно

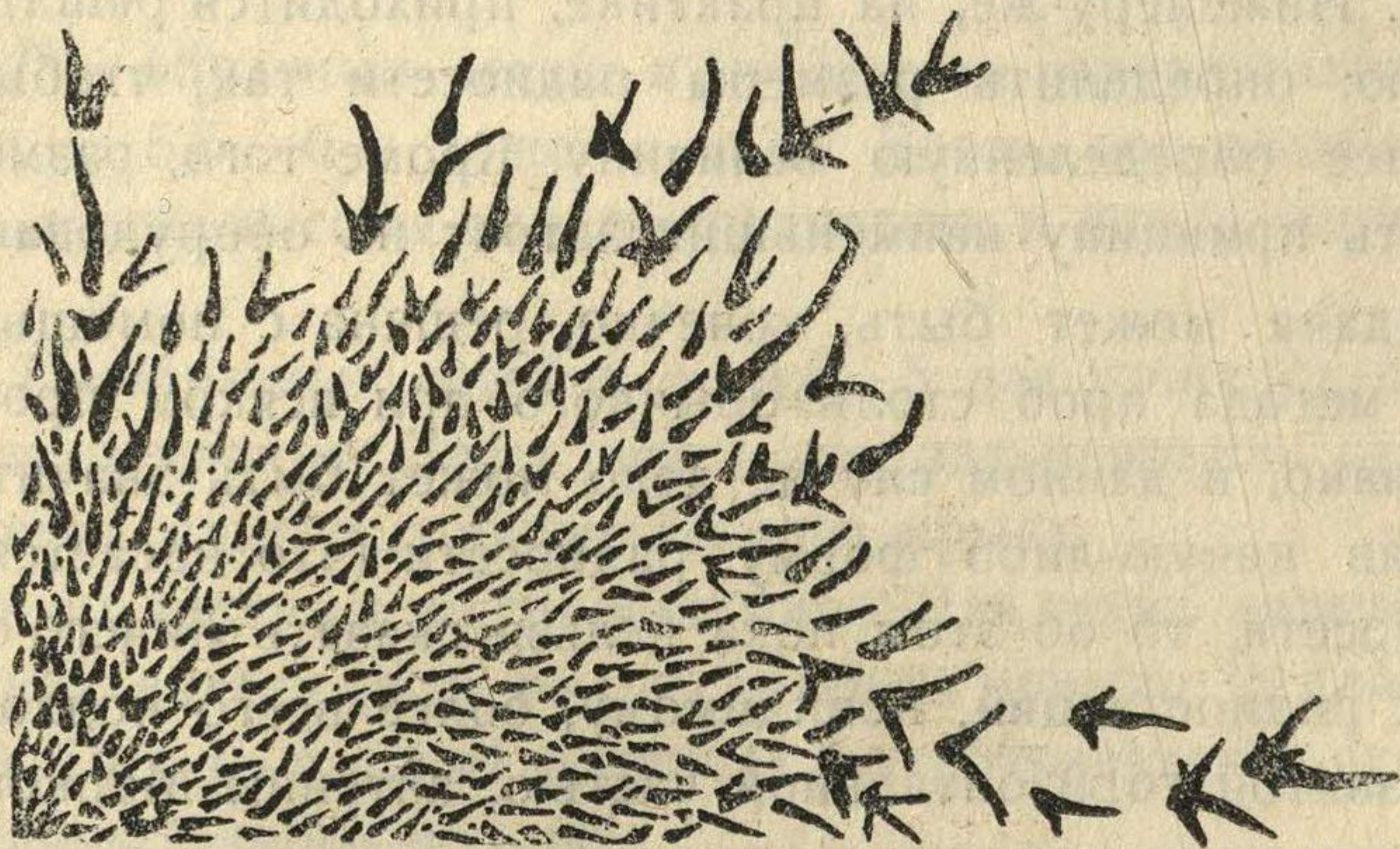
возрастает к центру фигуры. Некоторые из кружков, находящихся на окружности фигуры, имеют ясное веерообразное строение. Черт. 10 и 11 получены от (+) заряда верхних электродов, сквозь тот же листик эбонита. Черт. 10 получен от холодного конуса; здесь фигура состоит



Черт. 10.

из неправильных и неправильно расположенных пятен в виде точек и удлинённых фигур. Очертание фигуры неправильное.

Черт. 11 получен от накалинной до 750° петли. Очертание фигуры приближается к эллипсису, но остается все же неправильным из-за далеко выступающих за пределы фигуры рогов, состоящих из отдельных



Черт. 11.

крупных лучей и звезд. Внутренность фигуры заполнена пятнами в виде зазубренных, остро заканчивающихся, коротких лучей и звездочек с 2—5 лучами. Величина пятен правильно убывает к середине фигуры, но зато правильно возрастает густота их расположения. Звездочки, расположенные у краев фигуры, более развиты, чем внутренние.

Из обзора всех полученных результатов, которые в недалеком будущем будут опубликованы отдельно¹⁾, можно сделать вывод, что пробой диэлектрика, по крайней мере при условиях близких к моим опытам, представляет собою ничто иное, как результат пролета электронов, сквозь слой диэлектрика. При достаточно сильном напряжении электроны вылетают из электрода с скоростями вполне достаточными для движения в материале диэлектрического слоя. Пробой газа, как известно, является также результатом движения электронов. Вероятно, что такой же характер имеет разряд электричества при пробое жидких диэлектриков. По крайней мере некоторые опыты с толуолом и др. жидкостями указывают на это. Опыты с жидкостями продолжаются и своевременно будут опубликованы после разработки всех результатов.

Физическая Лаборатория Тифлисского
Государственного Политехнического
Института имени В. И. Ленина.

5 февраля 1925 года.

Еще о расчете емкости радиосетей.

А. Е. Сузант.

Этот вопрос уже не раз затрагивался в нашем журнале ТиТбп; но затрагивался в плоскости определения емкости антенны по заданным ее размерам. Инженеру-же, на практике, приходится решать задачу как раз обратную: определить размеры радиосети так, чтобы емкость ее имела заранее определенную величину. Кроме того, размеры должны удовлетворять принципу наименьших затрат на оборудование.

Эта задача может быть, конечно, решена с помощью широкого применения метода проб столь обычного при всяком проектировании вообще. Однако, в данном случае дело может быть значительно упрощено. Выбрав какую-либо форму радиосети (что касается до выбора формы радиосети, то об этом пока нельзя сказать ничего определенного; для мощных радиостанций, повидимому, более всего подходят антенны с сильно развитой горизонтальной частью, антенны Маркони, Александерсона; также получили некоторое распространение антенны зонтичного типа), мы можем наметить приблизительные, основные, размеры ее, после чего детальный расчет радиосети, по методам проф. Хоу, Шулейкина, так чтобы она имела определенную емкость, не представляет уже затруднений.

¹⁾ В очередном томе Известий Тифлисского Государственного Политехнического Института имени В. И. Ленина.

Чтобы, согласно только-что сказанного, наметить размеры радиосети, важно знать, хотя-бы приблизительно, собственную длину волны радиосети. Для подсчета собственной длины волны, нам, в первом приближении, бывает достаточным знать „рабочую“ длину волны, определяемую на основании формул передачи (Остина—Коэна, Фуллера), дающих силу тока в приемной антенне в зависимости от элементов отправительной станции, как функцию дальности действия. Собственная длина волны обычно выбирается в 1,5—2 раза меньше „рабочей“. Это обстоятельство объясняется тем, что при таком удлинении сеть работает наиболее экономично (см. напр.: проф. И. Г. Фрейман „Курс радиотехники“: „Баланс энергии радиосети“). Таким образом предполагаемая собственная длина волны радиосети может быть намечена, если известна „рабочая“ длина волны (можно приблизительно считать, что „рабочая“ длина волны должна уложиться в расстоянии между приемной и отправительной станцией 500—1.000 раз). Зная-же собственную длину волны, мы можем, используя так называемые „волновые коэффициенты“ или „волновые множители“, получить представление об одном из размеров радиосети, именно о ее длине. Как известно, волновыми коэффициентами, или множителями, называется отношение длины собственной волны радиосети к длине самой радиосети (правильнее: к длине пути тока от основания радиосети до последнего изолятора). Эти коэффициенты определяются на основании опыта для различных форм радиосетей.

Обозначим через λ_0 —собственную длину волны радиосети, а через l —длину ее самой; тогда волновой коэффициент u выразится следующим образом: $u = \frac{\lambda_0}{l}$. Вот некоторые значения этих коэффициентов)¹:

1) Для Г—образных сетей: $u = 5$; если горизонтальное крыло—широко, то $u = 5,5—6$ и даже: $u = 7$. Здесь, под величиной l —подразумевается сумма высоты подвеса радиосети и длины горизонтального крыла.

2) Для Т—образных сетей $u = 4,5—5$ для узких (судовых) антенн и до 8—9 для широких. Здесь под l —подразумевается сумма высоты подвеса и длины одного горизонтального крыла.

3) Наконец антенны зонтичного типа. Для таких антенн $u = 6—8$; в случае низких антенн (если высота антенны меньше $\frac{1}{3}$ длины луча), $u = 8—10$. Под l —в таких антеннах подразумевается сумма высоты антенны и длины одного ее луча.

Из всего сказанного следует, что, задавшись волновым коэффициентом (u) и собственной волной (λ_0) радиосети, мы можем найти величину (l) для рассматриваемой антенны. Затем, зная высоту подвеса радиосети, которая выбирается заранее на основании соображений экономического характера: (А. Ф. Шорин, в результате своей обширной

¹) См. И. Г. Фрейман „Курс радиотехники“: „Управление волной радиосети“.

работы „Сравнительный экономический расчет различных систем радиостанции и проволочного телеграфа на дальность действия 1.000—3.000 кл“¹⁾ советует (стр. 598) для станций дальностью действия 3.000—4.000 кл делать мачты высотой 150—200 мт; для станций же дальностью 1.000 кл и меньше: 75—100—120 мт), мы можем определить длину горизонтального крыла для Г и Т—образных сетей и длину луча в случае зонтичных сетей. Таким образом, вопрос о приблизительной длине радиосети может быть разрешен. Правда, полученные таким образом размеры могут колебаться в ту или иную сторону, главным образом, в зависимости от экономических соображений. Так например, если мы выбрали сеть с горизонтальной частью (Г или Т—образную) и получили вышеуказанным путем длину горизонтального крыла, то мы можем несколько эту длину изменить так, чтобы радиосеть получила при данной емкости наименьшее количество мачт, руководствуясь тем соображением, что в подобных случаях расстояние между мачтами не превышает 375—400 мт. Но при этом бывает важно иметь представление о той ширине, которую получит радиосеть при данной ее длине и емкости. Для этой цели могут очень пригодиться приблизительные формулы емкости радиосети, как например формулы Остина, Мейснера, Иккельз'а. Мы укажем здесь только на формулу Остина. Эта формула дает зависимость емкости радиосети от площади горизонтальной проекции и высоты радиосети. Она имеет вид:¹⁾ $C = 36 \sqrt{S} + 792 \frac{S}{h}$. Здесь C —емкость радиосети в см; S —площадь горизонтальной проекции радиосети в мт²; h —высота подвеса в мт (при радиосетях весьма длинных, при длине, превышающей ширину в 8 и более раз, эта формула дополняется множителем: $(1 + 0,015 \frac{l}{b})$ где, l —длина радиосети, b —ширина радиосети).

Мы воспользуемся этой формулой с целью определить S —проекцию (горизонтальную) радиосети, при заданной емкости и высоте подвески. Зная же при этом и длину радиосети, используя для этой цели волновые коэффициенты, мы можем иметь более или менее ясное представление о приблизительных размерах радиосети.

Дальнейшее определение более точных размеров радиосети: числа проводов, расстояния между ними и т. д. может уже быть исполнено по превосходным методам проф. Хоу и Шулейкина.

Благодаря такому предварительному определению размеров мы имеем возможность значительно упростить себе задачу и не терять бесполезно времени, решая этот вопрос только методом проб.

Ленинград.

23—II—1925.

²⁾ См. ТГТбп, № 14—17.

¹⁾ См. И. Г. Фрейман „Курс Радиотехники“: „Расчет емкости радиосети“

ИЗ ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

Еще о теории кристаллического детектора. (James. Phil. Mag. № 292, Apr. 1925). — Автор присоединяется к одной из наиболее старых теорий детектирования — электролитической¹⁾. Рядом опытов он убеждается в том, что проводимость галенита обусловлена металлическим ионом кристаллов свинцового блеска. Все эти опыты были сделаны с синтетическим веществом, нагревавшимся в электрической печи до 1150° и очень медленно охлаждавшимся при небольшом избытке серы во избежание окисления.

Прежде всего была определена зависимость электропроводности от температуры; оказалось, что в чистом сернистом свинце электропроводность медленно повышается от -20 до $+160^{\circ}\text{C}$ (примерно на 100%), затем быстро от 160° до 210°C (еще на 800%) и далее снова медленно растет. Из этого можно заключить, что при 160°C гален переходит в другую форму, обладающую большей проводимостью. Примесь сернистого серебра (10%) сильно подчеркивает быстрый скачок электропроводности, примесь сернистого олова (5%), наоборот, сглаживает его.

Эта серия опытов была сделана с кристаллом, к которому ток подводился посредством острого и большего электрода, и обнаружила одностороннюю проводимость такого детектора, особенно резко выраженную у галена с серебром при температурах от 140° до 170°C и незаметную у галена с примесью олова.

Второй серией опытов автор проверил, не является ли проводимость галена электролитической в обычном смысле этого слова, т.-е. сопровождающейся выделением металлического иона на отрицательном электроде. К этому опыту его побудило наблюдение, что при перемене напряжения на детекторе, сопровож-

дающемся падением тока, это падение происходит не сразу, а через некоторое время (соответствующее времени деполяризации в обычных электролитах). Опыт взвешивания маленького серебряного электрода до и после продолжительного пропускания тока не дал приращения веса; значит, отложение внутри кристалльных ионов на внешних электродах не имеет места. Этот результат заставляет автора думать, что под действием электрического поля металлические ионы группируются, не выходя на поверхность, внутри кристалла в проводящие волокна; на их создание и разрушение требуется некоторое время и более или менее сильный ток.

Вопрос о выпрямительных свойствах галена при более слабых токах автор решает следующим допущением. Сернистый свинец, как известно, кристаллизуется в кубической системе. Предположим, что неэлектропроводные ионы серы остаются неподвижными, занимая в пространстве определенные вершины кубиков кристаллической решетки. Ионы же свинца могут отчасти сдвигаться. Когда к определенной поверхности кристалла прикасается острое, имеющее относительно всей массы кристалла отрицательный потенциал, то положительные ионы металла проступают сквозь сетку серных ионов и дают хороший металлический контакт с острием. При противоположном направлении поля острое опирается лишь на непроводящие серные ионы, и проводимость контура падает. Примесь сернистого серебра, в большей мере являющегося электролитическим проводником и кристаллизующегося в той же системе, помогает такому эффекту, примесь сернистого олова, кристаллизующегося в другой системе, нарушает этот порядок и затушывает явление.

¹⁾ Ср. Титбл № 15, стр. 579. 1922.

В статье заключается много любопытных деталей, освещающих общий ход рассуждений и не лишенных самодовлеющего интереса. Представление об ионной природе явления детектирования стоит в тесной связи с современными физическими исследованиями о природе вещества вообще и кристалла в частности.

Г. О.

О так называемом „жестчении“. —

Необходимость получения наивысшего вакуума заставила технику выработать особый прием удаления остатков газа посредством электронного разряда, являющийся, повидимому, самым могучим средством, применимым тогда даже, когда другие способы оказываются бессильными. Между тем самый механизм этого явления остается совершенно загадочным. Н. Кемпбел, Э. Нью уже несколько лет работают над его выяснением. Пока удалось выяснить лишь некоторые детали явления. Остаточный газ, повидимому, в главной своей массе выделяется из внутренних частей прибора и состоит чаще всего из окиси углерода, как это показывает потенциал его ионизации, с вероятной примесью водорода. Выделение газа происходит все время и усиливается при нагревании. „Ни разу мы не получали такого сосуда, в котором давление не увеличилось бы слегка при постоянной температуре после того, как газ исчез из него“. Кемпбел определял в своих опытах отношение n_1/n_2 , где n_1 число исчезающих в единицу времени молекул, а n_2 число образующихся за это время ионов. Зная что $n_2 = i_g/\epsilon$, $n_1 = -NV \frac{dp}{dt}$, где i_d сила ионного потока, N число молекул в единице объема V , ϵ заряд электрона, получим

$$n_1/n_2 = -\alpha NV\epsilon \frac{1}{i_g} \cdot \frac{d(i_g/i_a)}{dt}$$

(получается из $p = \alpha \frac{i_g}{i_a}$). Это выраже-

ние можно вычислить на основании измерений и по нему судить об исчезновении газа. Предположение о химических процессах, обусловленных ионизацией газа при разряде и ведущих к его исчезновению, пришлось отбросить. Инертный аргон также бесследно пропадал при такой обработке, как и активный кислород, хотя и медленнее его (конечно, в последнем случае давление газа менялось и от других причин, сильно маскировавших явление). Не удалось установить и определенной связи между природой газа и природой поглощающей его внутренней поверхности сосуда, которую авторы покрывали слоями самых разнообразных веществ: вольфрам, магний, медь, серебро, фосфор и др. Увеличение площади стенок способствовало абсорпции, хотя можно думать, что возможно достигнуть наконец такого состояния, когда давление определяется лишь температурой, и наступает своеобразное равновесие. На основании опытов можно заключить о существовании какой-то особой „реакции“ между молекулами газа и твердыми телами в баллоне. Необходимо выяснить, какова природа ее и каково состояние молекул, способных в нее вступить. Авторы рассматривают несколько возможных гипотез и приходят к убеждению, что молекулы газа поглощаются свободной поверхностью независимо от их зарядов. Поглощение это, связанное каким-то образом с ионизацией, не обуславливается самой ионизацией или скоростью движения ионов, ибо отношение n_1/n_2 не возрастает с повышением вольтажа разряда (до 400 V и выше) так, как это следовало бы ожидать. Авторы допускают, что во время ионизации одних молекул, другие молекулы приходят лишь в особое „возбужденное“ состояние, близкое к ионизации, но не дающее отдельных ионов. На возможность такого состояния указывает и известный американский экспериментатор Комптон. (Journ. Opt. Soc. VII, p. 955. 1923). Оно

способствует образованию особых комплексов молекул, слабо связанных между собой, и прилипанию их к стенкам. Такое предположение согласуется и с тем обстоятельством, что исчезновение газа начинается уже раньше, чем будет достигнута разность потенциалов, необходимая для ионизации. В. Вин, вычисляя продолжительность такого возбужденного состояния, находит ее равной приблизительно 10^{-7} секунды. Это указывает между прочим на то, что поглощаются не первоначально „возбужденные“ молекулы, а молекулы, „возбудившиеся“ при столкновении с ними или с ионами. Частое образование при ионизации крупных комплексов газовых ионов, которое могло бы повести к исчезновению газа, не подтверждается опытами Астона по анализу масс, и гипотеза поглощения стенками самих „возбужденных“ молекул лучше всего согласуется с богатым экспериментальным материалом, собранным Кемпбелом, хотя в заключение своей статьи он еще раз подтверждает, что факты, собранные им, несмотря на свое обилие, все-же слишком ненадежны, чтобы послужить основой какой-либо теории.

N. R. Campbell and E. G. New. Phil. Mag. V. 48, № 285, p. 553. Sept. 1924.

Новое об усилительных лампах.— В № 11 Zeitschrift für Technische Physik сообщается о некоторых новых достижениях фирмы Хут в Берлине. Во-первых, ею выпущены усилительные лампочки нового типа. Анод и сетка представляют собою плоские пластинки разм. 10×13 мм; между ними помещается волосок из иридийной платины, покрытой окислами щелочных металлов или изториюванного вольфрама. Согласно теории Лауе волосок помещен возможно ближе к пластинке, заменяющей сетку (0,5 мм); расстояние от нее до анода 30 мм. Пластинку, заме-

няющую собой сетку, делают или сетчатую или сплошную. В последнем случае катод помещают в плоскости самой пластинки в специально сделанных для него прорезах или желобках, что дает 3 типа ламп, значительно отличающихся друг от друга главным образом по своей „проницаемости“ (Durchgriff) и по крутизне характеристики; откачаны все они с парами металлов. Лампы эти конструированы и исследованы подробно Х. Кон'ом, работающим в лаборатории Хут'а. Сила анодного и сеточного тока, а равно и накал в этих лампах подобраны по возможности подходящими к общеупотребительным образцам. Накал 0,08 А и 1,2 V, напряжение на аноде 50 V, крутизна 0,2 мА на вольт, проницаемость 15%. Главная особенность их состоит в том, что они работают при большом положительном потенциале на сетке, он достигает даже до 3 вольт. Таким образом лампы эти не только могут употребляться в большинстве обычных схем, но и допускают такие конструкции приемных устройств, которые с обычными лампами не могли бы действовать.

Другим достижением этой фирмы является применение сильно торированного вольфрама. Торий располагается на нем уже не одноатомным слоем, как в американских микро-лампах, изготовляемых по методу Лангмюра, а образует слой, достигающий до 0,01 мм толщины. Диаметр такого волоска оказывается значительно больше обычного (0,012—0,016 мм), доходя до 0,05, причем самый вольфрам берется около 0,03 мм. Другим сотрудником лаборатории, Катш, было произведено подробное сравнение ламп, изготовленных из такого вольфрама, и ламп с оксидированными волосками. Следует отметить, что в этом случае применялась исключительно BaO , а не CaO или какая-нибудь смесь. При этом особое внимание было обращено на постоянство вакуума, устанавливаемого по отношению i_e / i_a около $1 \cdot 10^{-6}$ мм Hg.

Накал подбирался так, чтобы крутизна характеристики делалась более или менее постоянной. Измерения производились с лампами одинаковых размеров цилиндрического типа. Измерения показали, что сила анодного тока при изолированной сетке у сильно торированного вольфрама и у BaO такая же, как и при соединении ее с волоском. Это указывает, по мнению автора, на чрезвычайно малый объем, занимаемый в этих случаях выброшенными из нити электронами. Если их не отсасывает внешний потенциал, он целиком помещается внутри сетки. Вообще же сильно торированный вольфрам при низких температурах приближается по своим свойствам к оксидированным волоскам, а при высоких температурах — к чистому вольфраму.

Фирма сообщает, что ею производятся дальнейшие исследования свойств волосков из сильно торированного вольфрама и платины, покрытой CaO и SrO , которые в ближайшее время будут опубликованы.

Пустотная лампа в качестве мощного генератора колебаний.—Автор в реферируемой работе приводит метод и пример расчета мощного лампового передатчика. Исходя из экспериментально полученных характеристик генераторной лампы UV—206 № 7621, он сначала снимает с них значения анодного и сеточного токов через 10° фазового угла для различных условий (анодное напряжение и сеточное смещение), в предположении, что сетке задается синусоидальный колебательный потенциал, и что фаза анодного напряжения отличается от фазы сеточного на 180° . Таким образом получается громадный числовой материал, представляющий собой ряды точных значений анодного тока; эти ряды позволяют построить по точкам кривые изменения анодного тока, каждая из которых соответствует данному среднему анодному напряже-

нию, сеточному смещению и амплитуде сеточного вольтажа. Гармонический анализ кривой тока и ее интегрирование дают значения полезной мощности, амплитуды гармоник, диссипации в лампе, коэффициента полезного действия лампы при данных условиях, а также выясняют опасные для лампы точки ее работы. Таким образом эти важные величины получаются в функции данных условий. Далее производится расчет анодного контура, сеточного контура и грид-лика, дающих наибольший КПД при определенном среднем анодном напряжении. Наконец, исследуется влияние антенного контура и условия появления и использования двуволнистости этой системы, а также производится расчет контуров, отсасывающих гармоники и тем самым облегчающих условия работы лампы. Все исследование иллюстрируется частными примерами, в основу которых положены упомянутые характеристики лампы UV—206. Эта большая работа, не требующая от читателя математических усилий, но в то же время вполне строгая, представляет громадный интерес и содержит массу ценных указаний, истолковывающих и позволяющих предвычислить многие явления в ламповых генераторах.

D. C. Prince. Proc. of Inst. Radio Eng. V. 11, pp. 275, 405, 527. June, August, Octobre 1923.

Диэлектрические характеристики материалов.—В целях уменьшения потерь и рационализации устройств, особенно предназначенных для работ с короткими волнами, является необходимым избегать несовершенных диэлектриков не только в конструкции конденсаторов, но и в конструкции катушек самоиндукции для приемников и передатчиков (оправки, каркасы, заливка и пр.). Несовершенный диэлектрик в электрическом поле мы можем себе представить, как совокупность совершенного кон-

денсатора и омического сопротивления, включенных либо параллельно друг другу, либо последовательно. В обоих случаях вектор тока будет опережать вектор напряжения на угол φ , меньший 90° . Ваттные потери энергии в данном диэлектрике, как известно, характеризуются коэффициентом мощности $\cos \varphi$. Емкость эквивалентного конденсатора, пропорциональная диэлектрической постоянной данного материала, почти не зависит — при малых коэффициентах мощности — от того, как она определена: по аналогии ли с параллельным или последовательным соединением.

Автор реферируемой статьи проделал серию опытов по определению диэлектрических постоянных ϵ и коэффициентов мощности $\cos \varphi$ ряда диэлектриков. При измерениях он пользовался следующим приемом. Ламповый генератор через катушку связи воздействовал на цепь, состоящую из последовательно соединенных конденсатора с исследуемым диэлектриком, сопротивления и термoeлемента с гальванометром. Изменением частоты генератора достигался резонанс в этой вторичной цепи, отмечаемый наибольшим показанием гальванометра; длина волны точно измерялась калиброванным волномером. Сопротивление вторичного контура определялось по измеряемому уменьшению отклонения гальванометра, происходящему от включения дополнительного последовательного сопротивления. Затем исследуемый конденсатор заменялся особо тщательно изготовленным переменным конденсатором с кварцевой изоляцией, регулировкой которого снова получали резонанс. Отсчеты гальванометра, волномера и конденсатора позволяли вычислить диэлектрическую постоянную ϵ и коэффициент мощности $\cos \varphi$, характеризующие диэлектрик исследованного конденсатора при данной частоте. Точность определений получалась порядка 2%.

Исследование ряда диэлектриков

в диапазоне от 600 до 1.700 килоциклов в секунду обнаружило, что ϵ почти постоянно в данном диапазоне, коэффициент же мощности $\cos \varphi$ постепенно изменяется по мало наглядному закону. В приводимой ниже таблице даны полученные значения ϵ и $\cos \varphi$ при частоте в 1.000 килоциклов ($\lambda = 300$ м) для ряда диэлектриков.

ТАБЛИЦА

диэлектрических постоянных.

Вещество.	ϵ	$\cos \varphi$
Эбонит	от 2.53 до 2.79	от 0.007 до 0.014
Целлулоид	4.10	0.042
Formica	3.83	0.050
Тоже (друг. сорт)	3.60	0.051
Слюда	2.94	0.0004
Сера	3.03	0.006
Стекло	5.65	0.008
Petrite	5.34	> 0.100
Бакелит	от 3.73 до 3.88	от 0.037 от 0.059
Вулканизирован. каучук	2.92	0.007
Фибра серая	6.05	0.070
„ черная	5.26	0.052
„ красная	4.35	0.054
Radion черный	3.22	0.017
Левероид (кожан. бумага)	4.27	0.048
Магония (бразиль- ское красн. дер.)	4.43	0.051
Celeron	от 4.40 до 3.73	от 0.049 до 0.057
Fibroc	3.99	0.041
Vulcabeston	от 3.95 до 3.42	от 0.050 до 0.037

Proc. of Inst. Radio Eng. V. 12. Dec. 1924, p. 841.

На 88 с'езде Германских Естествоиспытателей и Врачей в Иннсбруке (21—27 сентября 1924) среди прочих было не мало докладов, касающихся нашей области, в том числе—Barkhausen: Скорость перескока групп молекулярных магнитов (сравн. Z. f.

techn. Phys. 5, p. 518. 1924). Он-же: Чувствительность уха для несинусоидальных тонов (Phys. Z. 25, p. 537. 1924). Tuma: Кинематографическое воспроизведение Герцевских волн (ibid. p. 601). Fürth: Диэлектрические постоянные хороших проводников (ibid. p. 676). Trendelburg u Riegger: Об усилении коротких волн (Z. f. techn. Phys. 5, p. 495. 1924). Cohn: Усилительные и приемные лампы без сетки (ibid. p. 500). Katsch: О пространственном заряде ламп с оксидированным волоском (ibid. p. 505). Rother: Явления разряда в высоком вакууме при небольших расстояниях между электродами.

O. Emersleben. J. d. d. T. u. T. B. 25, p. 16. 1925.

Один из способов улучшения телефонных передач по длинным проводам.—Как известно, одним способом улучшения передачи речи по проводам представляется пупинизация линии, т. е. включение в линию *последовательно* катушек самоиндукции. Автор предлагает другой принципиально новый способ улучшения передач путем включения катушек самоиндукции в линию не последовательно, а параллельно. Таким образом, катушка *шунтирует* линию, отсюда самый способ называется „способом индуктивных шунтов“. Точное математическое представление процессов в линии с индуктивными шунтами чрезвычайно сложен. Автор приводит приближенный подсчет, оправдываемый тем, что практическая точность осуществления самого точного расчета не велика, не велика и точность экспериментального определения постоянных линии. Определяя известный коэффициент затухания β на километр длины в случае применения индуктивных шунтов, можно убедиться в том, что в случае, когда шунты (их сопротивление и самоиндукция) рассчитаны применительно

к определенной частоте ω , затухание, наименьшее при ω , значительно медленнее возрастает для больших ω , чем для меньших. Принимая во внимание, что на разборчивость телефонных разговоров влияет главным образом передача высших обертонов, мы получаем здесь значительный выигрыш, особенно потому что существующие микрофоны и телефоны сами по себе обладают собственными не высокими периодами. Соответствующие им сравнительно низкие частоты в шунтированной линии затухают сильнее, выделяя высшие—более важные—частоты.

Особенно удобен прием включения индуктивных катушек с последовательным им конденсатором. В этом случае, настраивая эти шунты на определенные частоты, мы, создаем для последних почти короткое замыкание и тем самым освобождаем от них приемник. Например, если телефонным разговорам мешает индукция осветительной цепи, то возможно освободиться от мешания, настраивая шунты на частоту осветительного тока. Точно также настройка на те частоты, которых нет в человеческой речи (например в промежутке между „а“—900 и „о“—510 пер/сек) мы значительно очищаем передачу, не вредя ясности. Наконец способ параллельных шунтов дает возможность пользоваться для телефонии морскими кабелями, хотя бы и *одножильными*, так как включение соответствующих катушек в этих случаях не представляет затруднения.

В статье приводится приближенный математический анализ, требующий внимательного изучения прежде, чем его можно практически применить к расчету.

Béla Gáti. Journ. télégraphique. Fevr. Mars, Avr. 1915. p. 1. Ibid. Janv. 1914. p. 4. Lumière Electrique, № 30, p. 102.

Г. О.

Б И Б Л И О Г Р А Ф И Я.

Р. Милликэн. Электрон. Перевод с англ. В. А. Фока под ред. С. И. Вавилова. ГИЗ. Серия „Современные проблемы естествознания“. Москва. 1924, VIII + 216 стр.

Учение об электро́не составляет центральное ядро современной физики, и сочинение, посвященное выяснению природы его, заслуживает особого интереса, особенно если оно написано автором, которому принадлежит блестящее выполнение главнейших экспериментальных работ в этой области.

„В наше время новые воззрения и новые явления следуют одно за другим с такой быстротой, что даже сами участники научной работы едва-ли вполне осознают совершающееся. Период этот характеризуется также тем, что промышленность занимает и приспособляет для своих целей с невиданной ранее быстротой последние результаты работ физических и химических лабораторий“... „Поэтому не только академический интерес представляют, например, следующие факты: доказано, что электричество обладает атомным или зернистым строением; удалось изолировать и точно измерить элементарный электрический заряд и т. д.“ ... „Эти факты полны смысла также и для практики“. (Р. Милликэн—введение). Поэтому автор пытается изложить в исторической перспективе и генетической связи главнейшие работы, направленные к опытно-

му доказательству существования электрона и выяснению его свойств.

Материал расположен в следующем порядке: Прежние воззрения на электричество. Распространение законов электролиза на прохождение электричества через газы. Прежние попытки непосредственного определения „ e “. Общее доказательство атомной природы электричества. Точное определение „ e “. Механизм ионизации газов рентгеновскими лучами и лучами радия. Броуновское движение в газах. Существует-ли субэлектрон? Строение атома. Природа лучистой энергии.

При изложении каждого из этих вопросов автор не ограничивается описанием экспериментов, служащих для его выяснения, но излагает вкратце историю каждого из них и их связь между собой и с другими проблемами.

Перед читателем постепенно разворачивается весь путь научной мысли, приведший ее наконец к тому коренному перевороту наших воззрений на природу материи, свидетелями которого мы являемся.

Описание экспериментов отличается ясностью, и книжка эта может служить для ознакомления с теми приемами и методами, которыми пользуются ныне при работах с электронами. Поэтому сочинение Р. Милликэна нужно считать классическим, оно будет полезно всем, кому придется работать с электронными приборами.

ВАЖНЕЙШИЕ ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ.

ТиТбп № 29.

Стр.	Строка.	Напечатано.	Должно быть.
186	25 сн.	не режим	на режим

ТиТбп № 30.

201	11 св.	Но	Но в
201	13 св.	Кроншдадте	Кронштадте
202	19 сн.	открытые	открытие
219	17 сн.	стетья	статья
219	12 сн.	Соместив	Совместив
219	6 сн.	родиостанций	радиостанций
220	14 св.	bie	bei
220	16 св.	— зваться	— зоваться
223	3 св.	дайствительности	действительности
224	5 св.	тотчки	точки
226	6 сн.	саучае	случае
232	2 сн.	осталость	отсталость
240	4 сн.	$\bar{z}$	$\bar{Z}$
240	3 сн.	$\bar{z}$	$\bar{Z}$
316	8 св.	1955	1925

ТиТбп № 31.

387	2 св.	В. А.	А. К.
-----	-------	-------	-------

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина.

Тираж 1000 экз. — Гублит. 54.

Печатание ТиТбп № 31 закончено 18 августа 1925 года.

Адрес редакции: Н.-Новгород, Радионабережная, 8.

