



Доп 60131

№ 24. МАЙ 1924.

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ.



Типография Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина.

Склады изданий „ТнТбп“.

1. НИЖНИЙ-НОВГОРОД. Радиолaborатория имени В. И. Ленина,
Радцонабережная, 8. Телеф. 21-66, 16-66.
2. МОСКВА. Рождественский бульвар 15, кв. 7. Московское Бюро Радио-
laborатории. Телеф. 41-81.
3. ЛЕНИНГРАД. Во всех крупных книжных магазинах.



НА СКЛАДАХ ИМЕЮТСЯ:

ТнТбп №№ 12, 14, 16, 17, 19 — 24 по 60 коп. каждый.

Журнал высылается по получении должной суммы в валюте
или в виде ПОЧТОВЫХ МАРОК.

Рассылка наложенным платежом не производится.



„Т. и Т. б. н.“

Ж У Р Н А Л

„ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ“

ИЗДАНИЕ НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ ИМЕНИ В. И. ЛЕНИНА.

Под редакцией профессора В. К. Лебединского.

ОСНОВАН в 1918 году.

№ 24. МАЙ 1924.

СОДЕРЖАНИЕ.

Тепловой режим вольфрамового катода в триоде с чисто электронным разрядом. С. И. Зилитинкевич.	116
Определение параметров и построение характеристик триода. Его же.	142
Измерение емкостей посредством одного катодного реле. К. В. Горбачев.	151
Антенна бегущей волны. Перевод А. Васильева.	156
Подводная акустическая сигнализация. Г. Н. Макаревский.	165
О торированных волосках. Б. А. Остроумов.	190
Применение экономических темных ламп. К. Н. Виноградов.	201
К вопросу о генерирующем кристалле. Г. А. Остроумов.	204
Любительская постройка однодетекторного приемника-гетеродина О. В. Лосев.	206
Из иностранной литературы: Типы катодных ламп комп. „Телефункен“. — Динактронный приемник для незатухающих колебаний. — К вопросу об анодном напряжении	211
Библиография	217
Приказ Наркомпочтеля	221
Хроника: ТиТбп № 24. — Из жизни Ниж. РЛ. — Юбилей В. Томсона. — Организация Радиолюбительства в Москве. — Ниж. О-во радиолюбителей. — Закавказское радио О-во. — Питание приемника перем. током. — Ниж. Инженерн. Секция Нарсвязи. — Резолюция ЛОРОРИ	221

Д.с.р. 6431

Государств. Г. КРЕДОВАЯ
Получена В. С. ЛЕНИНА
Отдел местного кр.
Май. 24

Тепловой режим вольфрамового катода в триоде с чисто электронным разрядом.

С. И. Зилитинкевича.

Явления, рассмотрению которых посвящена настоящая работа, обратили на себя мое внимание еще в 1920 г., когда я был занят „Исследованием характеристик и параметров триода с чисто электронным разрядом“ (ТиТбп, № 10, май 1921).

Уже в 1921 году они в значительной степени были выяснены мною и послужили материалом для доклада (8—IX—21) в „Научном Кружке Преподавателей Электромеханического Факультета I Ленинградского Политехнического Института“, причем доклад был озаглавлен: „О влиянии изменения температуры катода на характеристики триода, при постоянном токе накала“.

Пока радиотехника имела дело с триодом малых мощностей (усилительные лампы для радиоприема), исследуемые явления вызывали только теоретический интерес. Но в настоящее время распространение электронных ламп значительных мощностей сделало рассмотрение этих явлений не только практически важным, но ультимативно необходимым. Неучитывание их в общепринятых методах исследования триодов, в приложении к мощным лампам, приводило не только к неправильным, но часто просто к абсурдным результатам.

Как известно, зависимость электронного излучения от температуры для триода, как и для всякого другого термо-электронного прибора, исчерпывающим образом определяется формулой О. У. Ричардсона, которая может быть написана в следующем виде:

$$I_s = AT^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T}}. \quad (1)$$

Здесь, I_s полное электронное излучение, или полный ток насыщения, отнесенный к одному квадратному сантиметру поверхности катода. Таким образом для триода

$$I_s = I_{as} + I_{gs}, \quad (2)$$

где I_{as} ток насыщения в цепи анода, а I_{gs} одновременный ток

в цепи сетки. Коэффициенты A и b постоянные, зависящие от материала катода. При этом,

$$A = \alpha N,$$

где, α универсальная постоянная для всех материалов, а N число свободных электронов в см^3 проводника катода. И

$$b = \frac{V_{\text{aff}}}{\beta},$$

где β тоже универсальная постоянная, равная $8,6 \cdot 10^{-5}$, а V_{aff} работа, совершаемая электроном по преодолению притяжения поверхностного слоя („The electron affinity“).

Если катод вольфрамовый, то, согласно данным Лэнгмюра, $A = 2,36 \cdot 10^7 \text{ Amp/cm}^2$, и $b = 5,25 \cdot 10^4$ абс. градусов (K); следовательно,

$$I_s = 2,36 \cdot 10^7 T^{1/2} e^{-\frac{5,25 \cdot 10^4}{T}} \text{ Amp/cm}^2. \quad (3)$$

Вычисленные по этой формуле данные приведены на черт. 1 (стр. 125), который и дает наглядную картину быстрого роста электронной эмиссии с увеличением температуры катода.

В практических условиях, в различных термоэлектронных приборах с вольфрамовым катодом применяются температуры от $2300^\circ K$ до $2700^\circ K$. Для триодов же, обычно, в качестве нормальных рабочих условий, принимается температура в $2400^\circ K$ — $2500^\circ K$, причем высший предел—для усилительных ламп (с тонкой нитью накала), а высший—для генераторных (с толстой нитью).

Уже из кривой черт. 1 ясно видно, какие огромные изменения бывают в электронной эмиссии даже при сравнительно небольших изменениях температуры катода. Так при $2400^\circ K$ электронное излучение чистого вольфрама равняется 365 mA/cm^2 , а при $2500^\circ K$ это излучение равно 891 mA/cm^2 . Эта зависимость изменения электронного излучения от изменения температуры может быть учтена в математической форме следующим образом. Дифференцируем уравнение (1). Тогда получаем

$$dI_s = AT \frac{1}{2} e^{-\frac{b}{T}} \left(\frac{1}{2T} + \frac{b}{T^2} \right) dT,$$

или

$$dl_s = I_s \left(\frac{1}{2T} + \frac{b}{T^2} \right) dT. \quad (4)$$

Откуда

$$\frac{dl_s}{I_s} = \left(\frac{b}{T} + \frac{1}{2} \right) \frac{dT}{T}. \quad (5)$$

Таким образом $\frac{dl_s}{I_s}$ зависит от вещества катода только через коэффициент b , пропорциональный работе, совершаемой электроном по преодолению притяжения поверхностного слоя. В случае вольфрамового катода имеем:

$$\frac{dl_s}{I_s} = \left(\frac{5,25 \cdot 10^4}{T} + \frac{1}{2} \right) \frac{dT}{T}. \quad (6)$$

Пользуясь этой формулой, мы можем особенно рельефно иллюстрировать влияние температурного изменения режима катода на его эмиссионный поток. Так, если мы зададимся относительным изменением температуры катода в 1%, то для разных температур (в пределах рабочего интервала) найдем следующее процентное изменение полной эмиссии (таблица 1).

ТАБЛИЦА 1.

T_{abs}^0	$\frac{dT}{T} \%$	$\frac{dl_s}{I_s} \%$
2300	1	23,33
2400	1	22,38
2500	1	21,50
2600	1	20,69
2700	1	19,94

Полученные результаты чрезвычайно существенны. Оказывается, что в практических условиях работы триода, изменение температуры катода на 1% вызывает минимум 20% изменения его электронной эмиссии. Таким образом в случае каких-либо измерений в цепях с лампами, а в особенности при снятии характеристик и определении параметров ламп, сугубое внимание экспериментатора должно быть обращено на поддержание постоянства температуры катода. Для этого,

конечно, наиболее целесообразным было бы контролирование температуры при помощи оптического пирометра. Но этот метод очень кропотлив и требует значительной затраты времени. Он трудно применим к триоду в виду специальной геометрической формы его электродов и большой разницы в температуре различных частей катода. Большие затруднения может вызвать и затемнение стеклянного баллона металлическим зеркалом. Кроме того, сам прибор редко имеется в распоряжении большинства экспериментаторов. Все это привело к тому, что оптический пирометр очень редко применяется для этих целей.

В нашей русской, как и иностранной, практике установился обычай, в целях сохранения постоянства температуры катода, поддерживать неизменным его ток накала (i_n). Реже прибегают к поддержанию неизменным напряжения на зажимах нити накала (V_n). В основу как одного, так и другого приема положена, очевидно, та мысль, что единственно существенным источником нагревания катода является энергия, доставляемая батареей накала. Всеми же остальными тепловыми влияниями можно пренебречь.

Тогда, в первом случае, обозначая сопротивление нити накала через r , мы имеем:

$$W_n = i_n^2 r. \quad (7)$$

Во втором случае:

$$W_n = \frac{V_n^2}{r}. \quad (8)$$

Как в том, так и в другом случае, температура катода будет постоянной только при одновременном сохранении и $W_n = \text{const}$, и $r = \text{const}$.

Между тем, на практике ни одно из этих условий не выполняется. В процессе увеличения анодного тока всегда имеет место больший или меньший рост сопротивления нити накала, определенно указывающий на дополнительное возрастание ее температуры. Если нами принят метод поддержания неизменным тока накала ($i_n = \text{const}$), то при эксперименте приходится непрерывно уменьшать дополнительное сопротивление в цепи накала, так как благодаря увеличению сопротивления катодной нити, ток i_n стремится падать¹⁾. Таким образом при этом методе мы своей регулировкой не только не способствуем постоянству температуры катода, но вызываем дальнейший рост этой температуры, и без того создаваемый внутри волоска триодным электронным процессом.

¹⁾ С. И. Зилитинкевич: „Исследование характеристик и параметров триода с чисто электронным разрядом“. ТИЭп, № 10. Май 1921. Стр. 460, § 6.

В самом деле, в этом случае мы имеем:

$$i_n = \text{const},$$

и

$$dW_n = i_n^2 dr. \quad (9)$$

Следовательно $dW_n > 0$, т.е. оно того же знака, что и первичная причина, вызвавшая увеличение r .

Если же мы остановимся на втором методе, т.е. будем поддерживать неизменным напряжение на зажимах катода ($V_n = \text{const}$), то в этом случае рост сопротивления нити (с увеличением анодного тока) будет вызывать увеличение напряжения на ее зажимах. Следовательно, нам придется непрерывно уменьшать это напряжение соответственным введением в цепь накала дополнительного сопротивления. Таким образом в этом случае своей регулировкой мы действительно будем бороться с изменением (увеличением) температуры катода.

В самом деле, при

$$V_n = \text{const}$$

имеем

$$dW_n = -\frac{V_n^2}{r^2} dr = -i_n^2 dr. \quad (10)$$

Следовательно, $dW_n < 0$, т.е. оно обратно по знаку первичной причине, вызвавшей увеличение r . Однако оказывается, что в данном случае компенсация все же будет неполной, так как в конечном результате наблюдается рост r , что означает увеличение температуры катода.

Таким образом, уже априорно становится очевидным, что наиболее точно мы подойдем к сохранению постоянства температуры катода, если будем поддерживать неизменным его сопротивление. В самом деле, уравнение зависимости сопротивления любого проводника от его температуры в дифференциальной форме будет

$$dR = \alpha R dT, \quad (11)$$

где α температурный коэффициент.

Если же мы будем иметь $R = \text{const}$, то $dR = 0$, и, следовательно, $dT = 0$.

Откуда получаем

$$T = \text{const.}$$

Таким образом, в общем случае, мы имеем полное подтверждение высказанного выше положения. Но по отношению к триоде это условие может быть принято только после специального рассмотрения.

Дело в том, что температура катода вдоль его длины меняется весьма значительно. Как уже выяснялось выше (черт. 1 и таблица 1), эти изменения чрезвычайно существенны для электронного излучения. Таким образом под поддержанием нити накала при определенной температуре мы, собственно говоря, должны подразумевать поддержание постоянным в ней режима электронного излучения. Это соответствует не только сохранению неизменной некоторой средней температуры катода, но и сохранению распределения фактических температур вдоль него. Точное выполнение первого условия при данном методе ($r = \text{const}$) вполне очевидно. Что же касается второго условия, то можно считать, что для триода с чисто электронным разрядом это практически тоже осуществляется. Теоретическое и экспериментальное подтверждение этого положения будет ясно из последующего.

Что касается электронных ламп со вторичной ионизацией, то там можно ожидать значительных отклонений от такого положения. Это особенно ясно для случая открытых Уддингтоном собственных ионных колебаний внутри триода.

Исходя, таким образом, из положения, что

$$T = \text{const}$$

только при

$$r = \text{const},$$

мы из уравнения (11) получаем:

$$dT = \frac{1}{\alpha} \frac{\delta R}{R}. \quad (12)$$

Зависимость сопротивления вольфрамовой нити от температуры была исследована Лэнгмюром с величайшей тщательностью¹⁾. Полученные им данные отличаются чрезвычайной точностью (возможная

1) Dr. J. Langmuir: „The characteristics of tungsten filaments as functions of temperature“. The Phys. Rev., March, 1916.

По своим непосредственным задачам, эта работа связана с вольфрамовыми лампами накаливания, употребляющимися для освещения. Этим и объясняется специальный вид величины R' , приведенной в таблице 2 и чрезвычайно удобный для расчета искомой длины нити.

погрешность порядка 0,1%) и прекрасно согласуются с данными Зомервиля и Пирани. Они приведены ниже, в таблице 2, где в первом столбце даны температуры вольфрамовой нити в абсолютных градусах (K), а во втором ее сопротивление при длине в 1 см и диаметре тоже 1 см.

ТАБЛИЦА 2.

T	R'	T	R'
K	$ohm.$	K	$ohm.$
273°	$10^{-6} \times 6,37$	2000°	$10^{-6} \times 75,67$
300	7,24	2100	80,52
400	10,43	2200	85,41
500	13,76	2300	90,41
600	17,23	2400	95,39
700	20,83	2500	100,48
800	24,55	2600	105,56
900	28,36	2700	110,69
1000	32,24	2800	115,83
1100	36,20	2900	120,9
1200	40,23	3000	126,1
1300	44,34	3100	131,2
1400	48,52	3200	136,2
1500	52,77	3300	141,1
1600	57,13	3400	146,0
1700	61,61	3500	150,9
1800	66,19	3540	152,8
1900	70,89		

Температура плавления вольфрама была определена Лэнгмьюром в 3570° K.

Если удельное сопротивление вольфрама мы обозначим через ρ , то

$$\rho = \frac{\pi}{4} R'.$$

Таким образом, чтобы получить удельное сопротивление вольфрамовой нити при любой температуре, достаточно соответствующее значение R из таблицы 2 умножить на $\frac{\pi}{4}$.

Данные этой таблицы использованы мною для определения величины $\frac{R_T}{R_0}$ (где R_0 сопротивление нити при 0° C и R_T сопротивление ее при температуре T°) и коэффициента α , причем, при вычислении

последнего, для каждой температуры брался интервал в ± 100 градусов¹⁾. Таким образом в приведенной ниже таблице 3 под коэффициентом α подразумевается его среднее значение в соответствующем интервале температур.

ТАБЛИЦА 3.

T	$\frac{R_T}{R_0}$	α	T	$\frac{R_T}{R_0}$	α
K	—	—	K	—	—
273°	1.0000	0.00506	2100°	12.641	0.000605
300	1.1366	443	2200	13.407	0.000579
400	1.6374	313	2300	14.193	552
500	2.1601	247	2400	14.975	528
600	2.7049	205	2500	15.774	507
700	3.2700	176	2600	16.571	484
800	3.8540	153	2700	17.377	464
900	4.4521	136	2800	18.184	441
1000	5.0612	122	2900	18.980	424
1100	5.6829	110	3000	19.796	408
1200	6.3155	0.00101	3100	20.597	385
1300	6.9607	0.000935	3200	21.381	363
1400	7.6170	869	3300	22.151	347
1500	8.2841	816	3400	22.920	336
1600	8.9686	774	3500	23.689	320
1700	9.6719	735	3540	23.987	0.000311
1800	10.391	701			
1900	11.129	669			
2000	11.879	636			

Те же результаты показаны графически на чертежах 2—5 (стр. 126 и след.), причем, на чертежах 2 и 4 $\frac{R_T}{R_0}$ и α вычерчены в зависимости от всего исследованного диапазона температур, а на чертежах 3 и 5 они показаны лишь в интервале, имеющем для термо-электронных приборов особое практическое значение.

¹⁾ За исключением, конечно, температур начальных и последних в таблице.

Как видно из чертежей 2 и 3, в пределах от 2200° до 2900° K, зависимость

$$\frac{R_T}{R_0} = f(T)$$

представляет собой прямую, определяемую уравнением:

$$T = 125 \left(\frac{R_T}{R_0} \right) + 528^\circ. \quad (13)$$

Эта формула не имеет специального физического обоснования, но она дает прекрасные практические результаты и сравнительно легка для запоминания¹⁾. Вычисленные по ней величины совпадают с данными таблицы 2, при максимальном отклонении, меньшем 0,1%. В пределах же от 2400° до 2700° K формула дает даже полное совпадение с таблицей. Таким образом, для практических подсчетов она может быть чрезвычайно полезной.

Что касается коэффициента α , то, как видно из черт. 5, он в пределах практических температур тоже изменяется по кривой, очень близкой к прямой. Вообще же, кривая

$$\alpha = f(T)$$

(черт. 4) весьма близка к гиперболе, определяемой уравнением:

$$\alpha = \frac{n_R}{T},$$

где n_R в пределах от 600° до 2800° приблизительно равняется 1.242²⁾.

¹⁾ Соответствующая теоретическая формула будет:

$$T = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R_T}{R_0} - 1 \right) + 273^\circ, \quad (14)$$

где температурный коэффициент (α) имеет значение среднее для интервала температур от 273° K (0° C) до T . Очевидно, что это значение α в общем случае не совпадает с соответствующими данными таблицы 3, но легко может быть получено из нее. Различие в форме уравнений (13) и (14) является результатом того, что не только $\frac{R_T}{R_0}$, но и α зависят от температуры.

²⁾ J. Langmuir (*The Phys. Rev.*, January 1916, p. 151, 153) дает следующую формулу для сопротивления вольфрамовой нити

$$R = cT^{n_R},$$

где C постоянная, а n_R в пределах от 600° до 2800° K, изменяется между 1,215 и 1,273, в среднем равняясь 1,242.

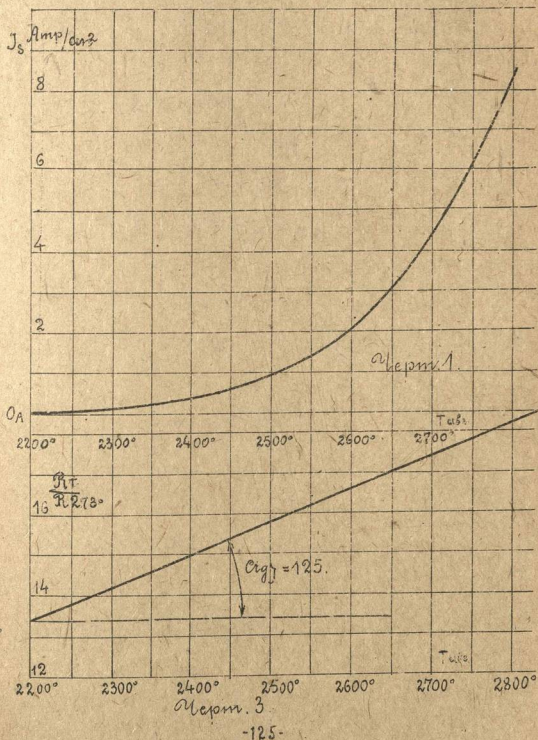
Из уравнения (12) имеем

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}, \quad (17)$$

откуда, на основании уравнения (16), и получаем уравнение (15).

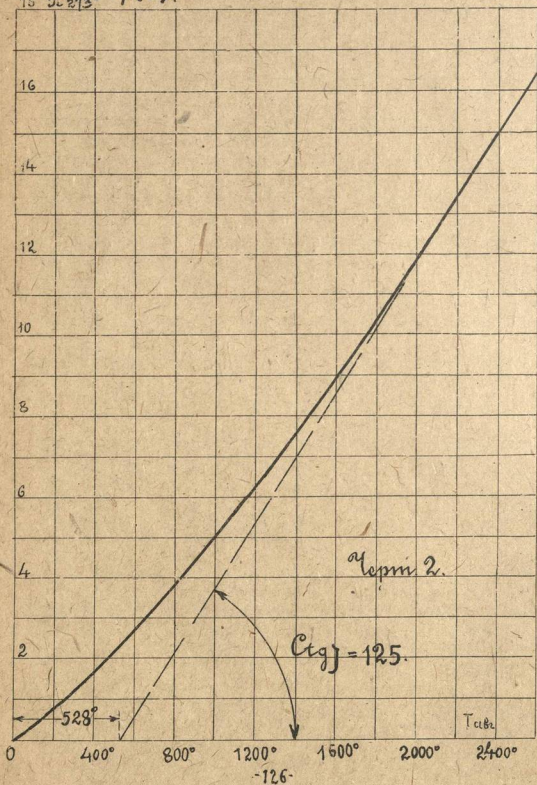
К статье В.Н. Замитинкина.

Дискретное излучение из теплового вольтеррама.



К эмале С. У. Зиннункевца.

$$15 \quad \frac{\alpha_T}{\alpha_{273}} = f(T).$$



Приведенные выше данные, особенно же уравнения (13) и (15) и кривые черт. 2—5 (стр. 135), дают возможность осуществить целый ряд расчетов, связанных с температурой, сопротивлением и коэффициентом α для вольфрамового катода. В частности, пользуясь формулой (13) или чертежами 2 и 3, мы, по изменению сопротивления нити накала, можем чрезвычайно просто и быстро определить ее температуру.

Однако при этого рода вычислениях надо иметь в виду, что сопротивление и температурный коэффициент весьма чувствительны к следам загрязнения нити, и что в холодном состоянии ее сопротивление так мало, что сопротивление токоподводящих проводников и контактов уже играет весьма существенную роль. Таким образом, точные результаты могут быть получены только при достаточной тщательности и полноте эксперимента.

Возвращаясь к вопросу о температурных изменениях катода в триоде, мы, как уже выяснено, можем их учесть формулой

$$dT = \frac{1}{\alpha} \frac{dR}{R}. \quad (12)$$

Следовательно в тех случаях, когда при эксперименте мы имели $i_n = \text{const}$, получаем:

$$dT = \frac{1}{\alpha} \frac{dV_n}{V_n}. \quad (18)$$

Если же мы имеем $V_n = \text{const}$, то

$$dT = - \frac{1}{\alpha} \frac{di_n}{i_n}. \quad (19)$$

Обе формулы (18 и 19) дают способ легкого учета на практике температурных изменений катода. Рельефная картина получающихся здесь отношений видна на чертежах 6 и 7, где показаны зависимости полного электронного тока в триоде ($i_a + i_g$), анодного тока (i_a) и сопротивления катодной нити (r) от напряжения на сетке (V_g).

При этом, характеристики черт. 6 сняты при $i_n = \text{const}$, черт. 7 при $V_n = \text{const}$.

Так-как в обоих случаях напряжение на аноде поддерживалось постоянным ($V_a = 900 \text{ V} = \text{const}$), то кривая анодного тока может одновременно служить и для выражения электрической мощности ($W_a = i_a V_a$), рассеянной в виде тепла на аноде. Соответствующий масштаб мощностей, очевидно, легко может быть рассчитан (см. черт. 6).

Что касается полной мощности электронного тока в триоде, т.-е.

$$W_E = i_a V_a + i_g V_g, \quad (20)$$

то она численно будет мало отличаться от указанной выше мощности W_a , так как добавочный член W_g (равный $i_g V_g$), в пределах изменения тока i_a от нуля до насыщения, будет представлять собою относительно весьма небольшую величину.

Итак, чертежи 4 и 5 показывают изменение сопротивления катодной нити параллельно с изменением электронного тока триода и его мощности; притом они чрезвычайно определенно указывают на полный синхронизм обоих изменений и значительную пропорциональность между ними.

Таким образом, оба чертежа вполне убедительно говорят о том, что исключительно существенную роль в изменении сопротивления катода играет эмиссионный электронный поток, возникновение и рост которого вызывает соответствующий рост сопротивления катода. Т.-е. с формальной стороны дело обстоит так, как если бы проходящий в цепи анода ток тоже непосредственно участвовал в нагревании катода, и этим вызывал наблюдаемое явление. Фактически же дело обстоит гораздо сложнее.

Полное действие эмиссионного тока на тепловой режим катода, при чисто электронном разряде, складывается из следующих трех факторов:

1) Из той мощности, которую эмиссионный поток выделяет в виде тепла при своем прохождении по нити накала (W_i).

2) Из той кинетической энергии, которую уносят с собой вылетевшие электроны (W_k).

3) Из той мощности, которую этот поток в виде тепла отдает сетке (W_g) и аноду (W_a), благодаря чему изменяется их температура, а значит, изменяются и условия тепловой радиации катода.

Обратимся к первой причине; притом, для упрощения задачи, будем рассматривать триод с симметричной формой электродов, тем более, что такой триод и представляет главный практический интерес. В этом случае, вследствие неравномерности температуры нити, электронное излучение вдоль нее имеет форму, показанную на черт. 9 (стр. 137) кривой *ADCEB*.

Здесь отрезок *AB*, равный l , представляет собой длину нити накала, а ордината, восстановленная из любой точки этого отрезка до пересечения с кривой *ADCEB*, показывает величину электронного излучения соответствующей точки. Таким образом, полное электронное излучение катода (I_e) будет представлено на черт. 9 всей площадью, ограниченной указанной кривой и отрезком *AB*.

Кроме того вдоль нити накала будет иметь место падение потенциала, создаваемое соответствующей батареей накала (V_n), которое мы принимаем за линейное (прямая AF на черт. 9).

Для облегчения дальнейшего расчета, кривую $ADCEB$ заменяем соответствующим треугольником ACB . Сначала принимаем, что электронный ток притекает к нити накала только в одном направлении, например, в направлении от A к B .

В таком случае джоулев эффект, развиваемый электронным током в нити, может быть учтен следующим образом. Сила электронного тока, протекающего через сечение нити, находящееся на расстоянии x от A , в пределах от A до O , будет равна

$$i_x = I_\varepsilon - \frac{xy}{2} = I_\varepsilon - \frac{x^2 \tan \beta}{2}.$$

При этом $V_x = x \tan \alpha$.

Отсюда,

$$dW_x = (I_\varepsilon - \frac{x^2 \tan \beta}{2}) \tan \alpha \cdot dx.$$

Сила же электронного тока на участке OB , на расстоянии x от B , будет,

$$i_x = \frac{x^2 \tan \beta}{2}.$$

Так как и в этом случае $V_x = x \tan \alpha$, то

$$dW_x = \frac{x^2 \tan \beta}{2} \tan \alpha \cdot dx.$$

Таким образом, полная мощность, развиваемая электронным током в нити, при его одностороннем течении, будет

$$W_{j \max} = \int_0^{l/2} (I_\varepsilon - \frac{x^2 \tan \beta}{2}) \tan \alpha \cdot dx + \int_0^{l/2} \frac{x^2 \tan \beta}{2} \tan \alpha \cdot dx = I_\varepsilon \frac{l}{2} \tan \alpha.$$

Но, $l \tan \alpha = V_n$. Следовательно,

$$W_{j \max} = \frac{1}{2} I_\varepsilon V_n. \quad (21)$$

При этом W_j может быть как больше, так и меньше нуля, в зависимости от того, совпадает или не совпадает направление электронного тока с основным током накала.

Рассмотренный случай является идеальным максимумом того джоулевого эффекта, который эмиссионный ток может проявить в катоде. Он отвечает тому условию, что в цепи накала нити введено бесконечно большое сопротивление, исключающее возможность разветвления электронного потока, притекающего от анода.

Другим идеальным пределом рассматриваемого эффекта будет случай вполне симметричного течения электронного потока от обоих концов нити накала к ее середине. Это, очевидно, отвечает тому условию, что единственным сопротивлением в цепи накала является катод (все же остальные сопротивления равны нулю), или же что сопротивления участков цепи накала от „общей точки“¹⁾ до концов нити будут равны. Не трудно видеть, что суммарный джоулев эффект в этом случае будет равен нулю.

В самом же общем случае W_j может быть найдено следующим образом.

Если r сопротивление нити накала, и R_1 и R_2 сопротивления двух участков цепи накала от „общей точки“ до концов нити накала, то для электронных токов в соответствующих ветвях имеем

$$i_1 = \frac{R_1 + \frac{r}{2}}{R_1 + R_2 + r} I_e, i_2 = \frac{R_2 + \frac{r}{2}}{R_1 + R_2 + r} I_e.$$

Пусть $i_1 > i_2$; тогда, очевидно, действие, создаваемое этими двумя токами и по величине, и по знаку будет равно тому эффекту, который создается односторонним течением тока i_d , равного $i_1 - i_2$.

Имеем

$$i_d = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2 + r} I_e \quad (22)$$

и

$$W_j = \frac{1}{2} \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2 + r} I_e V_n. \quad (23)$$

Как указывалось выше, знак W_j зависит от того, совпадает направле-

1) С. И. Зилитиневич, ТГТбл № 10. Май 1921. Стр. 460, § 6.

ние тока i_d с i_n , или ему противоположно. Следовательно результирующий эффект может быть как нагревающим, так и охлаждающим.

В практических же условиях, величина $(R_1 - R_2)$ обычно не велика и значительно уступает $(R_1 + R_2 + r)$, так что практическое значение мощности W_j обычно не велико.

Что касается второго фактора воздействия электронного потока на катод, т.е. той начальной скорости вылета электронов, которая создает первоначальную кинетическую энергию эмиссионного потока, то развиваемая им мощность является отрицательной, так как отвечает уносу тепловой энергии с катода. Она, как известно, может быть учтена уравнением:

$$W_k = I_\varepsilon V_m, \quad (24)$$

где V_m средняя квадратичная скорость вылета электронов в вольтах. Эта скорость растет пропорционально абсолютной температуре и при 2400°K равняется 0,31 V.

Следовательно, при этой температуре

$$W_k = 0,31 I_\varepsilon. \quad (25)$$

Таким образом полное непосредственное воздействие электронного потока на тепловой режим катода, равное суммарному действию рассмотренных факторов, будет равно

$$W_\varepsilon = \pm W_j - W_k. \quad (26)$$

Т.е.

$$W_\varepsilon = - I_\varepsilon \left(\pm \frac{1}{2} \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2 + r} V_n + V_m \right), \quad (27)$$

или

$$W_\varepsilon = - I_\varepsilon \left(0,31 \pm \frac{1}{2} \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2 + r} V_n \right).$$

Итак, эмиссионный поток своим непосредственным действием может не только не нагревать катода, но даже вызывать его охлаждение. Причем это охлаждающее влияние имеет иногда относительно значительную величину, весьма существенную для электронного излучения.

Полученные результаты интересно применить к обычным французским усилительным лампам, так хорошо известным всем радиотехникам. Здесь в качестве средних значений могут быть взяты следующие

щие величины. При токе накала $i_n = 0,67 \text{ A} = \text{const}$, полное электронное излучение равно $i_a + i_g \cong 10 \text{ mA}$.

При этом, в связи с изменением электронного тока от 0 до 10 mA, разность потенциалов на зажимах катода растет от 4 вольт до 4,04 вольт¹⁾. Если накал создается двумя аккумуляторами с электродвижущей силой по 2,1 V, то

$$\begin{aligned} W_{j \max} &= \pm \frac{1}{2} \frac{R}{R+r} I_{\varepsilon} V_n = \pm \frac{1}{2} \frac{V_1}{V_1 + V_n} I_{\varepsilon} V_n = \\ &= \pm \frac{1}{2} \frac{0,16}{4,2} \cdot 10 \cdot 10^{-3} \cdot 4,04 = \pm 0,77 \cdot 10^{-3} \text{ W}. \end{aligned}$$

Кроме того

$$W_k = 0,31 \cdot 10 \cdot 10^{-3} = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ W}.$$

Таким образом, в зависимости от направления токов на нити накала будем иметь

$$W_{\varepsilon} = -2,33 \text{ mW}, \quad W_{\varepsilon} = -3,87 \text{ mW}.$$

Если „общей точкой схемы“ служит отрицательный зажим нити накала, как это обычно и бывает, то в этом случае $W_j > 0$, и

$$W_{\varepsilon} = -2,33 \text{ mW}.$$

Так как при этом основной накал создается мощностью

$$W_n = i_n V = 0,67 \cdot 4,04 = 2,707 \text{ W},$$

то действие эмиссионного потока будет составлять

$$\frac{W_{\varepsilon}}{W_n} \cdot 100\% = -0,086\%,$$

т.е. оно будет эквивалентно уменьшению тока накала с 0,6700 A до 0,6694 A. Между тем, факт роста напряжения на зажимах катода (с 4 до 4,04 V) определенно говорит о том, что в конечном результате мы имеем не уменьшение, а увеличение сопротивления и температуры катода.

¹⁾ Некоторый числовой материал по этому вопросу можно найти в указанной выше моей статье в ТИТбп № 10, Май 1921. Стр. 461, черт. 3 и стр. 471, черт. 8.

Похожую картину получаем и для лампы М. М. Богословского № 11. Так, для условий черт. 7, имеем $V_n = 9,49$ V. Если при этом взята батарея накала из пяти аккумуляторов ($E_b = 10,5$ V), то

$$W_j = + \frac{1}{2} \cdot \frac{1,01}{10,5} \cdot 0,130 \cdot 9,49 = 0,059 W$$

и

$$W_k = 0,31 \cdot 0,130 = 0,0403 W.$$

Откуда

$$W_\varepsilon = - 0,099 \text{ или } + 0,019 W.$$

Так как

$$W_n = 9,49 \cdot 3,345 = 31,744 W,$$

то

$$\frac{W_\varepsilon}{W_n} 100\% = - 0,31\% \text{ или } + 0,06\%.$$

Следовательно, у этой лампы эмиссионный поток своим непосредственным действием создает или некоторое охлаждение нити накала, или относительно ничтожное ее разогревание. Однако черт. 7 показывает весьма значительный фактический рост сопротивления и температуры катода.

Таким образом, совершенно ясно, что дополнительное повышение температуры катода создается почти исключительно третьим из перечисленных выше факторов (стр. 128), т.-е. является результатом нагревания остальных двух электродов выделяющимися на них мощностями W_a и W_ε .

Здесь необходимо отметить, что в обычных условиях работы триода для общепринятых его конструкций влияние сетки на тепловой режим катода значительно меньше, чем цилиндра. Это происходит благодаря тому, что энергия, выделяющаяся на сетке, обычно сравнительно не велика, а главное, экранирующая поверхность сетки незначительна. При специальной форме электродов и в особых условиях работы сетка может получить и превалирующее значение в нагревании катода. Обычно же, наиболее существенную роль в этом отношении играет анод, являющийся главным рефлектором и поглотителем радируемой раскаленным катодом тепловой энергии.

Вполне ясно, что с ростом температуры анода количество отнимаемой им через радиацию тепловой энергии падает (законы Ньютона,

Стефана и др.), и таким образом при той же энергии накала, температура катода будет расти.

Такое представление о причинах роста температуры и дает основание считать, что это увеличение происходит без существенного изменения закона ее распределения вдоль длины нити. Следовательно, при понижении основной энергии накала (W_n) в такой мере, чтобы сопротивление нити оставалось постоянным ($r = \text{const}$), мы, очевидно, сохраним неизменным и ее прежнюю среднюю температуру ($T = \text{const}$), и размеры электронного излучения ($I_s = I_{as} + I_{gs} = \text{const}$).

Таким образом, ясно, что влияние эмиссионного тока на температуру катода будет тем больше, чем значительнее будут потенциалы V_a и V_g , т.е. чем больше мощности W_a и W_g . Отсюда становятся вполне понятными те картины параллельного изменения мощности эмиссионного потока и сопротивления нити накала, которые мы имеем на черт. 6 и 7.

Для того, чтобы теперь численно подойти к рассматриваемому явлению, обратимся снова к приведенным выше частным примерам. Так для французских усилительных ламп будем иметь следующие соотношения. Нормальной рабочей температурой катода для них, отвечающей $V_n = 4 \text{ V}$, и $i_n \cong 0,67 \text{ A}$, будет $\sim 2400^\circ\text{K}$. Для этого случая из черт. 5 имеем: $\alpha = 52,8 \cdot 10^{-5}$.

Как указывалось выше, с изменением электронного тока от 0 до 10 mA, при $V_a = 200 \text{ V}$, напряжение V_n растет с 4,00 V до 4,04 V. Следовательно (ур. 18)

$$dT = \frac{1}{52,8 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{0,04}{4,04} = 18,75^\circ$$

и

$$\frac{dT}{T} = \frac{18,75^\circ}{2400^\circ} \cdot 100\% = 0,78\%$$

откуда

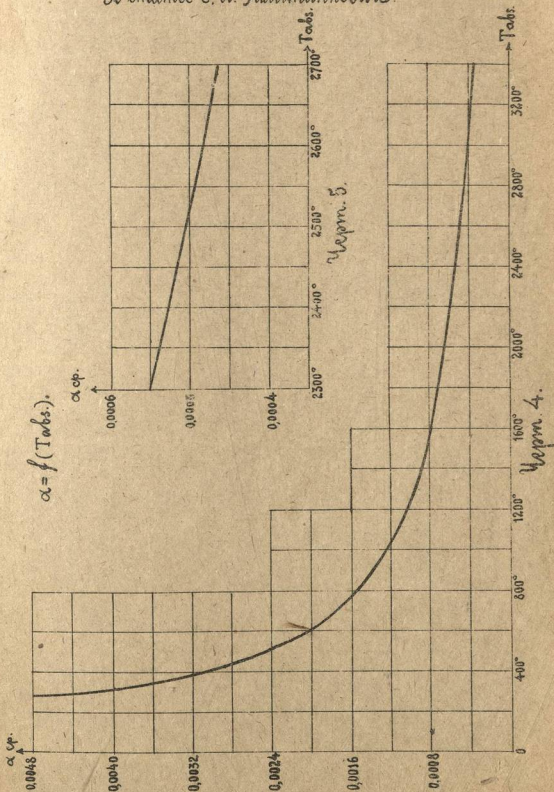
$$\frac{dI_s}{I_s} = \left(\frac{5,25 \cdot 10^4}{2400} + \frac{1}{2} \right) 0,78\% = 17,45\%.$$

Таким образом, оказывается, что благодаря изменению температуры катода мы получаем дополнительное возрастание тока анода на 17,45%, т.е. истинный анодный ток, соответствующий температуре катода в начале опыта, будет не 10 mA, а 8,52 mA.

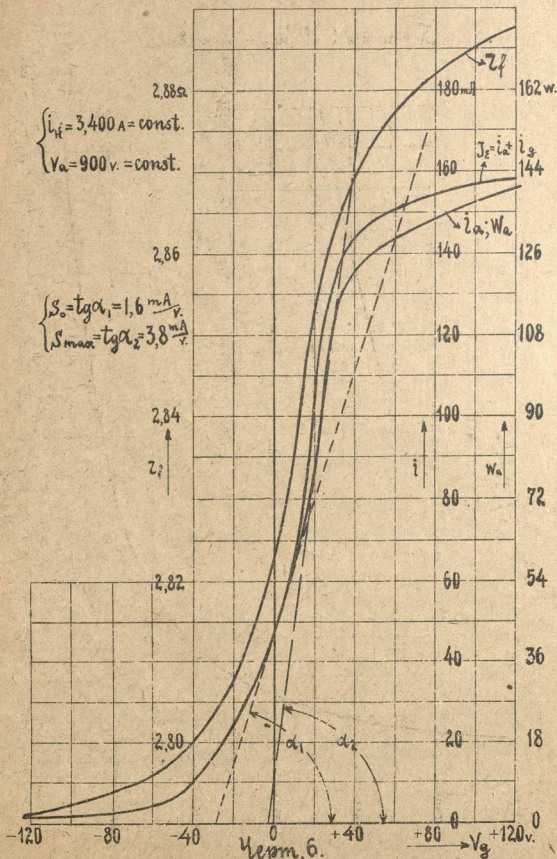
Еще более значительное искажение мы получим при работе с лампами большей мощности. Например, для лампы М. М. Богословского № 11, тепловой режим которой в начале опыта был около 2440°K , имеем:

К статье С.И. Зининского.

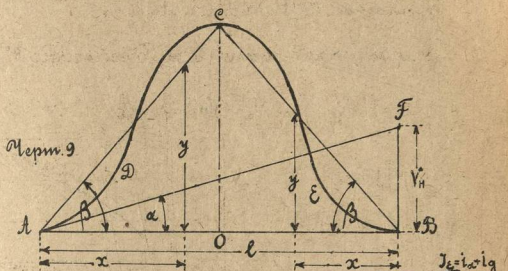
$$\alpha = f(T_{abs.})$$



К атласу С. У. Зининских.



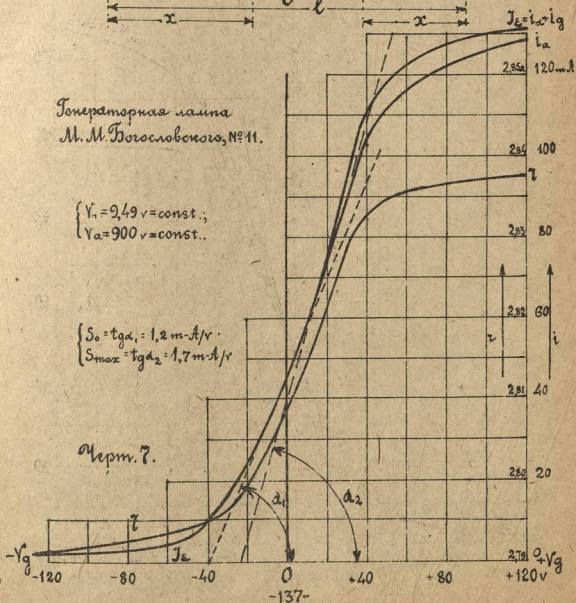
К стансе С. У. Зиннуннебура.



Тонераторная лаина
М. М. Боросновского, № 11.

$$\begin{cases} V_1 = 9,49 \text{ v} = \text{const.}; \\ V_a = 900 \text{ v} = \text{const.} \end{cases}$$

$$\begin{cases} S_0 = \text{tg} \alpha_1 = 1,2 \text{ m} \cdot \text{A} / \text{v} \\ S_{\text{max}} = \text{tg} \alpha_2 = 1,7 \text{ m} \cdot \text{A} / \text{v} \end{cases}$$



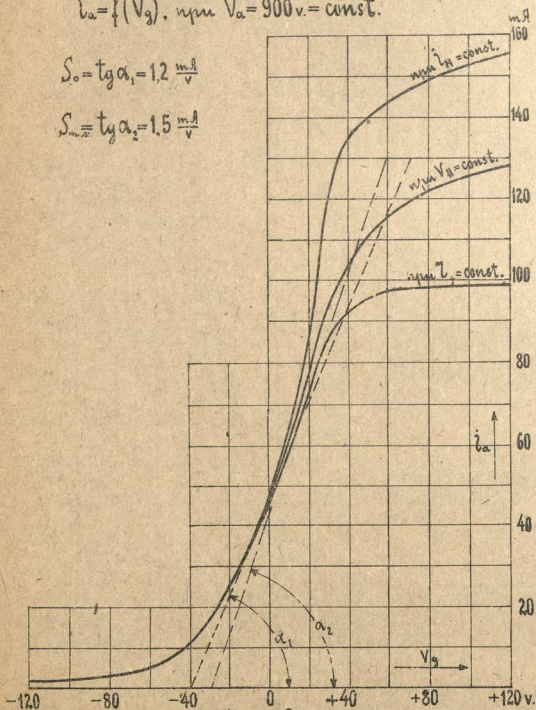
К статье С. И. Зинитинкевича.

Генераторная лампа М. М. Богословского, № 11

$$i_a = f(V_g), \text{ при } V_a = 900 \text{ v.} = \text{const.}$$

$$S_o = \tan \alpha_1 = 1,2 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$

$$S_{\text{max}} = \tan \alpha_2 = 1,5 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$



ч. 8

1) Случай черт. 6: $i_n = 3.400 A = const$ и $V_n = 9,49$ или $9,82 V$, что соответствует изменению сопротивления нити накала от $2,791 \Omega$ до $2,888 \Omega$.

Отсюда получаем

$$dT = \frac{1}{52 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{9,82 - 9,49}{9,49} = 66,9^\circ \text{ и } \frac{dT}{T} = 2,74\%,$$

откуда

$$\frac{dI_s}{I_s} = 60,0\%,$$

Таким образом, найденный при эксперименте ток насыщения $I_s = 158 mA$ соответствует не начальной температуре катода в $2440^\circ K$, а температуре

$$T_i = T + dT = 2507^\circ K.$$

Истинная же величина тока насыщения при начальной температуре будет

$$I_s = I_{as} + I_{ag} = \frac{158}{1,60} = 99 mA \text{ и } I_{as} = \frac{155}{1,60} = 97 mA.$$

2) При схеме черт. 7 имеем $V_n = 9,49 V = const$ и $i_n = 3.400$ или $3.345 A$, что соответствует изменению сопротивления нити накала от $2,791 \Omega$ до $2,837 \Omega$.

Получаем

$$dT = -\frac{1}{52 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{3,345 - 3,400}{3,400} = + 31,1^\circ \text{ и } \frac{dT}{T} = 1,28\%.$$

Откуда

$$\frac{dI_s}{I_s} = 28\%.$$

Таким образом ток насыщения ($I_s = 130 mA$) соответствует температуре

$$T_v = T + dT = 2471^\circ K.$$

Температуре же начала опыта соответствует ток $I_s = \frac{130}{1,28} = 101 mA$ и $I_{as} = \frac{127}{1,28} = 99 mA$; это дает хорошее совпадение с полученными выше (для случая 1) результатами.

Среднее значение из обоих ответов будет

$$I_s = \frac{99 + 101}{2} = 100 \text{ mA}$$

и

$$I_{as} = \frac{97 + 99}{2} = 98 \text{ mA},$$

что отвечает отклонению частных данных от среднего только на 1%.

Иллюстрацией полученных результатов может служить черт. 8, где нанесены кривые

$$i_a = f(V_g), \text{ при } V_a = 900 \text{ V} = \text{const},$$

причем две из них взяты из чертежей 6 и 7, а третья ($r = \text{const}$) соответствует приведенным выше теоретическим результатам.

Насколько существенны показанные здесь расхождения, видно еще из следующего. Если мы для каждой из приведенных характеристик найдем коэффициент усиления тока ($S = \frac{\partial i_a}{\partial V_g}$), причем будем определять его для случая $V_g = 0$ (S_0) и для наиболее крутой части характеристики ($S_{\max}$), то получим такие данные:

- 1) При $i_k = \text{const}$ (черт. 6); $S_0 = 1,6 \text{ mA/v}$ и $S_{\max} = 3,8 \text{ mA/v}$.
- 2) При $V_k = \text{const}$ (черт. 7); $S_0 = 1,2 \text{ mA/v}$ и $S_{\max} = 1,7 \text{ mA/v}$.
- 3) При $r = \text{const}$ (черт. 8); $S_0 = 1,2 \text{ mA/v}$ и $S_{\max} = 1,5 \text{ mA/v}$.

Итак, применяя наиболее общепринятый метод измерений, мы при определении S делаем ошибку до 150%.

Полученные выше теоретические и экспериментальные результаты дают возможность выяснить многие явления, вызывавшие до сих пор недоумение. Так, наличие роста анодного тока в той части характеристики, где он должен иметь значение насыщения и оставаться постоянным (черт. 6 и 7), вполне объясняется дополнительным разогреванием нити за счет роста температуры анода (черт. 8). Кроме того, это непрерывное добавочное разогревание вызывает, конечно, и значительное искажение вида самих характеристик ламп. В то время, как характеристические кривые небольших усилительных ламп (например французских), для которых все перечисленные выше влияния в нормальных условиях не особенно существенны, очень строго отвечают „закону степени $3/2$ “ (закон Чайлда — Лэнгмюра), характеристики больших ламп, снятые обычным способом (при $V_k = \text{const}$, а особенно при

$i_n = \text{const}$), отклоняются от этого закона, приближаясь к квадратичной зависимости (черт. 8).

Наконец, понятным становится и то „потухание“ лампы, которое наблюдается немедленно после замыкания анодной цепи и возникновения в ней электронного тока, и которое до сих пор вызывало полное недоумение. Как было детально выяснено выше, непосредственным действием анодного тока на нить накала является ее охлаждение. Следовательно, в начале, когда анод, благодаря своей большой массе и благоприятным условиям охлаждения, еще не успеет разогреться, нить отвечает на возникновение электронного тока быстрым охлаждением („потуханием“) с последующим постепенным ростом своей температуры до значений выше начальной.

В заключение, естественно, возникает вопрос о тех практических выводах, которые непосредственно вытекают из всего вышеизложенного и касаются весьма ответственного вопроса—методов исследования электронных ламп. Наиболее часто применявшийся до сих пор способ, основанный на поддержании постоянным тока накала, является безусловно неправильным. Этим путем мы не только не достигаем поставленной себе задачи, но даже искажаем исследуемый режим. Следовательно, такая регулировка хуже, чем ее полное отсутствие.

Менее неудовлетворительным и технически наиболее простым является второй из изложенных методов: поддержание постоянным напряжения на зажимах катодной нити. В тех случаях, когда эксперимент производится в условиях, далеких от значительного разогревания анода (например, в случае исследования усилительных ламп при небольших i_n и V_a), и когда при этом не требуется особенно большой точности получаемых результатов, этот метод может оказаться практически вполне удовлетворительным.

При работе же с большими лампами и во всех точных исследованиях безусловно необходимо применение третьего из рассмотренных методов, т.-е. поддержания постоянным сопротивления нити накала, так как только в этом случае мы получаем вполне определенные, неискаженные и сравнимые результаты.

Ленинград.

10 января 1924 года.

Определение параметров и построение характеристик триода.

С. И. Зилитинкевича.

1. Уравнение электронного тока в триоде¹⁾.

Из загадочного физического прибора, каким представлялся триод несколько лет тому назад, он в настоящее время становится вполне техническим аппаратом, внутренние процессы в котором, даже в очень сложных случаях, могут быть учтены математически и обоснованы физически, и который помещается в схему не вслепую, с последующим практическим подбором ее элементов, а на основании определенных математических подсчетов.

Это вызывает необходимость в знании характеристических параметров для каждого триода тем более, что в настоящее время мы имеем огромное разнообразие типов этих приборов с чрезвычайно пестрой картиной их свойств и характеристических коэффициентов. Все параметры триода непосредственно связаны с основным уравнением электронного тока в нем, которое, таким образом, приобретает исключительно важное значение.

Это уравнение, как известно, согласно Лэнгмюру, имеет следующий вид:

$$i_a = A_1 (V_a + g V_g)^{3/2} \text{ амп/см}^2. \quad 1)$$

Здесь i_a плотность электронного тока; V_a и V_g потенциалы анода и сетки относительно катода; A_1 и g характеристические постоянные триода.

Уравнение это выведено на основании некоторых допущений, учитывание которых приводит к следующему более общему выражению зависимости между силой электронного тока и потенциалами его остальных двух электродов:

$$i_a = A_1 (V_a + g V_g + V_0)^{3/2}. \quad (2)$$

¹⁾ Настоящая работа, по положенным в ее основание идеям, весьма близка к первой работе автора, посвященной электронным лампам и названной: „Исследование характеристик и параметров триода с чисто электронным разрядом“ (ТнТбп, № 10. 1921).

Автор в дальнейшем не делает специальных ссылок на эту статью, считая ее известной читателю.

Это выражение является общим решением вопроса, и, очевидно, все характеристические параметры ламп должны быть связаны с ним.

Обозначаем

$$V_a + g V_g + V_0 = V_r;$$

здесь V_r , таким образом, является *результатирующим напряжением триода*; тогда уравнение (2) принимает чрезвычайно простой вид:

$$i_a = A_1 V_r^{3/2}. \quad (3)$$

Кроме того имеем:

$$R_r = \frac{V_r}{i_a} = \frac{V_a + g V_g + V_0}{i_a},$$

где R_r может быть названо *результатирующим сопротивлением триода постоянному току*; и

$$R_0 = \frac{V_a + V_0}{i_{a0}},$$

где i_{a0} анодный ток при напряжении на сетке, равном нулю; следовательно R_0 может быть названо *нулевым сопротивлением триода постоянному току*. Ясно, что R_0 есть частный случай R_r . В виду того, что обычно V_0 значительно меньше V_a , весьма часто можно считать, что

$$R_0 \cong \frac{V_a}{i_{a0}}.$$

2. Основные параметры триода.

Главнейшими и общепринятыми параметрами триода являются следующие три величины:

$$1) \text{ Сопротивление триода переменному току } R_m = \frac{\partial V_a}{\partial i_a}. \quad (4)$$

$$2) \text{ Коэффициент усиления тока } S = \frac{\partial i_a}{\partial V_g}. \quad (5)$$

$$3) \text{ Коэффициент усиления потенциала } g = \frac{\partial V_a}{\partial V_g}. \quad (6)$$

Кроме того существует еще значительное количество других параметров, многие из которых оказались практически излишними, а некоторые [представляют чисто теоретический интерес. Все они весьма просто связаны с перечисленными выше тремя характеристическими коэффициентами. Таким образом, знание последних дает возможность в случае нужды получать все остальные необходимые величины.

К этому должно добавить, что указанные три параметра связаны между собою уравнением:

$$g = S R_m. \quad (7)$$

Следовательно, только два из них являются основными, третий же их следствием.

Рассмотрение уравнения (2) показывает, что у триода зависимость между электронным током и напряжением на аноде и сетке выражается некоторой сложной поверхностью, для нахождения которой необходимо знание трех постоянных. При этом самым удобным было бы знание величин A_1 , g и V_0 . Однако, практически более простым оказывается экспериментальное определение значений i_{a0} и S , которые мы и будем в дальнейшем считать известными. Кроме того, вообще говоря, необходимо знание величины V_0 .

Тогда на основании уравнений (2) и (7) получаем:

$$R_m = \frac{2(V_a + V_0)}{3i_{a0} - 2SV_g} \text{ и } g = \frac{2S(V_a + V_0)}{3i_{a0} - 2SV_g}. \quad (8 \text{ и } 9)$$

Формулы (8) и (9) являются наиболее общими выражениями для R_m и g , и показывают, что задание определенных значений для i_a и S и определенных условий работы триода (V_a и V_g) вполне определяют величины коэффициентов R_m и g .

В частном случае, при $V_g = 0$, эти параметры получают следующие значения:

$$R_m = \frac{2(V_a + V_0)}{3i_{a0}} = \frac{2}{3} R_0 \text{ и } g = \frac{2S(V_a + V_0)}{3i_{a0}} = \frac{2}{3} SR_0. \quad (10 \text{ и } 11)$$

Как уже указывалось выше, V_0 обычно представляет величину весьма малую по сравнению с $(V_a + gV_g)$, поэтому в большинстве случаев им можно пренебречь¹⁾.

¹⁾ Здесь необходимо подчеркнуть, что высказанное положение имеет место весьма часто, но далеко не всегда. И это касается как специальных физических условий исследования электронных ламп, так и вполне технических случаев их эксплуатации. Поэтому, отсутствие величины V_0 в формуле Лэнгмюра является, в общем случае, существенным упущением. Автор предполагает в одной из ближайших работ обстоятельно рассмотреть этот вопрос.

Тогда получаем:

$$R_m = \frac{2 V_a}{3 i_a - 2 S V_g} \text{ и } g = \frac{2 S V_a}{3 i_a - 2 S V_g}. \quad (12 \text{ и } 13)$$

Уравнения (12) и (13) очень удобно могут служить для определения коэффициентов R_m и g , так как все входящие сюда величины известны из опыта.

В тех случаях, когда исследуемый триод работает при относительно значительных потенциалах анода, с практически достаточной точностью можно считать, что

$$\frac{V_0}{V_a} \cong 0.$$

Тогда, для частного случая, $V_g = 0$, получаем:

$$R_m = \frac{2}{3} \frac{V_a}{i_{a0}} \text{ и } g = \frac{2}{3} S \frac{V_a}{i_{a0}}. \quad (14 \text{ и } 15)$$

Последние формулы исключительно просты и особенно удобны для практических целей. При пользовании ими всё экспериментальное исследование лампы сводится к определению двух величин i_{a0} и S , отвечающих определенному V_a . Как известно, эти величины чрезвычайно легко получаются экспериментально; кроме того они весьма просто определяются из обычных ламповых характеристик.

В качестве примеров, рассмотрим определение коэффициентов R_m и g для следующих двух случаев.

А) 10-ваттная генераторная лампа Богословского, № 8.

Данные опыта:

V_a вольты	i_{a0} mA	$S_{cp.} \frac{mA}{V}$	R_m cf. омы.	g cf.
600	6,8	0,49	54.100	27
800	10,5			

При этом необходимо иметь в виду, что эксперимент дает для параметров R_m и g средние значения в пределах взятого интервала анодного потенциала.

Данные вычисления:

$$R_{m\ 600} = \frac{2}{3} \cdot \frac{600}{6,8 \cdot 10^{-3}} = 58.000 \ \Omega$$

и

$$R_{m\ 800} = \frac{2}{3} \cdot \frac{800}{10,5 \cdot 10^{-3}} = 50.800 \ \Omega.$$

Откуда

$$R_{m\ cр.} = \frac{58800 + 50800}{2} = 54.800 \ \Omega$$

и

$$g_{cр.} = 54800 \cdot 0,49 \cdot 10^{-3} = 27.$$

В) Электронная лампа Богословского, тип М.

Данные опыта:

V_a вольты	V_g вольты	i_a mA	$S_{cр.} \frac{mA}{V}$	$R_{m\ cр.}$ омы	$g_{cр.}$
80	10	7.00	0,50	13.300	6,7
100	10	8.50			

Данные вычисления:

Так как V_a здесь сравнительно не велико, то для большей точности результата применяем уравнение (12). Получаем:

$$R_{m\ 80} = \frac{2 \cdot 80 \cdot 10^3}{3 \cdot 7,0 - 2 \cdot 0,5 \cdot 10} = 14.500 \ \Omega$$

и

$$R_{m\ 100} = \frac{2 \cdot 100 \cdot 10^3}{3 \cdot 8,5 - 2 \cdot 0,5 \cdot 10} = 12.900 \ \Omega.$$

Следовательно

$$R_{m\ cр.} = \frac{14.500 + 12.900}{2} = 13.700 \ \Omega$$

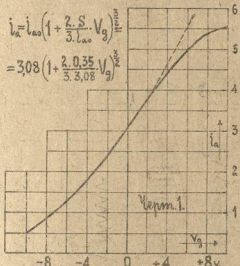
и

$$g_{cр.} = 6,8.$$

К статье С.И. Зининского.

Французская усиленная лампа

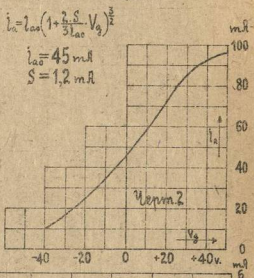
$$i_a = f(V_g) \quad V_a = 120 \text{ v.} = \text{const.}$$



Тенераторная лампа Н.М. Бончовского №11

$$i_a = f(V_g) \text{ при } V_a = 900 \text{ v.} = \text{const.}$$

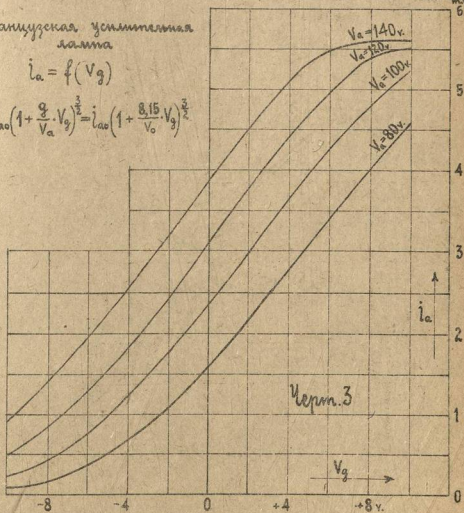
$$\text{и } r = 2,791 \Omega = \text{const.}$$



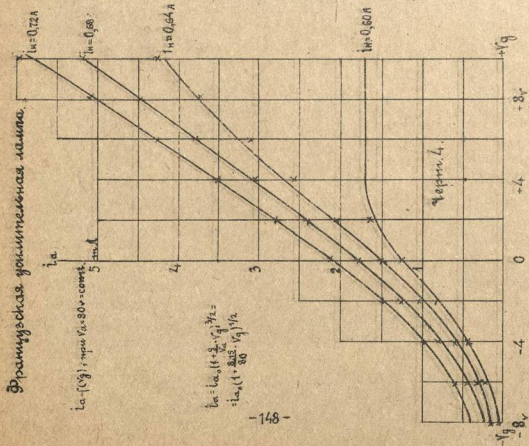
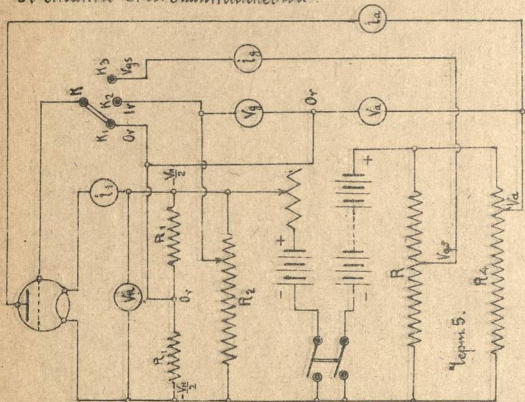
Французская усиленная лампа

$$i_a = f(V_g)$$

$$i_a = i_{a0} \left(1 + \frac{q}{V_a} V_g\right)^{\frac{3}{2}} = i_{a0} \left(1 + \frac{8,15}{V_a} V_g\right)^{\frac{3}{2}}$$



К статье С. У. Зингиревича.



3. Построение характеристик триода.

На основании уравнения (2) имеем:

$$A_1 = \frac{i_{a0}}{(V_a + V_0)^{3/2}}. \quad (16)$$

Таким образом уравнение электронного тока (1) может быть представлено в следующем виде:

$$i_a = i_{a0} \left(1 + \frac{g}{V_a + V_0} \cdot V_g \right)^{3/2}. \quad (17)$$

В тех случаях, когда $V_a \gg V_0$, получаем:

$$i_a = i_{a0} \left(1 + \frac{g}{V_a} \cdot V_g \right)^{3/2}. \quad (18)$$

Подставляя в уравнение (17) вместо g его выражение из формулы (11), находим:

$$i_a = i_{a0} \left(1 + \frac{2S}{3 i_{a0}} \cdot V_g \right)^{3/2}. \quad (19)$$

Формулы (19) и (18) дают простой и очень удобный для практики способ построения характеристик триода при задании (если триод проектируется) или при определении (если он экспериментально исследуется) двух его параметров: i_{a0} и S или g .

Полученные при этом результаты видны на черт. 1—4 (стр. 147, 148), где сплошной чертой нанесены экспериментальные кривые, а крестиками показаны точки, найденные подсчетом. При этом, в случае черт. 1 и 2, этот подсчет произведен при помощи уравнения (19), а в случаях черт. 3 и 4 при помощи уравнения (18).

Чертежи 1—4 иллюстрируют прекрасное совпадение теоретических подсчетов с практическими результатами для значительного участка характеристических кривых, причем этот участок и является наиболее существенным; от него всецело зависят все упоминавшиеся выше характеристические параметры триода.

Отклонение экспериментальных кривых от подсчитанных величин в верхних частях характеристик является результатом достижения эмиссионным током значений насыщения для отдельных участков нити накала. У нижних же частей характеристик это отклонение является результатом тех допущений, которые были сделаны при выводе основного уравнения эмиссионного тока, и которые состоят в неучитывании падения потенциала вдоль нити накала, магнитного действия тока

накала и т. п. Таким образом теоретические точки в нижних частях характеристики отвечают не реальному испытываемому катоду, а эквивалентному.

4. Экспериментальное определение характеристических величин триода.

Итак, чтобы иметь нужное для рационального использования представление о каждом отдельном триоде, необходимо знание следующих величин:

1) Должно быть задано: анодное напряжение V_a и напряжение на зажимах нити накала V_n . Кроме того, должна быть указана предельная мощность допустимых потерь на аноде W_{a1} .

2) На основе указанных условий, должны быть определены i_{a0} и S . Для многих расчетов необходимо также определение тока насыщения для анода i_{as} и для сетки i_{gs} и тока накала катодной нити i_n . Все эти величины легко (автоматически) могут быть найдены при помощи схемы, показанной на черт. 5¹). Принципы, положенные в ее основу, вполне ясны из чертежа. Отсчеты всех напряжений ведутся от средней точки нити накала, потенциал которой следовательно принят за нуль.

Если положения движков у реостатов R_1 , R_3 и R_4 подобраны соответствующим образом, то при положении переключателя K на 1-ом контакте получаем i_{a0} . На 2-ом контакте,

$$S = \frac{i_{a1} - i_{a0}}{1} = \Delta i_a \text{ mA/V.}$$

Наконец, на 3-ем контакте i_{as} и i_{gs} .

Ток i_n регистрируется соответствующим амперметром в цепи накала.

Интересно отметить, что эта схема позволяет чрезвычайно просто находить значения g . В самом деле, при переходе переключателя K с 1-го контакта на 2-ой ток i_a растет (так как $\Delta V_g = +1$). Перемещая теперь движок на реостате R_1 до тех пор, пока ток i_{a1} не вернется к прежнему значению i_{a0} , мы получаем:

$$g = \frac{V_{a0} - V_{a1}}{\Delta V_g} = \Delta a.$$

Если бы вольтметр V_a на черт. 5 был с такой шкалой, где нуль начерчен на месте нормального анодного напряжения V_{a0} , а последнее было бы указано на месте нуля, то g непосредственно отсчитывалось бы на шкале стрелкой вольтметра.

Ленинград.
6 марта 1924 года.

¹) Эта схема была предложена автором еще в начале 1921 года для массового испытания электронных ламп на одном из ленинградских ламповых производств.

Измерение емкостей посредством одного катодного реле.

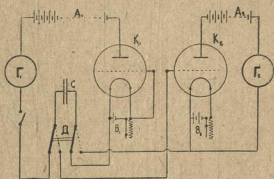
К. В. Горбачева.

Ранее¹⁾ мною были описаны результаты опытов измерения емкостей посредством двух катодных реле. В схеме, употребленной мною и изображенной на черт. 1, A_1 и A_2 батареи высокого напряжения, B_1 и B_2 батареи накала, C измеряемая емкость, Γ_1 гальванометр в цепи анода первого реле чувствительностью 10^{-7} А, Γ_2 гальванометр в цепи анода второго реле чувствительностью 10^{-5} А, K_1 и K_2 катодные реле, D переключатель, позволяющий ввести измеряемую емкость C в цепь анода первого реле, а затем, для измерения разности потенциалов обкладок, приключить ее к сетке и нити второго реле.

В этой схеме катодные реле используются последовательно во времени; именно, сперва током насыщения первого реле емкость заряжается, затем заряженная емкость приключается к сетке и нити второго реле для измерения разности потенциалов обкладок.

Совершенно очевидно, что можно обойтись посредством одного катодного реле, если устроить соответствующее переключающее приспособление, переводящее измеряемую емкость из цепи анода в цепь сетки и одновременно меняющее накал нити. Схема, собранная таким образом, изображена на черт. 2 (стр. 153). Здесь: A батарея высокого напряжения (почти 650 В); B_1 и B_2 батареи накала; C измеряемая емкость; D переключатель с четырьмя полюсами, позволяющий одновременно или 1) включить емкость C в цепь анода, уменьшить накал нити и включить гальванометр Γ_1 , — или 2) включить заряженную емкость C в цепь сетки, увеличить накал нити и выключить гальванометр Γ_1 , замкнув его накоротко;

Γ_1 гальванометр чувствительностью 10^{-8} А; Γ_2 гальванометр чувствительностью 10^{-5} А; K катодное реле; MA миллиамперметр цепи накала; R и r реостаты, регулирующие накал; V вольтметр, измеряющий напряжение на зажимах цепи анода. На схеме переключатель D стоит



Черт. 1.

¹⁾ ТвТбп № 22, стр. 483. 1923.

так, что заряженная емкость приключена к сетке и нити катодного реле. В качестве переключателя *D* весьма удобным оказался четырех-полюсный переключатель от лампового передатчика Телефункен (Telefunken D. R. P. Type H. S. 143a).

Для катодного реле—французской усилительной лампочки—было снято семейство характеристик при накале 0,705 А для анодных напряжений в пределах 560—620 В и отрицательных потенциалов сетки в пределах 45—90 В. Три из получившихся характеристик изображены на черт. 3, где по оси ординат отложена сила тока в цепи анод—нить, выраженная в 10^{-5} А.

Благодаря перекалу лампы и большому анодному напряжению, можно было измеряемые емкости заряжать почти до 80 В. С другой стороны маленький ток насыщения, равный $1,35 \times 10^{-7}$ А, позволил работать с маленькими емкостями. Результаты измерений показаны в таблице 1.

ТАБЛИЦА 1.

<i>t</i>	<i>V</i>	<i>i</i>	<i>v</i>	<i>C</i>	<i>C</i> ₁	ΔC	$\frac{\Delta C}{C} \cdot 100$
30	562	529	52,6	0,080	0,077	—0,003	—3,7
	551	638	48,3		0,084	0,004	5,0
	549	667	47,2		0,086	0,006	7,5
30	565	490	54,3	0,070	0,075	0,005	7,1
30	581	326	62,4	0,060	0,065	0,005	8,3
25	581	319	62,7	0,050	0,054	0,004	8,0
20	561	542	52,1		0,052	0,002	4,0
20	571	430	57,1	0,045	0,047	0,002	4,4
20	585	274	65,0	0,040	0,0415	0,0015	3,7
20	599	119	75,5	0,035	0,036	0,001	2,8
10	591	208	69,0	0,020	0,0195	0,0005	2,5
	593	185	71,0		0,019	0,001	5,0
	602	96,5	78,0		0,0208	0,0008	4,0

Здесь: *t* время заряда измеряемой емкости в секундах; *V* напряжение в вольтах на зажимах схемы, измеряемое вольтметром; *i* сила тока в катодном реле в момент приключения емкости к сетке, выраженная в 10^{-5} А; *v* вычисленная по соответствующей характеристике разность потенциалов обкладок заряженной емкости в вольтах; *C* истинная, т.-е. означенная на приборе, величина емкости в микрофарадах; *C*₁ величина емкости в микрофарадах, вычисленная по формуле:

$$C_1 = \frac{i t}{v} \times 10^5;$$

К мануск. Н.В. Топоркова.

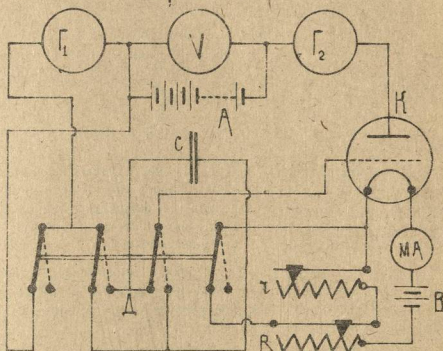
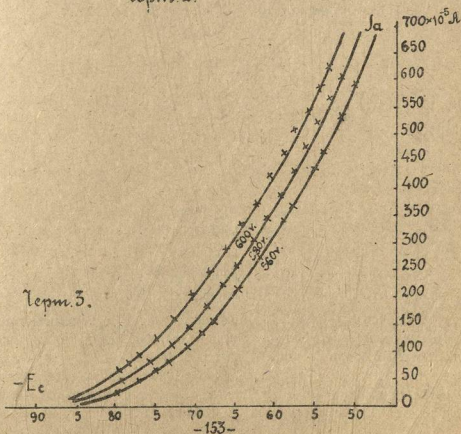


рис. 2.



ΔC разность между найденной и истинной величиной емкости; $\frac{\Delta C}{C} \cdot 100$ относительная погрешность в процентах.

Из этой таблицы видно, что емкости порядка $0,01 \mu F$ и больше могут быть измерены этим способом с погрешностью, в среднем не превышающей 5% . При этом более вероятно получить результат, больший истинного значения.

Это можно объяснить предположением, что часть тока проходила в цепи заряжаемой емкости, не заряжая, а минуя ее по различным обходным путям.

Может быть, точность измерений емкостей этим способом получится гораздо большей, если употребить более подходящие приборы, но средства лаборатории не позволили мне получить лучшие результаты (хотя отдельные наблюдения имели погрешность меньшую 1% , но они носят случайный характер и основываться на них я не решаюсь).

Выше описанный прием измерения емкости посредством одного катодного реле предполагает наличие чувствительного гальванометра ($10^{-8} - 10^{-9} A$). Однако, как это следует из излагаемого ниже, вполне возможно обойтись без такого инструмента.

Пусть емкости C_1 и C_2 заряжались одним и тем же током i в течение промежутков времени t_1 и t_2 и достигли потенциалов соответственно V_1 и V_2 . Тогда очевидно, что

$$C_1 = \frac{i t_1}{V_1} \text{ и } C_2 = \frac{i t_2}{V_2}.$$

Следовательно

$$\frac{C_1 V_1}{t_1} = \frac{C_2 V_2}{t_2},$$

и значит

$$C_1 = \frac{C_2 V_2}{t_2} \cdot \frac{t_1}{V_1}.$$

Если будут известны величины: C_2 , V_2 , t_2 , V_1 , t_1 , то величина C_1 может быть определена вычислением.

Исключив из схемы, изображенной на черт. 2, гальванометр G , с его цепью, я употребил этот прием для измерения малых емкостей, для которых первый прием давал значения на $20-25\%$ большие истинных. При этом оказалось, что таким приемом можно измерять с погрешностью в среднем около 5% емкости порядка $0,005 \mu F$. Результаты измерений показаны в таблице 2.

ТАБЛИЦА 2.

C	v	t	$\frac{CV}{t}$	$\frac{v}{t}$	C_1	ΔC	$\frac{\Delta C}{C} 100$
0,09	65,4	50	0,117				
0,09	58,7	45	0,117				
0,08	66,2	45	0,118				
0,08	60,0	40	0,120				
0,07	66,2	40	0,105				
0,07	71,0	45	0,110				
0,007	79,3	5		15,9	0,0072	0,0002	2,8%
0,007	84,9	5		16,6	0,0069	-0,0001	-1,4%
С р е д н е е			0,114	16,25	0,0070	0,0000	

В этой таблице C_1 вычислено из формулы

$$C_1 = \frac{C_2 V_2}{t_2} \cdot \frac{V_1}{t_1},$$

где $\frac{C_2 V_2}{t_2}$ принято равным 0,114.

Резюмируя результаты исследования, я могу, как мне это кажется, сказать, что предлагаемыми мною методами вполне возможно измерять емкости, начиная с 0,005 μF , с погрешностью в среднем не больше 5%. Предполагая, что нижний предел измеряемых емкостей и относительная погрешность измерений могут быть еще понижены, я продолжаю свою работу в этом направлении.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую признательность лаборанту Научно-Испытательной станции Закнаркомпочтеля Рудольфу Альфонсовичу Мюльману, изготовившему чертежи к моим сообщениям об измерении емкости посредством катодных реле.

Научно-Испытательная станция

Закнаркомпочтеля.

Тифлис. 31 января 1924 года.

А н т е н н а б е г у щ е й в о л н ы .

—Новый тип остронаправленной приемной антенны.

(H. Beverage, C. W. Rice and E. W. Kellog. Перевод А. Васильева).

Антенна бегущей волны состоит в сущности из одного изолированного надземного провода, в роде телеграфной или телефонной линии, направленного на передающую станцию. Длина провода должна быть примерно равной одной из принимаемых длин волн (черт. 1).

Свойство такой антенны были обнаружены Бевереджем при изучении длинных земных антенн, длиною превышающих половину принимаемой волны; он нашел их резкие направляющие способности. Независимо от него, Rice и Kellog нашли теоретически, что такая антенна будет представлять направляющую антенну, лишь бы ближайший к передающей станции конец ее был заземлен через неиндуктивное сопротивление, равное волновому сопротивлению антенны, а сам приемный аппарат был бы помещен на противоположном конце. Теоретически от такой антенны требуется большая скорость волны на ней при малом поглощении и отсутствие отражающих пунктов.

О п ы т н а я л и н и я .

Экспериментальная линия была устроена на двух траверзах; одна из них была 18 фут над землей и другая 30 фут. На верхней траверзе лежало два медных провода диаметром 3,25 мм, и на нижней—четыре таких провода. Линия шла на столбах на семь миль примерно в длину к югозападу от Риверхеда и отсюда к Террель-Ривер, т.-е. всего на девять миль. Линия была настолько прямолинейна, насколько ее можно было выстроить и ее направление указывало на главные европейские станции. Опыты показали, что ожидаемые результаты были осуществлены, скорость волны оказалась высокой и поглощение малым в сравнении с земными проводами, покрытыми резиной примененными в первых экспериментах, причем заметных точек отражения не было обнаружено.

И с с л е д о в а н и е я в л е н и й в в о л н о в о й а н т е н н е .

Когда сигнальная волна достигнет правого конца провода (черт. 1, стр. 159), в горизонтальном антенном проводе индуктируется электродвижущая сила благодаря тому, что фронт волны не перпендикулярен земле, а имеет наклон к ней от одного до десяти градусов в зависимости от

длины волны и характера почвы. Таким образом слабая волна бежит по линии к приемной станции и если она распространяется с той же скоростью, как и радио-волна в пространстве, пространственная волна непосредственно идет вместе с ней, доставляя ей энергию по мере ее продвижения и усиливая волну в проводе до тех пор, пока она не достигнет на противоположном конце значения во много раз большего, нежели она имела вначале. Это изображено на черт. 2, который показывает одиночную волну на проводе в последующие промежутки времени. Если скорость волны на проводе не равна скорости пространственной волны, то имеет место явление интерференции, волна на проводе усиливается на некотором расстоянии вдоль провода, а затем уменьшается в амплитуде. На действительных антеннах однако скорости волн достаточно подходят к скорости света, так что обладающие значительной длиной сигнальные волны на проводе нарастают так, как если бы они распространялись со скоростью света.

Сигнал, идущий от противоположного конца к тому, что был рассмотрен, произведет волну на проводе подобным же порядком от малого значения на одном конце до большого на другом. Если теперь линия была бы разомкнута или заземлена, возмущение в антенне было бы отражено назад к тому концу, где стоит приемник, и оно было бы обнаружено. С другой стороны, если один конец провода заглушить таким образом, чтобы исключить отражение, антенна станет направляющей. Неиндуктивное сопротивление, имеющее значение $R = \frac{L}{C}$ ом, где L и C суть самоиндукция и емкость антенны на единицу длины, представляет практически совершенный заглушитель.

Приведение антенны в практическую форму.

После устройства Риверхедской антенны было посвящено много времени опытам. Чтобы приемник можно было поместить на том же самом конце линии, как и волновое сопротивление, упрощая, таким образом регулировку, было предложено Kellogg'ом устройство, показанное на черт. 3. В качестве антенны оба провода действуют вместе, вместе с тем работая, как уравновешенная линия передачи для доставления сигнальных токов назад от юго-западного конца. Эта схема исключает применение дополнительных проводов для линии обратной передачи снимая таким образом вопрос о мешающем действии соседних проводов.

Избавление от волны, приходящей с дальнего конца антенны.

Бевередж показал, что, хотя сопротивление должно быть подобрано так, чтобы давать минимум атмосферических помех при приеме европейских сигналов, все же еще лучшие условия приема получались при комбинациях сигнальных токов, доставленных в передающую линию с малой величиной тока, текущего к земле в северо-восточном конце антенны. Kellogg нашел, что это происходит, когда антенна в длине

не равна точному числу полуволн, благодаря появлению отраженной волны, которая будет мешать направляемости антенны, даже если подходящее волновое сопротивление было применено для заглушения конца.

На черт. 4 изображен метод, предложенный Kellogg'ом для получения вышеуказанного комбинирования. Он заключается во включении в нейтральную точку на конце, ближайшем к передающей станции, последовательной цепи из емкости, самоиндукции и сопротивления. Подбирая величину сопротивления и изменяя емкость до некоторого неравенства с емкостным сопротивлением катушки самоиндукции, можно добиться того, что волна с любой желаемой интенсивностью и фазой может быть отражена в антенне, дабы точно уравновесить влияние обратной волны и таким образом сделать антенну направляющей.

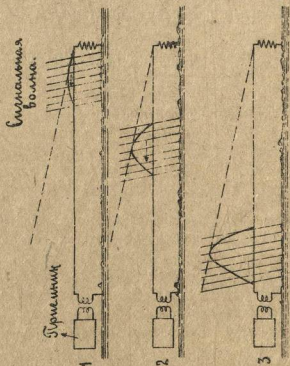
Многократный прием.

Контур, описанный выше, совершенно достаточен, если нужно принимать только одну станцию. Одним из предметов исследования однако являлась разработка системы подходящей для одновременного приема нескольких станций, притом такой системы в которой все регулировки для каждой принимаемой станции могли бы совершаться без влияния на регулировку для другой станции.

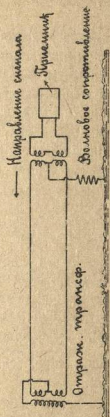
Для этой цели вполне удовлетворительной оказалась схема показанная на черт. 5 (стр. 160). Каждая связанная с антенной лампа питает приемный прибор, и для получения желаемых потенциалов на сетках ламп служат антенный нагрузочный трансформатор и искусственная линия с ее скользящими контактами и потенциометрами. Так как эта нагрузка ничтожна, то реакции между различными приборами не существует. Электростатические влияния предупреждаются заземленными экранами, помещенными между вторичными обмотками антенного нагрузочного трансформатора. Желаемая составляющая токов или потенциалов в земной цепи может быть получена с любой желаемой фазой движением скользящего контакта вдоль искусственной линии и с нужной интенсивностью путем регулировки потенциометра. Искусственная линия имеет эффективное сопротивление около 400 ом, и сопротивление, предохраняющее от отражения, имеет примерно такую же величину. Потенциометры применены до 5000 ом и представляют столь малую нагрузку на искусственную линию, что регулировка любого из них заметно не изменяет распределение потенциала вдоль линии. Искусственная линия, заглушенная, как это сделано, на дальнем конце, ведет себя в цепи волнового сопротивления антенны практически, как чистое сопротивление. Подбирая магазины сопротивления последовательно и параллельно, антенное заглушающее сопротивление можно подрегулировать к наилучшему среднему значению, оставляя только малую разницу, чтобы дальше можно было регулировать уже искусственной линией.



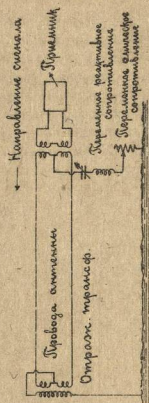
Черт. 1. Простая форма волновой антенны.



Черт. 2. Картина волны на проводе по мере продвижения пространственной волны.



Черт. 3. Схема расположения приемника на одном конце с волновым сопротивлением.



Черт. 4. Метод уравнивания токов от сигнала с противоположного конца, путем отращения от загрузившего конца.

Новая риверхедская станция.

На новой Риверхедской станции предусматривалась возможность применения 9-ти приемных контуров; из них 6 находятся теперь в ежедневной работе. Взаимные реакции доведены до минимума тщательным экранированием различных составных элементов и применением для катушек связи без'емкостной намотки. В дополнение, в каждый контур между детектором и усилителем низкой частоты введен двукратный фильтр. Эти предосторожности дали возможность нескольким приборам работать от тех же самых батарей анода и нити без всяких взаимодействий.

Т е о р и я.

Математическая теория волновой антенны может быть представлена в очень простом виде. Если e_x мгновенное значение напряжения электрического поля в точке x на антенне (черт. 6), то эдс, индуцируемая в маленьком отрезке линии dx , будет $e_x \cos \theta dx$, где θ угол между направлением волны и направлением антенны. Если λ длина волны, то очевидно длина волны в направлении антенны будет $\frac{\lambda}{\cos \theta}$. Следовательно, если

$$e_0 = \dot{E}_0 \cos \omega t$$

будет мгновенным значением напряжения на конце A , то в точке x

$$e_x = \dot{E}_0 \cos \left(\omega t - \frac{2\pi \cos \theta \cdot x}{\lambda} \right)$$

и эдс, индуцированная в отрезке dx ,

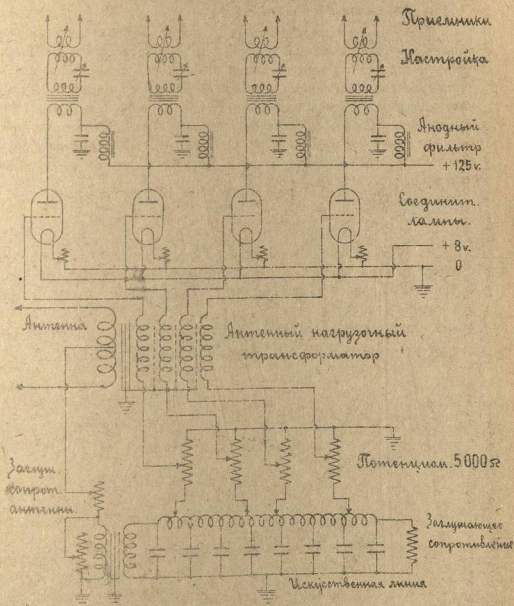
$$\dot{E}_0 \cos \theta \cos \left(\omega t - \frac{2\pi \cos \theta \cdot x}{\lambda} \right) dx.$$

Преобразовывая это в вектора и полагая $\dot{E}_0$ вектором, представляющим e_0 , вектор, представляющий эдс в отрезке, будет

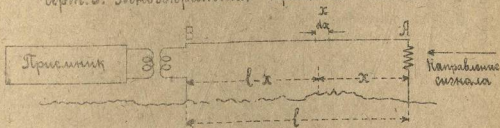
$$\epsilon = j \beta \cos \theta x \dot{E}_0 \cos \theta dx,$$

где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, т.е. β может быть охарактеризована, как волновая постоянная пространственной волны. Эта эдс может считаться доставляющей ток к двум передающим линиям последовательно, одной, идущей к A ,

К станке А. Васильева.



Черт. 5. Многократная приемная система.

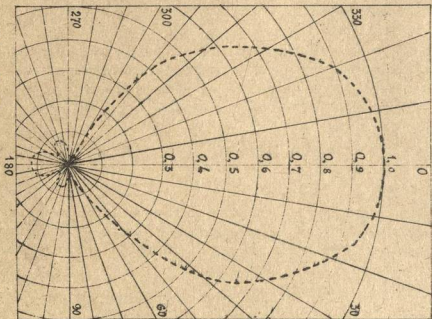


(Обозначения относятся к уравнениям)

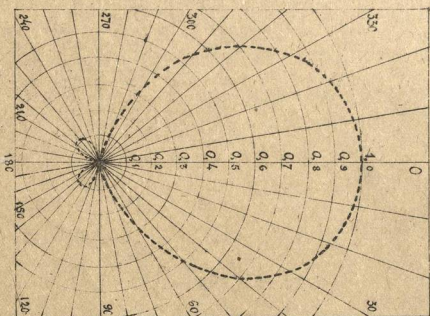
Черт. 6.

К отаме А. Васильева.

Черт. 7. Сравнительная кривая
вспомогательной симметрии.



Черт. 8. Сравнительная кривая
угловой вспомогательной симметрии.



и другой — к B . Каждую из этих линий можно трактовать, как линию бесконечной длины, так как волновое сопротивление на конце A и компенсирующие токи, посылаемые вдоль линии от конца A , дабы уничтожить отражение от B , исключают отражение от того или иного конца.

Соответствующая формула передачи по линии будет следовательно простой формулой, прилагаемой к линиям бесконечной длины. Она дает для элемента силы тока $d I_B$ на конце антенны B , благодаря отрезку dx , выражение

$$d \bar{I}_B = \frac{1}{2 Z_c} e^{-(\alpha + j\beta)(l-x)} e^{-j\beta_s \cos \Theta x} E \cos \Theta dx,$$

где α и β суть постоянная поглощения и постоянная длины волны линии, и где Z_c является вектором, характеризующим полное сопротивление линии. Полный ток на конце B будет интегралом этого выражения в пределах $x = 0$ и $x = l$, т.е.

$$\bar{I}_B = \frac{1}{2 Z_c} e^{-(\alpha + j\beta)l} \frac{[e^{(\alpha + j\beta - j\beta_s \cos \Theta)l} - 1]}{\alpha + j\beta - j\beta_s \cos \Theta} E \cos \Theta.$$

Значение тока на конце A можно найти совершенно подобным образом, и оно будет равно

$$I_A = - \frac{1}{2 Z_c} \frac{[e^{-(\alpha + j\beta + j\beta_s \cos \Theta)l} - 1]}{\alpha + j\beta + j\beta_s \cos \Theta} E_0 \cos \Theta.$$

В общем будет достаточно близким к действительности, если пренебречь α и считать $\beta = \beta_s$. В этом случае выражения принимают более простой вид:

$$\bar{I}_B = \frac{1}{2 \sqrt{\frac{L}{C}}} \frac{[e^{-j\beta_s \cos \Theta l} - 1]}{j\beta_s (1 - \cos \Theta)} \bar{E}_0 \cos \Theta,$$

$$\bar{I}_A = - \frac{1}{2 \sqrt{\frac{L}{C}}} \frac{[e^{-j\beta_s (1 + \cos \Theta) l} - 1]}{j\beta_s (1 + \cos \Theta)} \bar{E}_0 \cos \Theta,$$

где L и C суть самоиндукция и емкость на единицу длины антенны.

Характер направляющей кривой, даваемый вышеприведенными уравнениями в двух типичных случаях, показан на черт. 7 и 8 (стр. 162). Опытное определение направляющей кривой дало результаты в сущности совпадающие с расчетами.

Возможность приема на укороченные антенны.

Большой практический интерес представляет вопрос о возможности получения в более коротком пространстве направляющих свойств подобных свойствам антенны по длине равной полной длине волны.

Ясно, что, как она ни длинна, всегда будет существовать значительное неравенство в размерах двух половинок цифры восемь, представляющей направляющую кривую, и нуль на дальнем конце может быть получен компенсированием, не принося ущерба сигналу. Однако имеет место и другой фактор. Он заключается в уменьшении скорости волны вдоль антенны. Антенна, для которой

$$\frac{v}{u} = \frac{\lambda}{l} - 1,$$

где l длина антенны, v скорость света, u скорость волны в антенне и λ длина волны, будет давать нулевой прием с дальнего конца без компенсации, и направляющая кривая очень похожа на кривую компенсированной линии с нормальной скоростью. По сравнению с последней удлиненная антенна имеет лучшую направляющую кривую для своей собственной длины волны, но значительно меньший диапазон удовлетворительного многократного приема, так как при длинах волн, превосходящих ту, для которой ее скорость волны подобрана, хотя она и может быть компенсирована, компенсация эта при более коротких волнах приводит к не очень удачным результатам. В общем авторы констатируют, что для коммерческого приема антенна по длине равная полной длине волны или по крайней мере половине ее должна быть выбрана всюду, где возможно, в сравнении с более короткой удлиняемой на конце линией.

„The Electrician“ от 14-го сентября 1923 г. стр. 269—271.

Подводная акустическая сигнализация.

Г. Н. Макаревского.

Введение. В 1826 г. Колладон и Штурм впервые осуществили связь через водные пространства помощью звуковых (акустических) волн в воде. Для этой цели им служил в качестве вибратора (передатчика) церковный колокол, опущенный на глубину около 3 метров, а приемником служила труба, закрытая мембраной, погруженная в воду на такую же глубину. Дальность связи была около 14 километров; а в 1841 году была достигнута дальность до 35 километров.

Таким образом опыт, в полном согласии с теорией, доказал возможность „подводной звуковой“ связи на большие расстояния; тем не менее долгое время этот вид связи не получал достаточно широкого практического применения, а ко времени, когда вполне выявилась жизненная необходимость связи между плавающими судами и вообще связи на водных путях сообщения, применение электромагнитных волн для этой цели было уже осуществлено, и успехи радио направили внимание человечества в другую сторону и значительно затормозили развитие этой родственной радио отрасли беспроволочной связи — помощью акустических волн в воде.

Конечно, „подводная акустическая“ связь и радиосвязь не представляют собой конкурентов в одном и том же деле, они дополняют друг друга; вернее, первая служит полезным дополнением ко второй, представляя собой например наиболее практическое средство связи между подводными лодками в погруженном состоянии (а также между подводными лодками и кораблями). Кроме того, подводная акустическая связь имеет особое военное значение, так как ее органы (передатчик и приемник) находятся глубоко под водой, в подводной части кораблей, на глубине 2—3 саж. и почти не подвержены огню противника, следовательно она является надежнейшей боевой связью. Подводная акустическая связь в настоящем ее состоянии, давая дальность действия порядка десятков (и в исключительных случаях сотен) километров, позволяет вести телеграфные переговоры, определять направление передачи (пеленгировать), наблюдать за движением кораблей в тумане по шуму гребных винтов, помп и пр., словом выполнять все цели акустического „подслушивания“, вести на небольшие расстояния телефонные переговоры, играть роль акустического лоцмана и пр.

Установка акустических передатчиков на маяках, мелях и прочих опасных местах, в узкостях, значительно повышает безопасность плава-

ния так же, как этому содействует измерение глубины помощью подводных сигналов (оно основано на отражении акустических волн от дна: половина времени от подачи до приема отраженного сигнала, умноженная на скорость звука в воде, даст глубину; при глубине напр. около 7,5 метра это время около $1/100$ сек); на этом же методе отражения основано определение местонахождения айсбергов и вообще разных предметов значительных размеров в воде; в отношении безопасности плавания применение двойных передатчиков (на обоих бортах судна) дает действительное средство, заменяющее зеленый и красный бортовые огни в тумане: передатчик с каждого борта посылает все время свой определенный сигнал, разный для каждого борта; другое судно, проходя мимо данного судна, слышит *только тот сигнал*, который подается с ближайшего к нему борта, и, зная заранее, какой сигнал соответствует правому и какой левому борту, тем самым определяет взаимное положение обоих судов. Судно, идущее навстречу, слышит сигналы обоих бортов (их комбинацию, вернее) и может своевременно изменить курс.

Электро-магнитные или электро-динамические акустические передатчики незатухающих колебаний, применяющиеся в настоящее время, настолько разработаны, что обладают коэффициентом полезного действия порядка 50%, т.е. вполне сравнимы с современными радиопередатчиками; акустические приемники чрезвычайно чувствительны; многое заимствовано от радиоприемника (усилители), и вообще вся установка передатчик-приемник является весьма совершенной. Дальнейшая разработка должна дать как большую свободу от мешающего действия посторонних передатчиков, так и большую гибкость системы в отношении изменения длин волн (высоты тона).

§ 1. Теоретические и опытные данные о распространении звука в воде. — Звуковые волны представляют собой „продольные“ волны, т.е. волны сжатия и разрежения, колебательного движения частиц среды вдоль луча, и основным параметром, определяющим скорость звука v в жидкостях, служит „коэффициент сжатия“ K^1 ; $v = 1/\sqrt{\rho K}$, где ρ масса 1-цы объема жидкости (плотность), что даст для воды $v = 1424$ метра в секунду.

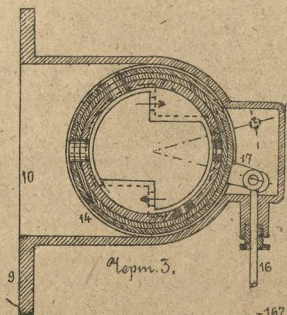
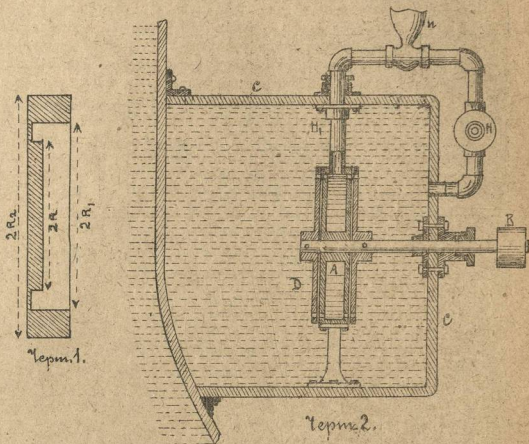
Сила звука (звуковая мощность, энергия, проходящая в секунду через 1 кв см в случае движущейся волны, или энергия, заключающаяся в 1 кб см, при стоячей волне)

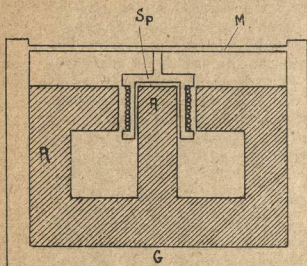
$$L = \frac{\rho v I^2}{2} = \frac{\rho v}{2} \cdot \omega^2 A^2 \quad (1)$$

($I = \omega A$, A амплитуда звука, ω круг. частота $= 2\pi n$; I максималь-

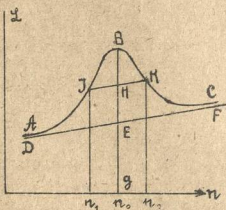
¹⁾ Для воды $K = 4,75 \cdot 10^{-11}$; $\rho = 0,998$ (CGS-ные единицы).

К станке Т. У. Макаревича.

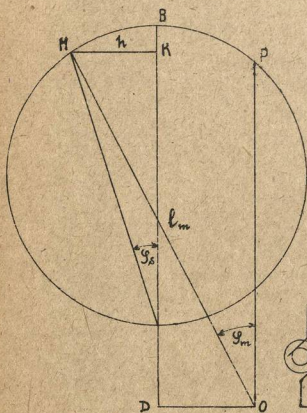




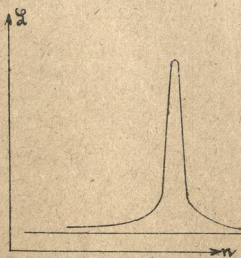
Черт. 5.



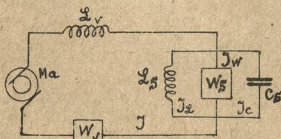
Черт. 6.



Черт. 9.



Черт. 7.



Черт. 8.

ная междучастичная скорость); с другой стороны, вводя максимальное давление звуковой волны P и то уменьшение dS (сжатие) объема цилиндра воды с абсолютно твердыми боковыми стенками, на основании которого (равное 1-це) действует это давление P , мы получаем, что $L = \frac{1}{2} P dS$; так как $dS:S = PK$ (S численно равно скорости звука $= 1/\sqrt{\rho K}$), то $P = v_p I$, и эта формула представляет собой аналогию закона Ома, причем P аналогично электрическому напряжению, v_p — электрическому сопротивлению (его называют „акустическим“ сопротивлением w), I — силе тока; при этом

$$L = \frac{1}{2} w I^2.$$

Если мы имеем распространяющуюся шаровую волну, то для нее $L = \frac{1}{2} P I \cos \varphi$, где φ угол сдвига фаз между P и I .

В общем, теория показывает, что законы для плоской и шаровой движущихся волн вполне аналогичны: для плоской волны законам постоянного тока, для шаровой — переменного однофазного.

Так например, для случая плоской волны мы имеем $L = \frac{1}{2} P I$ (закон мощностей постоянного тока), для шаровой распространяющейся волны акустическое сопротивление $w = v_p \cos^2 \varphi = \frac{P}{I} \cos \varphi$ и $L = \frac{1}{2} P I \cos \varphi$. Общее диф. уравнение Айгнер в своем труде „Unterwasser-schalltechnik“ пишет в таком напр. виде:

$$p = w i + \Pi \frac{\partial i}{\partial t}$$

(p давление в данный момент, i междучастичная акустическая скорость, Π „акустический“ коэффициент самоиндукции).

Убывание энергии при плоской волне пропорционально *первой* степени расстояния, при шаровой — квадрату расстояния; так как на практике в большинстве случаев из за ограниченных размеров пространства и др. причин мы имеем дело с некоторым средним случаем, промежуточным между шаровой и плоской волной, то показатель степени m убывания энергии будет между единицей и двумя; таким образом

$$L_r = L_0 e^{-2br:r^m};$$

здесь L_r энергия на расстоянии r от источника звука, L_0 энергия у источника звука, e^{-2br} показатель пространственного затухания ($b = 8\pi^2 \gamma_0 : 3\lambda^2 \rho v$, где λ длина волны, γ_0 коэффициент внутреннего трения частиц среды).

Данные опыта для воды говорят следующее.

а) *В отношении скорости звука:* от повышения температуры скорость звука увеличивается, как и от увеличения давления и увеличения количества абсорбированных газов, и уменьшается от увеличения содержания соли. В виду этих обстоятельств при движении волны нормаль ее, как показал опыт, уклоняется в сторону „более холодных и менее соленых“ слоев воды. Это искривление волны чрезвычайно понижает теоретическую дальность, так как волна, направленная первоначально вдоль водной поверхности, изгибается, достигает дна или поверхности и, многократно отражаясь от них, быстро теряет энергию (причем дно бассейна обычно значительно больше поглощает энергию, чем поверхность его, от которой волны отражаются с малой потерей). Это есть главная причина того, что теоретическая дальность например в 1000 километров (при данных энергии передатчика и чувствительности приемника) уменьшается до 30—40 километров. Этим же обстоятельством объясняется то явление, что зимой дальность передачи раза в три больше, чем летом: зимой звуковые волны направляются большею частью к поверхности (более холодным слоям) и при отражениях от поверхности происходит меньшая потеря энергии, чем при отражениях от дна (случай летом).

Основываясь на сказанном, можно предполагать, что в океанских и вообще водных пространствах значительных глубин и размеров могут быть достигнуты дальности в тысячи километров, но пока еще опыта в этом направлении нет. Следует иметь в виду, что при таких больших дальностях время от подачи до приема сигнала, из за небольшой скорости звука будет уже значительное, порядка десятков минут. Наконец следует отметить, что течения в воде имеют заметное влияние на скорость распространения звука в ней.

б) *В отношении дальности действия:* опыт показал, что проводимость воды гораздо больше, чем воздуха; именно, если говорить о передаче звука одной высоты тона, *то расстояние в метрах в воздухе эквивалентно расстоянию в километрах в воде*; кроме того коэффициент пространственного затухания e^{-2br} настолько мал (если говорить о нормальной дальности в десятки километров и о частотах звука в пределах слышимости), что им можно практически пренебречь. Наконец, в виду ограниченности объемов воды, вид волны больше приближается к плоской, чем к шаровой, и это также увеличивает практическую дальность. Кроме того, возможность пренебрежения коэффициентом e^{-2br} влечет за собой полную возможность акустической подводной телефонии, так как среда, в которой распространяются колебания—вода—не будет служить причиной искажений звуков (в этом направлении опыт еще мал).

Современные приемники отвечают на наименьшую мощность звукового поля, равную 10^{-15} ватта на кв. см. Имеющиеся, сравнительно

небольшие, передатчики излучают мощность в 100 ватт. При таких условиях теоретическая дальность получается около 1000 километров; на практике это будет едва 30—40 килом., как сказано выше (п. а), где также указана главная причина такого уменьшения дальности; но вообще этот вопрос еще очень мало исследован.

Дальность передачи также зависит и от высоты тона; здесь играют роль три обстоятельства: 1) чувствительность человеческого уха, 2) пространственное затухание и 3) резонанс приемника.

В отношении чувствительности уха наилучший тон — порядка 2300 колебаний в секунду (достаточна мощность в 10^{-12} ватта, приблизительно в $2^{1/2}$ раза меньше, чем при тоне в 1000 колебаний в секунду).

Так как абсорбцией мы пренебрегаем, то остается выяснить вопрос о резонансе приемника. Как показывает теория, приемник поглощает энергию поля пропорциональную $1:n^2$ (где n частота); поглощенная приемником энергия выражается формулой

$$L'_{r,n} = \frac{L_{0,n} e^{-2Arn}}{n^2 r^m}.$$

Исследование показывает, что в отношении резонанса приемника наилучшая частота — около 1000, и эта частота вообще является наиболее экономичной; при ней не мешают посторонние шумы на корабле, и поэтому в большинстве случаев принята именно эта частота. Айгнер высказывает пожелание, имея в виду трудность изменения высоты тона при современных конструкциях передатчиков, установить международным путем общеобязательность для звуковой подводной передачи в обычных условиях частоту 1000. Некоторая неудовлетворительность частоты 1000 по сравнению с 2300 для уха человека вполне компенсируется применением усилителей, а также возможностью трансформации частоты с 1000 на 2300 на самой приемной станции.

§ 2. Акустические антенны. — Общее исследование акустических антенн показывает их значительную аналогию с радиосетями; основными факторами являются упругость C и инерция M (аналоги емкости и самоиндукции). Период определяется формулой $T = 2\pi\sqrt{M/C}$; общая энергия системы

$$L = \frac{Ml^2}{2} = \frac{M\omega^2 A^2}{2};$$

при затухающих колебаниях

$$T = \frac{2\pi\sqrt{MC}}{\sqrt{1 - \frac{\delta^2 M}{C}}},$$

где δ — декремент затухания.

Акустические излучатели разделяются на излучатели *нулевого* и *первого рода*. Идеальный излучатель нулевого рода — шар, центр тяжести которого находится в покое, а его поверхность пульсирует; излучатель первого рода — колеблющийся около равновесия шар. Логарифмический декремент для излучателя нулевого рода $= 2\pi R/\lambda$ (R радиус шара). Логарифмический декремент для излучателя 1-го рода $= 2\pi^2 R/\lambda$ (при R гораздо большем λ) и $4\pi^4 (R/\lambda)^3$ (при R гораздо меньшем λ).

В то время, как в излучателе нулевого рода все движение (всех точек его поверхности) используется целиком на сообщение сжатий и разрежений в окружающей среде и следовательно целиком является полезным в акустическом смысле, в излучателе первого рода часть энергии тратится на бесполезное „скольжение“ вдоль среды, не влекущее за собой изменения давления на среду; например в точках, лежащих в перпендикулярной к направлению колебательного движения этого шара (излучателя 1-го рода) плоскости, „давление“ на „среду“ равно нулю; однако следует заметить, как это видно из формул декремента, при значительных размерах излучателей 1-го рода, они по своим качествам приближаются к излучателям нулевого рода, т. е. вредное „скольжение“ вдоль среды по значению своему сводится к нулю.

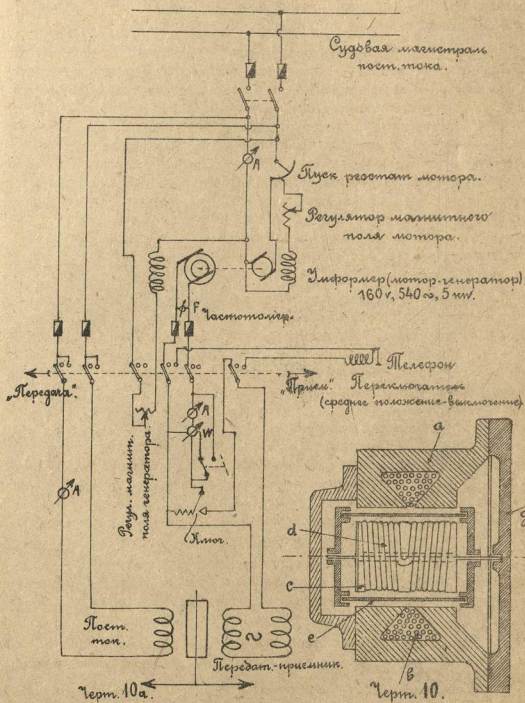
Практически акустические антенны (приемные и передающие) выполняются в виде плоских круговых мембран двух видов: 1) „эластичной“ мембраны (упругость и масса равномерно распределены по всей поверхности мембраны) и 2) „поршневой“ мембраны, в которой упругость и масса сосредоточены „раздельно“ в разных частях мембраны. Первый вид мембраны аналогичен открытой сети, второй замкнутому контуру; но аналогия только внешняя, так как в отношении *излучения* поршневая мембрана в 7–8 раз больше; кроме того при этих мембранах легче менять частоту излучения и можно применять любую мощность и любое затухание без вреда для настройки. Поэтому в современных передатчиках применяют исключительно поршневые мембраны. На черт. 1 (стр. 167) показан пример „поршневой“ мембраны: ее упругость помещена в кольцо $\pi (R_1^2 - R_2^2)$, масса которого мала по сравнению с массой „поршня“ мембраны.

В отношении амплитуд поршневая мембрана отличается от „эластической“ тем, что у нее величина амплитуды одинакова во всех точках ее поверхности, тогда как у „эластической“ она уменьшается от середины к краям.

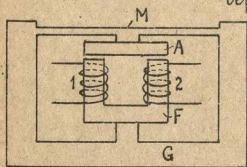
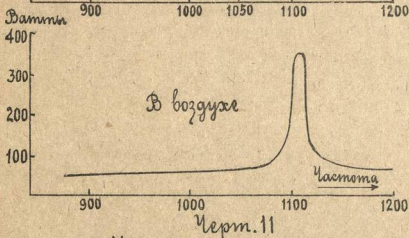
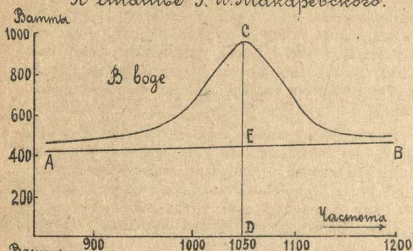
В отношении *приема* теоретически обе мембраны равноценны, хотя и для приема, как указано ниже, предпочитают поршневую мембрану.

Как поршневая, так и эластическая мембраны могут работать, как излучатели 0 или 1 рода; в том случае, если эти мембраны излучают

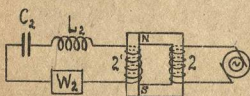
К статье Г. У. Макаревского.



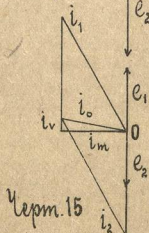
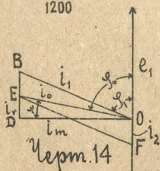
К станку Т.У. Макаревича.



Черм.12



Черм.13



только одной стороной, в то время как другая сторона закрыта „твердым“ в звуковом отношении, небольшим по сравнению с λ цилиндром, пространство внутри которого наполнено „мягким“ в отношении звуковых колебаний веществом, они приближаются по своим качествам к антеннам 0 рода; если же они излучают обоими сторонами (при условии неподвижности краев), то их можно рассматривать, как антенны 1 рода.

Излучаемая мощность в том случае, если звуковая антенна излучает в угле 2π , будет вдвое больше, чем если она излучает во все стороны, т. е. в угле 4π ; поэтому акустическое сопротивление w мембраны (и вообще всякого другого излучателя) в первом случае (который практически может быть осуществлен, если с одной стороны излучателя поставить значительных размеров, поверхность „твердую“, жесткую в звуковом отношении; тогда излучение направится только в „одну“ сторону, т. е. в угле 2π) вдвое больше, чем во втором.

Общая формула акустического сопротивления w для круговых мембран радиуса R , излучающих волну λ , такова:

$$w = f v_p \pi^3 R^2 (R : \lambda)^2,$$

где f — коэффициент, равный 1-це для нормальных мембран, а для эластических он равен правильной дроби, характеризующей изменение амплитуд колебаний от середины к краям (f около 0,55). Эта формула верна для излучателей 0 рода и для излучения в угле 4π ($w_{2\pi} = 2w_{4\pi}$).

Общая формула излучаемой мощности L для эластической мембраны 0 рода

$$L = 1,4 v_p R^2 (R : \lambda)^2 I^2,$$

поршневая мембрана излучает в 7—8 раз больше энергии при тех же размерах (для угла 4π).

Так как излучателями на практике являются жесткие поршневые мембраны, которым сила упругости сообщается „посторонней“ пружиной или каким либо другим упругим органом, связанным с мембраной, то необходимо вычислить силу упругости этого органа.

Для пояснения, приведем следующий пример: если излучатель находится на глубине 1 метра под водой, то с 1 кв. см. поверхности мембраны допустима, как показывает практика, отдача не более $\frac{1}{3}$ ватта (это выводится и теоретически из формулы

$$L = \frac{P^2}{2 v_p} = \frac{1^2 \cdot 10^{12}}{2 \cdot 1,5 \cdot 10^5} = \sim \frac{1}{3} \text{ ватта}$$

где P допустимое давление); тогда определяем амплитуду по формуле

$$A = \sqrt{\frac{2L}{v_p \omega^2}} = 1 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad (1)$$

т.е. максимальная допустимая амплитуда весьма мала. Задаваясь излучательной мощностью передатчика в 1 kW, находим, что движущая сила (упругости) = π тонн, что получается следующим образом: общее уравнение при резонансе $M\ddot{x} + C\dot{x} = 0$, где M — масса, C — упругость, β — координата отклонения от положения равновесия, $\alpha = \omega\beta$; кроме того $w'\alpha = 2\delta M\alpha = l$ (сила упругости); $\beta_{\max} = 1 \cdot 10^{-8}$ см; $n = 1000$, $\alpha = 2\pi$ см/сек и $w'\frac{l^2}{2} = 1 \cdot 10^{10}$ эрг/сек; $w' = \frac{2 \cdot 10^{10}}{4\pi^2} = 5 \cdot 10^8$; $l = 5 \cdot 10^8 \cdot 2\pi = 10^9 \pi$ дин = π тонн (w' — сопротивление излучения).

Переходя к акустическим антеннам, как к приемникам, мы можем написать следующее уравнение:

$$M \frac{\partial i}{\partial t} + (w' + w'') i + C \int i dt = K,$$

где w' и w'' — сопротивления излучения и полезное; $K = 2 R^2 \pi P$ представляет собой внешнюю силу, воздействующую на приемник; полная внутренняя энергия

$$\frac{\partial U}{\partial t} = Z_e - (Z_n + Z_a),$$

где $Z_e = \frac{1}{2} K \beta_{\max}$ — полная поглощенная из звукового поля энергия, $Z_n = \frac{1}{2} w'' (\omega \beta_{\max})^2$, полезная поглощенная резонатором энергия и $Z_a = \frac{1}{2} w' (\omega \beta_{\max})^2$ — обратно отданная в поле энергия (вторичное излучение).

В результате получаем следующие выводы: F — площадь, с которой всасывается энергия, равная

$$\pi^2 F = \frac{Z_n}{L} = w'' \frac{v_p}{P^2} (\omega \beta_{\max})^2 = \frac{w''}{v_p} = \frac{v_p w'' l^2}{P^2},$$

либо $P^2 = (v_p l)^2$.

В условиях резонанса

$$F_{\text{рез}} = \frac{v_p K^2 w''}{4 P^2 M^2 \delta^2}; \quad l^2 = (\omega \beta_{\max})^2; \quad Z_{n \max} = F_{\text{рез}} \cdot L = \frac{K^2}{8 w'}.$$

Если это применить для мембран радиуса R , излучателей 0-го рода и излучения в угле 4π , то $w' = v_p \pi^3 R^2 (R/\lambda)^2$, и для поршневых и эластических мембран

$$Z_n = H \cdot \frac{\lambda^2}{\pi}, F_{рез} = \frac{\lambda^2}{\pi}, r'_{рез} = 0,318\lambda.$$

Для излучателей 1 рода:

$$w' = \frac{(\frac{2\pi R}{\lambda})^3}{4 + (\frac{2\pi R}{\lambda})^2} \cdot (\frac{2\pi}{\lambda}) \cdot v \cdot \frac{4\pi R^3}{3} \rho; Z_{n, max} = \frac{K^2}{8w'} = \frac{P^2}{2v_p} \cdot \frac{\lambda^3}{3\pi};$$

$$F_{рез} = \frac{\lambda^3}{3\pi}, r'_{рез} = 0,183\lambda,$$

т.е. при излучателях 0 рода получается в три раза большая поверхность „всасывания“ энергии, чем при излучателях 1 рода.

Обратное действие звуковых резонаторов на первичное поле и взаимное влияние резонаторов: $\gamma_0 = \frac{1}{\pi} \frac{\lambda}{d}$; $\gamma_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda}{d}$. Здесь γ_0 и γ_1 отношения амплитуд вторичного поля к первичному для резонаторов 0 рода (γ_0) и 1 рода (γ_1); при величинах γ в 1% получается расстояние d от излучателя = 32λ для 0 рода и 16λ для 1 рода, следовательно радиус мешания для излучателя 1 рода = $1/2$ радиуса мешания для излучателей 0 рода.

В отношении наилучшего действия акустических резонаторов наиболее важен случай, когда сопротивление полезное равно сопротивлению излучения. Тогда

$$2M\delta = w' + w'' = 2w'' = \frac{2\pi^3 v_p R^4}{\lambda^2}$$

(для поршневой мембраны).

§ 3. Передатчики. А. Старейшим передатчиком, утерявшим ныне значение, был *подводный колокол*, посылавший быстро затухающие колебания; скорость передачи была одна—две буквы в минуту (точка—один удар, тире—два удара). Язык колокола приводился в движение или сжатым воздухом, или электричеством; масса колокола, в отличие от воздушных колоколов, располагалась главным образом по краям колокола, что вызывалось значительным затуханием от излучения в воде.

Б. *Сирена*, как излучатель 0 рода.

Ее излучательная способность (отдача)

$$L = \rho \frac{\omega^2 Q^2}{8 \pi v} = \frac{\pi \rho}{20 v} h^2 l^2 \text{ ватт} = n^2 l^2 10^{-6} \text{ ватт для воды,}$$

где Q количество введенной жидкости $= 10^3 l \text{ см}^3$ (l литров в секунду) при числе периодов n ; сирена может быть очень мощным передатчиком, например при 10 литрах воды в секунду ее излучательная мощность 100 ватт.

Коэффициент полезного действия чрезвычайно мал, порядка 2%, но по сравнению с воздушными сиренами излучательная мощность той же сирены в 200 раз больше, чем в воздухе.

По практическому выполнению подводные сирены бывают двух типов:

1. Вращающиеся (сирены с ротором).
2. „Колебательные“ сирены.

Сирены с ротором в свою очередь разделяются на сирены с барабаном и сирены с диском.

Сирены с барабаном сходны по конструкции с воздушными сиренами (см. черт. 2). B привод от постороннего источника энергии для вращения ротора D ; A статор сирены, в который поступает вода, нагнетаемая насосом H (h воздушный колпак для предотвращения гидравлических ударов) через трубу H и обратно всасываемая из танка C тем же насосом.

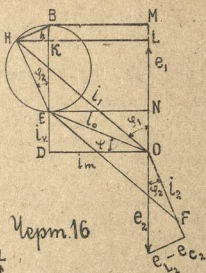
На чертеже 3 показан один из последних типов сирен; 9 борт корабля, 10 звуковое отверстие сирены, 14 ротор сирены, 17 сигнальный диск, закрывающий и открывающий отверстия сирены при телеграфировании помощью рычага 16.

Колебательные сирены (черт. 4) основаны на применении упругой мембраны M , которая при пропуске жидкости через отверстие сирены приходит в колебание, и ее свойствами (C и M) определяется высота тона; эти сирены, хотя и дают меньшее постоянство тона, чем вращающиеся сирены (ротор которых приводится во вращение посторонним источником энергии, и число оборотов ротора поэтому постоянно) и меньшую вообще говоря мощность, но они значительно долговечнее, так как вода не действует так разрушающе, и проще.

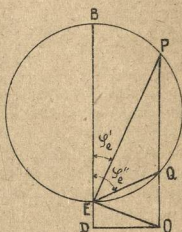
В. *Электродинамический мембранный передатчик*. В этом передатчике мембрана приводится в колебательное движение от взаимодействия магнитных полей—постоянного и переменного.

На схеме черт. 5 (стр. 168) указаны следующие части: M мембрана, G массивная оболочка передатчика, R кольцеобразный магнит,

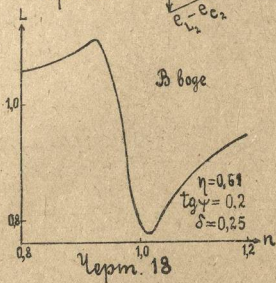
К статье Г. У. Манаревского.



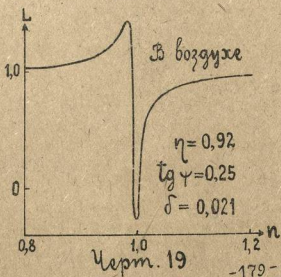
Черт. 16



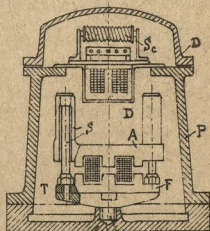
Черт. 17.



Черт. 18

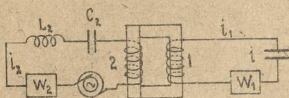


Черт. 19

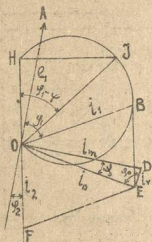


Черт. 20

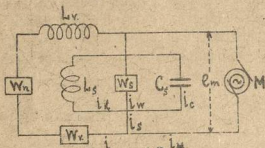
К станке Т. У. Макаревича.



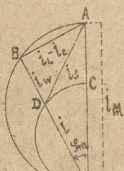
Черм. 21



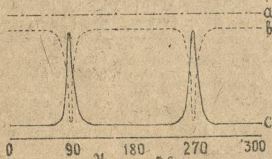
Черм. 22



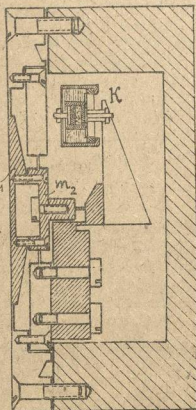
Черм. 23



Черм. 24



Черм. 26



Черм. 25

S_p катушка, несущая переменный ток, в жестком соединении с мембраной M .

При опытным определении энергии, расходуемой этим передатчиком в зависимости от частоты переменного тока, питающего катушку, соединенную с мембраной, получается картина, указанная на схеме черт. 6 (передатчик помещен в воде). Получается характерная кривая резонанса, показывающая максимум потребления энергии L тогда, когда частота переменного тока n совпадает с частотой резонанса мембраны (точка B , частота n_0). Из схемы видно, что расход энергии может быть разделен на две части: 1) ниже прямой DEF , независимый от движения мембраны (при заторможенной мембране) и представляющий собой потери в электрической части аппарата, и 2) выше прямой DEF , представляющий собой энергию, полезно пошедшую на излучение; механический коэффициент полезного действия передатчика

$$\eta = BE:BG \text{ и } \delta = \pi \cdot \frac{n_2 - n_1}{n_0}$$

($EH = 1/2 BE$; δ включает в себе потери на излучение + потери в аппарате; на практике δ порядка 0,054).

Если снять кривую резонанса в воздухе, то получается кривая, указанная на черт. 7, из которой мы можем получить δ_1 , выражающее с большим приближением потери в аппарате (если пренебрегать незначительными потерями на излучение в воздухе); тогда

$$\eta_1 = \eta \frac{\delta - \delta_1}{\delta} \text{ и } \delta' = \delta - \delta_1$$

(η_1 коэф. полезного действия излучения, δ' — декремент излучения).

Для исследования этого передатчика Айгнер заменяет его эквивалентной электрической схемой, указанной на черт. 8; здесь w_v эквивалент потерям в железе и омическому сопротивлению передатчика, L_v самоиндукция цепи, w_s „рабочее“ сопротивление катушки S_p (черт. 5), S_s и C_s емкость и самоиндукция, настроенные в резонанс при резонансе мембраны и эквивалентные упругости и инерции мембраны M (L_s , w_s и C_s постоянны только при неизменных внешних условиях).

Механический коэффициент полезного действия $\eta = \frac{w_s}{w_s + w_v}$; для застопоренной мембраны $w_s = 0$ и $\eta = 0$; при интенсивно колеблющейся мембране (в „мягкой“ в звуковом смысле среде) η приближается к 1-це (т. к. w_s очень велико).

Для того, чтобы построить рабочую диаграмму (черт. 9), поступаем следующим образом: откладываем $DE = e_v$ (напряжение на со-

противлении w_v) и продолжаем DE до точки B так, чтобы $BE:DE = \gamma_1:(1-\gamma_1)$; на BE , как на диаметре, строим окружность; под углом φ_s к BE приводим прямую EH до пересечения с окружностью, причем

$$\operatorname{tang} \varphi_s = \frac{I_L - I_C}{I_w} = \left(\frac{1}{\omega L_s} - \omega C_s \right) w_s^{(1)};$$

под прямым углом к BD проводим прямую DO и точку O соединяем с H . Тогда окружность EB будет представлять геометрическое место точек концов векторов e_s ($= EH$, напряжений на „рабочем“ сопротивлении w_s) и $OH = e_m$ (машины).

В момент резонанса мембраны с частотой переменного тока (ω_R) получается следующая картина: $\varphi_s = 0$, точка H совпадает с B ; для частот ниже резонанса φ_s положительно (преобладает самоиндукция) и точка H находится в левой половине окружности; при частотах выше резонанса φ_s отрицательно (преобладает емкость), и точка H переходит вправо от B .

Для выяснения вопроса, как действует передатчик на цепь генератора, питающего его, проводим под прямым углом к OD прямую OP ; тогда угол $POH = \varphi_m$ представит собой угол сдвига фаз в цепи машины. Отсюда следует, что в пределах нахождения точки H влево от P угол φ_m положителен, и передатчик действует, как самоиндукция; когда H совпадает с P —передатчик действует, как омическое сопротивление, и вправо от P —как емкость (очень редкое явление).

Ваттное сопротивление определяется формулой

$$\frac{E_m}{I} \cos \varphi_m = w_v + w_s \cos^2 \varphi_s;$$

безваттное—формулой

$$\frac{E_m}{I} \sin \varphi_m = \frac{\gamma_1}{1-\gamma_1} w_v \sin^2 \varphi_s \cos \varphi_s + \omega L_v$$

(ваттное сопротивление при резонансе $= w_v + w_s$, а при больших расстройках или заторможенной мембране $= w_v$).

1) Вводя понятие „расстройки“ x , причем $\frac{\omega_R}{\omega} = 1 + x$ (где ω_R частота резонанса), получаем, т. к. $\delta = \frac{\pi}{\operatorname{tang} \varphi}$, $\operatorname{tang} \varphi_s = \frac{2\pi x}{\delta_s}$.

Исследование показывает, что постоянный, характеризующей передатчик, является величина $G = \frac{\partial \gamma}{1 - \gamma}$, которую немцы называют „хорошестью“ (Gütekoefficient).

На черт. 6

$$BE = \gamma i_1 \cos \varphi_1 \text{ и } EG:EB = (1 - \gamma):\gamma;$$

с другой стороны,

$$\frac{1 - \gamma}{\gamma} = \frac{i_v}{\gamma i_1 \cos \varphi_1}$$

(часть тока i_1 покрывает потери в железе и меди); при условии равенства амплитуд в *другой* среде:

$$\gamma' i_1' \cos \varphi_1' = \gamma i_1 \cos \varphi_1, \quad \frac{\partial}{\partial \gamma'} = \frac{\gamma' i_1' \cos \varphi_1'}{\gamma i_1 \cos \varphi_1} \text{ и } \frac{1 - \gamma'}{\gamma'} = \frac{i_v}{\gamma' i_1' \cos \varphi_1'},$$

откуда мы получаем

$$\frac{\partial \gamma}{1 - \gamma} = \frac{\partial' \gamma'}{1 - \gamma'} = \text{const}$$

для разных средин.

Практическим выполнением передатчиков данного типа является *передатчик Фесседена*, изображенный на черт. 10 (стр. 173). В нем медный цилиндр *e*, помещенный в сильном постоянном магнитном поле *b*, под действием тока повышенной частоты *d* приводится в быстрое колебательное движение, которое передается соединенной с ним мембране *g*, закрепленной в борту корабля.

Таким образом в этом передатчике обе обмотки постоянного и переменного тока (*b* и *d*, коротко замкнутая) неподвижны так же, как неподвижен и железный якорь *c* (из изолированных пакетов листового железа), несущий обмотку переменного тока, намотанную в верхней половине якоря по часовой стрелке, а в нижней в обратном направлении (вследствие этого самоиндукция обмотки практически равна нулю, что в свою очередь влечет за собой чрезвычайно выгодное обстоятельство — отсутствие искрения в ключе Морзе, помещаемом в этой цепи). Переменный ток обмотки якоря индуктирует в медном цилиндре токи Фуко, причем токи в верхней и нижней половине имеют в каждый момент противоположное направление, вследствие указанной выше обратной обмотки якоря нижней половины; динамическое действие обеих половин складывается.

Для противодействия значительному давлению воды на мембрану (прибор обычно находится на глубине около 2 саженей) внутренность прибора наполнена сжатым до 2 атмосфер воздухом.

Этот передатчик обладает коэффициентом полезного действия $\sim 51\%$, см. черт. 11 (стр. 174); „хорошесть“ его $= 0,23$, полный декремент затухания $= 0,223$, δ излучения $= 0,183$; эти данные приведены в труде Айгнера для передатчика излучательной мощности в 490 ватт в воде.

Передатчик Фессендена характеризуется очень малыми потерями; $\cos \varphi$ почти равен единице, „постоянная времени“ мала, благодаря чему его можно применить и для подводной телефонии, Q-во Submarine Signal Co, строящее эти излучатели, гарантирует, правда, дальность телефонии всего в несколько сот саженей. На черт. 10а указана схема соединений приемно-передающей станции Фессендена; изображенный на черт. 10 передатчик служит и в качестве приемника, для чего, вместо переменного тока обмотку его якоря переключают к телефону или микрофону.

Г. Электромагнитный мембранный передатчик. (Поляризованный передатчик).

Как и в предыдущем типе передатчиков, мембрана приводится в колебание от взаимодействия магнитных полей, постоянного и переменного тока. Схема такого передатчика указана на черт. 12; М—мембрана, А—жестко связанный с М „якорь“ магнита, намагничиваемый постоянным магнитным полем от катушки 1 постоянного тока; катушка 2 доставляет переменный ток.

Для исследования передатчика мы его заменяем электрической схемой черт. 13, в которой катушка 1, доставляющая постоянный ток, заменена эквивалентным постоянным магнитом NS, колеблющийся якорь А—катушкой 2', а C_2, L_2, ω_2 заменяют связанную с якорем мембрану (C_2 —эквивалент упругости, L_2 —инерции и ω_2 —излучению, трению и пр. ваттным потерям); таким образом, получается трансформаторная цепь (по Айгнеру), которую и можно исследовать на рабочих диаграммах при условиях: 1) весьма малых амплитуд колебаний, не изменяющих магнитное сопротивление цепи, и 2) синусоидальности тока.

1) Рассмотрим случай резонанса (при помещении передатчика в воде); этот случай выразится электрически тем, что $\frac{1}{C_2 \omega} = L_2 \omega$, т.е. вторичная цепь представит собой исключительно омическое сопротивление. Тогда получается диаграмма черт. 14 при условии 100% связи трансф. обмоток (отсутствия утечки): e_1 равно и прямо противоположно e_2 ; $\cos \varphi_2 = 1$; $OD = i_m$ (намагничивающий ток); i_r расход тока на потери энергии в железе на гистерезис и токи Фуко; i_0 ток, который был бы достаточен для приведения железа в намагниченное состояние;

он равен с одной стороны сумме i_v и i_m , а с другой—сумме токов в первичной и вторичной обмотках i_1 и i_2 ;

$$i_m + i_v = i_0 = i_1 + i_2.$$

Как и в предыдущем передатчике, откладываем

$$BE:ED = \eta:(1-\eta),$$

причем η определяется согласно стр. 181 и черт. 6; тогда

$$BE = \eta i_1 \cos \varphi_1 \text{ и } \eta e_1 i_1 \cos \varphi_1 = e_2 i_2;$$

т. к. $e_2 = e_1$, то следовательно $BE = i_2$.

Тот же случай резонанса в воздухе даст диаграмму черт. 15; из сравнения обеих диаграмм и из опыта оказывается, что этот „электро-механический“ трансформатор хуже электрического. Его механический коэффициент полезного действия $\sim 50\%$ для случая в воде и около 90% для случая в воздухе; акустический КПД, наоборот, в первом случае около 45% , во втором случае (в воздухе)—ничтожно мал.

2) В случае расстройки получается диаграмма черт. 16; здесь уже e_2 и i_2 не в одной фазе.

$$\tan \varphi_1 = \frac{\omega L_1 - 1/\omega C_2}{\omega_2} = -\frac{2\pi x}{\delta};$$

где x расстройка: $\frac{\omega_R}{\omega} = 1 + x$. Вблизи резонанса

$$\frac{\omega_R L_2}{\omega_2} = \frac{\pi}{\delta}; \quad \tan \varphi_2 = \frac{\omega_R L_2}{\omega_2} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_R} - \frac{\omega_R}{\omega} \right),$$

ибо $\omega_R^2 L_2 C_2 = 1$. Эта диаграмма позволяет решить вопрос, когда будет передатчик действовать, как омическое сопротивление или емкость, и когда—как самоиндукция. На диаграмме строим по предыдущему $BE:ED = \frac{\eta}{1-\eta}$; окружность BE представит собой геометрическое место концов векторов i_1 , при неизменном $\triangle ODE$. Если η мало, и потому радиус окружности BE меньше OD , она не касается вектора e_1 ; при любых частотах вектор тока i_1 отстает от вектора напряжений e_1 , и передатчик действует, как самоиндукция. Когда η возрастает, радиус окружности BE также возрастает и наконец достигает величины $i_m = OD$; в этом случае существует одна частота, определяемая точкой касания

окружности BE с вектором e_1 , при которой передатчик эквивалентен чисто омическому сопротивлению, действуя при прочих частотах по-прежнему, как самоиндукция. Если, наконец, радиус окружности BE превосходит i_m (черт. 17), то передатчик аналогичен емкости при частотах, соответствующих точкам дуги PQ , действуя при частотах P и Q , как сопротивление, и при точках дуги $PBEQ$ — как самоиндукция. Полукруг влево от EB для частот выше резонанса, вправо — ниже резонанса; точка B представляет собой точку резонанса, а E отвечает частотам 0 и ∞ .

Из диаграммы черт. 16 получаем также, что

$$\eta = 1 - \frac{\tan \varphi_1}{\tan \varphi_0} = 1 - \frac{\cos \varphi_0}{\cos \varphi_1},$$

и „хорошесть“ передатчика $\frac{\partial \eta}{1 - \eta} = g$ имеет для этого передатчика то же значение, что и для электродинамического.

Изменения самоиндукции L от расстройки для случаев помещения передатчика в воде и в воздухе, полученные опытным путем, указаны на черт. 18 и 19 и показывают хорошее совпадение с теоретическими выводами ($\tan \varphi$ — тангенс угла потерь трансформатора, см. черт. 16).

Практическое выполнение электромагнитных передатчиков. Старейший тип передатчика — телефон значительных размеров; следующая разновидность — в виде камертона, прикрепленного „ножкой“ к мембране; современный тип передатчика указан на чертеже 20. Его излучаемая мощность 300—400 ватт, при диаметре мембраны около 450 мм; вес всего аппарата 240 килограмм; коэффициент полезного действия около 50% и декрем. излучения ок. 0,2—0,3. Мембрана M приходит в колебания вследствие связи с системой $TF A$, внутри которой находятся обмотки электромагнитов, создающие постоянное и переменное поля. От действия этих полей системы TF и A сближаются и удаляются (они сделаны из железных листов), причем трубы и стержни S играют роль весьма сильных пружин и осуществляют собой „упругость“ колеблющейся системы (упругие деформации сжатия и растяжения под действием магнитного поля); D дроссель и S_c предохранительное сопротивление.

В дополнение к изложенному следует сказать, что иногда электродинамические и электромагнитные передатчики применяются, как излучатели 1 рода для „направленного“ действия; схему такого передатчика представляет собой мембрана, закрепленная по окружности в твердом неподвижном кольце и излучающая в „обе“ стороны. Конструкция передатчиков 1 рода отличается тем, что они имеют по две мембраны (на обеих сторонах передатчика).

Сравнивая электродинамические (американские) с электромагнитными (немецкими) передатчиками, надо сказать, что оба типа в общем равноценны. В отношении веса выгоднее электромагнитный; например, 400-ваттный электромагнитный передатчик весит 240 кгр. против 290 кгр. электродинамического; в отношении исключительно больших мощностей, а также для телефонии, выгоден электродинамический.

§ 4. Приемники.

А. Особенности акустических приемников.

Приемник может отвечать либо на давление P , либо на „скорость“ I . Интенсивность звука определяется формулой:

$$L = \frac{P^2}{2 v_p} = \frac{v_p}{2} \omega^2 A^2 = \frac{v_p}{2} I^2;$$

практически нет приемников „давления“ либо „скорости“, в них совмещается и то, и другое; здесь большую роль играет среда, ее „згуковая жесткость“, измеряемая $P/A = v_p \omega$; если эта жесткость меньше жесткости мембраны

$$P/A = \frac{5 E d^3}{R^4},$$

где E модуль Юнга, d толщина и R радиус мембраны, то мембрана действует, как „приемник давления“, при повышении же жесткости среды (с увеличением частоты) тот же приемник переходит в приемник, реагирующий на скорость I ; в воздухе, как в среде с малой жесткостью, почти всегда мы имеем дело с приемниками „давления“; в воде же, „жесткость“ которой в 3500 раз больше,—с приемниками „скорости“.

Аналогично с радиоприемниками, акустические приемники разделяются на „тоновые“ (настроенные), для которых выбирают декремент затухания настолько малым, насколько позволяет скорость телеграфирования (для тона в 1000 декремент = 0,1) и „шумовые“, ненастроенные, для подслушивания и пр. с большим декрементом затухания. Для большей чувствительности тоновых приемников выбирают так, чтобы их декремент излучения был равен декременту „полезного затухания“. Механический декремент затухания назначается в общем около 0,2, чтобы уменьшить вибрации от толчков. Шумовые приемники—обыкновенно микрофонного типа и имеют механический декремент около 0,3.

Приемники, как и передатчики, могут быть 0 и 1 рода; приемник 0 рода—мембрана, воспринимающая энергию с одной стороны и закрытая с другой крышкой, акустически твердой; внутри обыкновенно воздух. В приемниках 1 рода две мембраны (с обеих сторон), воспринимающие энергию одновременно. На приемниках так же, как и на

передатчиках, чаще всего применяют „поршневые мембраны“, позволяющие более точную настройку.

Б. Элементы преобразования акустической энергии, полученной приемной антенной, в электрическую.

Обыкновенно применяется один из трех методов: либо микрофон, либо электромагнит с колеблющимся якорем, либо колеблющийся в постоянном магнитном поле проводник с током.

1) В случае применения микрофона, необходимо добиться постоянства его чувствительности и кроме того, в виду наличия давления, изменяющегося с глубиной под водой, обыкновенные микрофоны, отвечающие на изменение давления, не пригодны; поэтому применяются особые микрофоны, действующие от колебаний, с крупными округлыми зернами для постоянства чувствительности.

2) *Электромагнитный преобразователь* представляет собой в сущности аналог электромагнитному передатчику, и электрическая схема его, указанная на черт. 21 (стр. 177), состоит из двух цепей, связанных трансформаторно (теоретически предполагается связь 100%). C_1 , ω_1 приемная цепь (как показывает исследование, выгодна только емкостная нагрузка) и L_2 , C_2 , ω_2 соотв. упругость, инерция и сопротивление мембраны, A источник энергии (приходящее акустическое поле).

Рабочая диаграмма приемника указана на черт. 22. OF ток i_1 (эквивалент механ. амплитуде колебаний мембраны); геометрическим местом концов вектора i_1 явится часть окружности $HIBO$. Диаметр ее OI находится так: откладываем $OH = i_2$; восставляя в точке H перпендикуляр, находим точку I , как пересечение его с прямой под углом $\varphi_1 - \psi$ к OH . Для вычисления максимума полезной отдачи электромагнитного приемника примем следующие обозначения: $\delta_0 = \delta_1 + \delta_2 + \delta_{\text{полезн.}}$; декремент приемника состоит из трех частей: δ_1 механическое затухание, δ_2 потери и $\delta_{\text{полезн.}}$ полезное затухание. Полезная энергия $w_{\text{полезн.}} = \frac{\delta_{\text{полезн.}}}{\delta_1} w_1$, где w_1 механическая энергия. Исследование дает следующие результаты:

$$\begin{aligned} \frac{\delta_2 + \delta_{\text{полезн.}}}{\delta_1} &= \frac{1}{2} \frac{\eta}{1 - \eta} \ll (1 \text{ при емкостной нагрузке}) \text{ и} \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{\eta}{1 - \eta} \cos \varphi_0 \text{ (при омической)}. \end{aligned}$$

Отсюда видна выгодность емкостной нагрузки.

Вводя „хорошесть“ $g = \frac{\delta \eta}{1 - \eta}$ (порядка 0,2 в современных приемниках), получаем, что

$$\delta_2 + \delta_{\text{полезн.}} = g/2 \text{ (или } g/2 \cos \varphi_0 \text{ для случая омического сопротивления).}$$

Сдвиг между частотой приемника ω_e и передатчика ω_R характеризуется следующей формулой

$$\omega_R : \omega_e = 1 - g/2\pi$$

для случая $g/2\pi$ меньше 1-цы.

3) *Электродинамический преобразователь*. Аналогично с электродинамическим излучателем, имеем электрическую эквивалентную схему этого приемника на черт. 23, где машина M представляет собой источник энергии звукового поля, действующего на приемник; L_s , ω_s и C_s данные приемной мембраны, ω_v , ω_n , L_v данные приемной цепи. На черт. 24 указана рабочая диаграмма этого приемника. OA представляет собой i_m , OB и BA ваттную и безваттную его составляющие; $OD = i$ и $BD = i_w$. Практически L_v делают равным нулю, компенсируя ее емкостью; при коротком замыкании приемника ($\omega_n = 0$ и $\delta_n = 0$) $(\delta_{\text{полезн.}})_{\text{max}} = g/4$; т. к. $\delta_{\text{полезн.}} = \delta_2$, то $(\delta_{\text{полезн.}} + \delta_2) = g/2$, причем следует помнить, что условия для максимума полезного затухания идентичны с условиями для максимума полезной отдачи лишь при

$$\frac{\delta_{\text{полезн.}} + \delta_2}{\delta_1} < 1; \quad \omega_{\text{полезн.}} = \frac{\omega_2}{1 - \gamma_1}$$

(δ_2 джоулев декремент затухания, δ_1 декремент излучения).

При некомпенсированном приемнике ($L_v \neq 0$) получается некоторый сдвиг частоты резонанса при замкнутом приемнике

$$\frac{\omega_e}{\omega_R} = 1 + \frac{g \sin \varphi_v \cdot \cos \varphi_v}{2\pi}$$

(сдвиг ω_e по сравнению с ω_R достигает десятых долей процента); ω_e относится к приемнику, ω_R к передатчику.

В. Практическое выполнение приемников.

Как уже указано выше, в качестве „шумовых“ приемников применяются микрофоны с $\delta = 0,3 - 0,35$; тоновые, сигнальные приемники выполняются с $\delta = 0,1 - 0,2$; в них, в качестве преобразователя, иногда применяются особые микрофоны или электромагнитные приборы, которые, хотя и менее чувствительны, чем микрофоны (их чувствительность $= 1/5 - 1/10$ чувствительности микрофона), но они почти не воспринимают посторонних шумов. Иногда принимаются настроенные на несколько тонов приемники; для выделения определенного тона используют механические и электрические резонаторы, резонанс-телефоны, катодные лампы и все прочие методы радио-приемников. Для

защиты от взрывов и вообще сильных звуковых полей применяется особая связь трением микрофона с мембраной, смягчающая действие ударов (Симон, Сименс и Гальские и др.). На черт. 25 указан пример конструкции приемника; m_1 m_2 мембрана, K микрофон (или телефон), связанный с мембраной; мембрана „двойная“ из двух частей m_1 и m_2 , сист. Сименс и Гальске.

В последнее время начали применять направленную подводную сигнализацию; для этой цели можно использовать излучатели 1 рода, имеющие характеристику дального действия в виде восьмерки, с максимальной дальностью в плоскости, перпендикулярной к поверхности мембраны. Комбинация двух таких излучателей, крестообразно расположенных, весьма напоминает схему Беллини и Този и может быть использована, как и их радиогониометр.

Для получения направленного приема, можно применять комбинацию ненаправленной и направленной (1 рода) приемной антенны; тогда получается картина, указанная на черт. 26: звук от ненаправленной антенны (a), комбинируясь со звуком от направленной антенны (b), при ее вращении даст резко выраженные максимумы звука в те моменты, когда плоскость мембраны направленного приемника будет совпадать с направлением передачи (кривая c).

Ленинград. Январь 1924 г.

О торированных волосках.

Б. А. Остроумова.

В настоящее время внимание радиоспециалистов привлекают электронные лампы с повышенной эмиссией, что не только уменьшает энергию накала, но и позволяет понизить вольтаж на аноде, упрощая пользование высоковольтной батареей и удешевляя приемники. Поэтому нам представляется не лишним сделать краткий обзор результатов исследований, относящихся к этому вопросу.

Повышение электронной эмиссии вольфрамового волоска усиленной лампы достигается такой его обработкой, что при прочих равных условиях число электронов, вылетающих с поверхности его, оказывается во много (около 100.000) раз больше числа электронов, которые могут выделиться из простого, чистого вольфрама.

Честь детальной теоретической разработки этого вопроса и применения полученных результатов к нуждам радиотехники принадлежит главным образом исследовательской лаборатории General Electric Company в Ченектеди и, в частности, трудам И. Лэнгмюра, уже много

лет вместе со своими сотрудниками непрерывно работающего над всесторонним изучением законов испускания электронов раскаленными телами. Еще в 1914 году он обратил внимание на то, что некоторые волоски вольфрама дают неожиданно мощный электронный поток, и установил, что это связано с содержанием в них тория, который примешивается к вольфраму при одном из способов фабрикации нитей и не всегда бывает нацело удален последующей их обработкой. Торий при этом может остаться в вольфраме до 2% в виде, как предполагает Лэнгмюр, окиси тория, вкрапленной среди кристаллов чистого вольфрама. Как бы то ни было, И. Лэнгмюр обнаружил, что, хотя присутствие этого соединения не оказывает заметного влияния на электронную эмиссию, но достаточно получить из него чистый торий на поверхности вольфрама, как эмиссия повышается.

Оказалось, что для восстановления металлического тория достаточно нагреть волосок на короткое время до температуры 2600° — 2800° К. При этой температуре уже не могут существовать кислородные соединения, но зато и металлический торий обращается в пар и улетает с поверхности волоска. Следовательно, для усиления эмиссии можно воспользоваться лишь тем запасом его, которому удастся сохраниться в толще вольфрама, и который не успеет за время усиленного накала выделиться наружу. К счастью, диффузия паров тория сквозь вещество волоска, как это детально исследовал Лэнгмюр, происходит не слишком быстро, и внутри вольфрама вполне возможно сохранить достаточное количество его. Мало того, изучение законов этой диффузии показало, что она, правда еще медленнее, совершается и при значительно более низких температурах (даже при 1900° К), когда испарение тория с поверхности почти прекращается.

Существует вполне определенный, довольно узкий интервал температуры, когда скорость диффузии оказывается несколько больше, чем скорость улетучивания тория, и когда торий начинает накапливаться на поверхности волоска. Если в течение некоторого времени поддерживать температуру в этом интервале, то на поверхности вольфрама образуется почти сплошной тончайший слой металлического тория, толщина которого, как это будет видно ниже, едва ли превосходит диаметр одного атома. Остается только предохранить его от окисления и от разрушения во время работы. Тогда эмиссия электронов в вакуум будет производиться уже не вольфрамом, а торием, который особенно легко выделяет свободные электроны.

В формуле С. Дешмена для эмиссии с 1 см^2 катода

$$I = 60,2 T^2 e^{-b/T},$$

аналогичной формуле Ричардсона, но содержащей одну постоянную,

зависящую от вещества, а не две, и потому более удобной для сравнения эмиссионной способности разных металлов, эта постоянная b_0 равняется для тория 34.100, а для чистого вольфрама 52.600. Это дает для температуры в 1000°K отношение между термоионными потоками для этих металлов равным

$$\frac{I_{Tb}}{I_{W_0}} = e^{\frac{b_{W_0} - b_{Tb}}{1000}} = e^{18,500} \approx 103.000.000.$$

Лэнгмюр отметил при этом еще одно замечательное явление: торий, распыленный по поверхности вольфрама, оказывается даже несколько более активными, т.-е. дает более мощный анодный ток, чем в виде массивного однородного куска. Объяснения этого явления пока не известно.

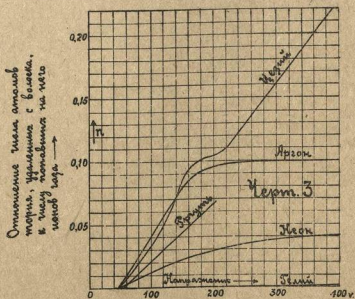
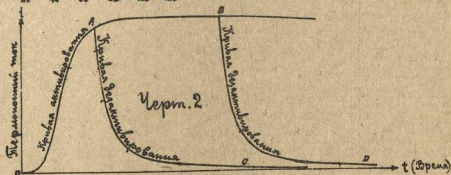
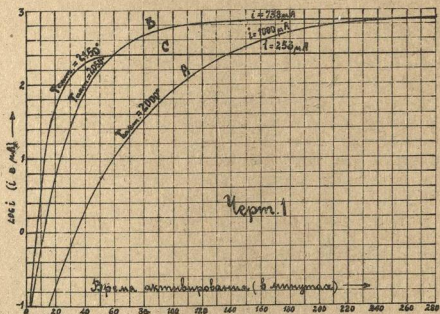
Очевидно, что активность волоска вольфрама в целом будет тем больше, чем большая часть его поверхности окажется покрытой слоем тория. Пренебрегая эмиссией из чистых участков поверхности волоска по сравнению с торированными, и обозначая буквою θ ту долю всей поверхности, которую покрыл слой тория, можно, оказывается, получить следующее выражение для количества электронов, выделяемых 1 см^2 , в функции θ поверхности всего волоска:

$$\lg i = \theta \lg i_1,$$

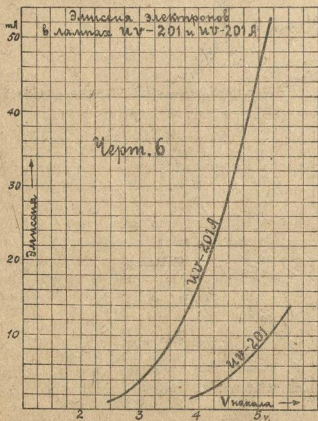
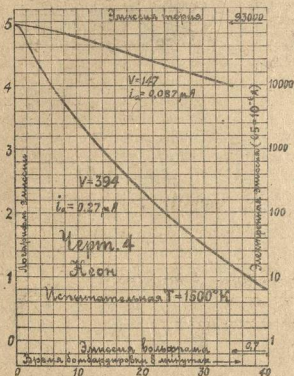
где i_1 ток насыщения с поверхности сплошь покрытой торием. Оно дает возможность обратно по силе анодного тока судить о размерах торированной площади на поверхности волоска и следить, как постепенно он диффундирует из внутренней части волоска и обволакивает его поверхность. Отсутствие пропорциональности, объясняется не только вышеупомянутым явлением повышения активности, но и распределением плотности объемного заряда у самой поверхности волоска; ведь электростатически далеко не все равно, покрыта ли одна часть волоска сплошным слоем тория, а другая целиком обнажена, или же торий чрезвычайно малыми участками равномерно распределяется по всей длине волоска, оставляя лишь в промежутках обнаженную поверхность той же площади.

На основании всех этих соображений Лэнгмюр по своим наблюдениям строит кривые (черт. 1, стр. 193), характеризующие быстроту активации при разных температурах и степень плотности получаемого слоя. Все эти кривые асимптотически приближаются к определенным пределам, когда количество тория, улетающее при указанной температуре с поверхности волоска, делается равным количеству его, диффундирующему изнутри вольфрама. Это можно было бы предсказать заранее, т. к. первая величина растет с увеличением по-

К станок Б.А. Остроухова.



К статье Б.А. Остроугова



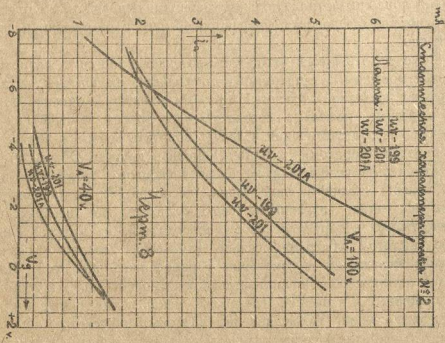
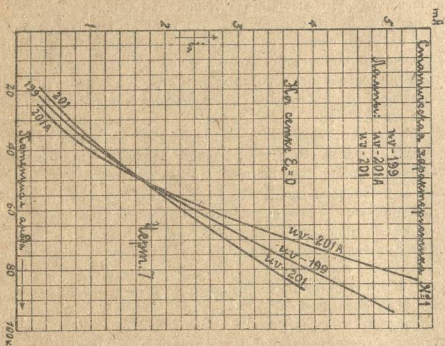
верхности испарения, а вторая убывает в силу уменьшения тория в вольфраме. Должно наступить равновесие, а при дальнейшем, продолжительном нагревании до той же температуры даже дезактивирование волоска, т.е. уменьшение электронной эмиссии.

Однако кривые эти показывают, что такое дезактивирование наступает не слишком скоро, что, пожалуй, тоже можно-бы было предвидеть; количество тория, необходимое для образования активного слоя, так ничтожно по сравнению с содержанием его в вольфраме (1^0_0 — 2^0_0), и испарение идет, относительно, так медленно, что обнаружить падение активности можно лишь через довольно значительный промежуток времени. Мало того, если бы слой тория тем или иным путем был совсем удален, запасов его в толще волоска должно было бы хватить для образования нового слоя почти столь же плотного.

Ничтожная толщина активного слоя, конечно, делает его чрезвычайно восприимчивым ко всякого рода внешним влияниям, которые каждый момент готовы его разрушить, если не нацело, то частично. Недостаточно только создать повышенную активность волоска, необходимо суметь ее сохранить и выработать режим, при котором эта цель лучше всего достигается на практике. Лэнгмюр предпринял целый ряд тщательных исследований дезактивации волосков в разных условиях и установил, что разрушение слоя тория обусловливается преимущественно двумя причинами: 1) нагреванием до слишком высокой температуры (испарение) и 2) бомбардировкой положительными ионами, когда они, подобно артиллерийским снарядам, под действием отрицательного потенциала волоска, ударяются об него и разрушают поверхностный слой.

Кривые черт. 2 показывают, как протекает процесс дезактивации при резком повышении температуры (тока накала) на волосках, активированных до различной степени. На разных волосках активация обрывалась в разные моменты, соответственно точкам кривой I и II; потом начиналась дезактивация. Следует обратить особое внимание на резкий переход (перелом) из одной кривой в другую. Он свидетельствует, что нельзя уследить даже очень маленького промежутка времени, в течение которого слой тория, несмотря на увеличившуюся скорость испарения, сохранял-бы свою площадь, т.е. испарялся-бы преимущественно с наружной своей поверхности, не обнажая новых участков чистого вольфрама; всякое изменение теплового режима немедленно выражается в изменении торированной площади θ . Даже при самой осторожной и продолжительной активации, когда θ достигла своего предельного значения, внезапный накал немедленно влечет за собой ее уменьшение. Такое явление возможно объяснить лишь при условии, что все атомы тория располагаются на вольфраме в один ряд и, улетая в пустоту, немедленно обнажают чистый вольфрам, т.е. что слой тория действительно не превосходит толщиной размеров одного атома. Далее это обстоятельство указывает еще на то, что, повидимому,

И также Б.А. Остроумова.



междуатомные силы, действующие между атомами вольфрама и тория, оказываются как-бы более мощными, чем силы, связывающие отдельные атомы тория между собой; при температуре активации тепловое движение оказывается не в состоянии отделить атомы тория от вольфрама, но второму слою атомов тория оно уже не позволяет образоваться над первым: они улетают. Атомы тория, диффундирующие из толщи вольфрама, как бы сталкивают в пустоту те атомы, которые раньше их оказались на поверхности, а сами занимают их место. Это обеспечивает равномерность активирующего слоя и объясняет особенности явлений активации и дезактивации (тепловой).

Что касается до дезактивации, обусловленной бомбардировкой положительными ионами, то подробное исследование этого вопроса К. Кингдоном и И. Лэнгмюром дало результаты, выражающиеся кривыми чертежа 3; они дают отношение числа атомов тория, удаленных с поверхности волоска, к числу ударившихся об него ионов в функции потенциала. Оказалось, что разрушение активного слоя тория начинается только при вполне определенном потенциале волоска, вообще говоря, не ниже, приблизительно, 50 вольт, т.-е. лишь при известной скорости и энергии попадающих в него ионов. До этой величины потенциала ионы всех исследованных газов оказываются безвредными, выше же разные газы производят различное разрушающее действие. Наиболее деятельными оказываются пары цезия и аргон; другие газы действуют слабее, но большинство даже при низких вольтажах значительно разрушают активный слой. Только водород и гелий составляют исключение. Первый *совсем* не обнаруживает разрушительного действия при исследованных вольтажах (до 600 V), второй начинает разрушать слой лишь при потенциале волоска около 300 V и столь медленно, что для измерения явления пришлось взять более чувствительные приборы.

Кривая черт. 4 показывает скорость разрушения активного слоя неоном, т.-е. величину остающейся покрытой торием площади θ в функции времени—продолжительности бомбардировки ее ионами (другие газы дают такую же картину явления). Мы видим, что кривая эта не падает быстро в первый-же момент, подобно кривой тепловой дезактивации, а имеет, правда небольшой, горизонтальный участок, что как-бы указывает на некоторую толщину слоя тория, большую диаметра атома, и тем противоречит сказанному выше. Однако детальное рассмотрение самого порядка разрушения активного слоя и удаления атомов тория указывает на другие причины такого изгиба кривой. Дело в том, что не всякий ион одинаково способен оторвать атом тория от поверхности вольфрама. Это случается обычно не при нормальном падении его на поверхность, когда он лишь глубже вдавливая в вольфрам тот атом, который оказался у него на пути, а преимущественно при обратном его движении, когда он, отразившись от раскаленной поверхности волоска, вновь улетает, увлекая и атомы, находящиеся по соседству с точкой, куда был направлен удар. Поэтому для успешного

разрушения поверхности необходимо сделать ее несколько неровной предварительно, и вот как раз на это и идет энергия первых ионов, попадающих на волосок; они не могут сразу обнажить поверхность вольфрама и значительно понизить эмиссию электронов. К. Кингдон и И. Лэнгмюр, исходя из подобной, правда, чрезвычайно упрощенной и крайне схематичной механической модели строения поверхности и удаляющегося об нее иона, вычисляют вероятность распыления атомов тория с поверхности вольфрама для случаев, когда торием покрыта та или иная часть всей ее площади, и находят замечательное согласие вычисленной скорости распыления с наблюдаемой в действительности.

Если мы сопоставим кривые чертежей 3 и 4, то будет ясно, какое губительное действие оказывает на активный слой даже небольшое количество паров или газов, остающихся в вакууме, и как они могут искажать всю картину явления, например при тепловой активации и дезактивации волосков. Нужно только удивляться настойчивости и искусству экспериментаторов, которые, несмотря на все трудности, сумели проанализировать это замечательное явление и дали возможность довольно глубоко проникнуть в его сущность. Ведь нужно помнить, что единственным надежным индикатором всех изменений, претерпеваемых вольфрамовым волоском, может служить лишь сама электронная эмиссия, являющаяся главным предметом изучения. Поэтому значительный интерес вызывают не только окончательные выводы из этих исследований, но и самые экспериментальные средства и методы работы, лежащие в их основании.

Главнейшие измерения производились в вакуум-трубках, изображенных в разрезе на черт. 5 (стр. 194), представляющих собою стеклянный цилиндр, покрытый изнутри в средней своей части налетом распыленного вольфрама, образующего на самой стеклянной стенке анод. Вдоль него натянуты три волоска вольфрама a , b , b , из которых один a собственно является объектом изучения, а два остальных служат для образования анода, распылением их в вакууме, и для ионизации остатков газа, когда это требуется. Расширенные концы трубки отделены от средней цилиндрической ее части двумя никкелевыми дисками q' , сквозь которые проходят волоски вольфрама. Они служат препятствием для проникновения распыленного вольфрама до впаев волосков и для устранения влияния неравномерности накала вследствие теплопроводности этих впаев. Чтобы еще более обеспечить однородность явлений вокруг изучаемого участка волоска, вся трубка делится на 3 секции, путем отделения двух частей анодного налета двумя кварцевыми кольцами q , изолирующими их друг от друга. Каждая секция имеет свои выводы g , и хотя всем 3-м сообщается одинаковый потенциал, измерения производятся лишь в средней секции. Выводов g у каждой секции по два, чтобы судить о толщине налета и его достаточной проводимости путем непосредственного измерения последней между

ними. Такой анод не выделяет почти газов во время работы. Тем не менее для обеспечения вакуума оказалось необходимым всю трубку погружать в жидкий воздух или другую охлаждающую среду. Тогда только можно было получить уверенность, что волосок действительно окружают лишь изучаемые пары и газы без примесей посторонних, выделяющихся из разных частей трубки. Газы, достаточно чистые, вводились в трубку из особых приемников, и давление доводилось до 6 баров (дин/см²), после чего трубка отпаивалась. При таких предосторожностях получались согласные цифры в различных рядах наблюдений. Измерялась эмиссия электронов всегда при одной и той же температуре и одинаковом вольтаже на аноде в каждой группе опытов и сравнивалась с эмиссией чистого вольфрама при тех же условиях.

Само собой разумеется, что и у чистого вольфрама мы можем почти до любой степени повысить электронную эмиссию, повышая температуру накала, чего с активированными волосками сделать нельзя, т. к. наступит тепловая дезактивация. Это, казалось бы, до известной степени уменьшает практическую ценность описанных выше интересных исследований, но это не совсем так. Помимо того, что перекал волоска требует значительной энергии и в то же время сокращает продолжительность его службы, он, как это известно практикам радиоприема, является часто повидимому главной причиной утомительных, искажающих работу усилителей, шумов. Поэтому возможность получить электронный поток той же мощности при более низкой температуре является достижением не маловажным. При тех температурах накала, при которых, как это видно из предыдущего, допустимо применение торированных волосков (не выше 2000 °K), перегорание их оказывается почти невероятным, но зато возникает вопрос о долговечности самого слоя тория, зависящей всецело от условий работы.

И. Лэнгмюр дал способ числовой оценки этой долговечности, определяя число часов, необходимое, чтобы при данной температуре количество тория вследствие непрерывной диффузии его изнутри и улетучивания с поверхности уменьшилось до $1/e$ первоначальной величины. Часть таблицы, составленной им для волоска диаметром 0,000389 см, содержащего 1% ThO_2 и нагреваемого в абс. пустоте, мы здесь приводим.

Температура.	Площадь ϕ .	Анод. ток i .	Долговечность τ .
1800° K	0,960	0,772 А/см ² .	720,000 часов.
1900	0,919	1,59	94.000
2000	0,871	2,89	15.100
2100	0,781	3,43	2,897
2200	0,551	1,24	643
2300	0,139	0,11	164

Цифры эти конечно зависят от волосков и количества содержащегося в них тория, а также от совершенства вакуума.

В результате многолетних и разнообразных опытов Г. Е. Со

выпустила несколько типов ламп с повышенной эмиссией вольфрамового волоска. Два из них „Радиотрон UV—199“ и „Радиотрон UV—201 А“, описаны И. Варнером. Первый UV—129 сконструирован так, чтобы извлечь наибольшие выгоды в техническом отношении из свойств торированных волосков, например уменьшить размеры до $8,9 \times 2,54$ см, воспользоваться для накала сухими элементами от карманного электрического фонарика и пр. Она особенно удобна для переносных портативных приемников и требует конечно изменения параметров в усилительных схемах (реостатов и пр.). Вторая лампа UV—201 А должна работать в тех-же условиях, как старые лампы „Радиотрон UV—201“ с простым вольфрамом, в тех-же схемах, но с меньшей затратой энергии и с большим усилительным эффектом. Следующая табличка характеризует параметры этих ламп.

	Н а к а л			Анодное напряжение.	Отношение мощности.
UV—199	3,0 V	$\times 0,06$ A	= 0,18 W.	40 V	1,5
UV—201 А	5,0	0,25	1,25	40	20
UV—201 старая	5,0	7,0	5,0	80	1

И та, и другая лампа может служить и в качестве детектора, и для усиления. Для громкоговорителей рекомендуется конечно UV—201 А, как более мощная. Вольтаж на аноде можно повышать до 100 вольт и более в обеих лампах, но при непременном условии отрицательной электризации сетки, в качестве противовеса. Чтобы можно было судить о работе этих ламп, мы приводим на черт. 6, 7, 8 (стр. 196) несколько кривых, взятых из той же статьи.

Более подробных сведений, насколько лампы с торированными волосками оправдывают себя на практике в условиях повседневной работы и какими отличаются особенностями, у нас пока нет, но они, вероятно, не замедлят появиться в иностранной специальной литературе в ближайшее время, равно как и результаты дальнейшего теоретического изучения этих интересных явлений.

Irving Langmuir: Electron Emission from Thoriated Tungsten Filaments. The Phys. Rev. v. 22, s. II, № 4, p. 357.

Saul Dushman: Electron Emission from Metals as a Function of Temperature. Ibid. v. 21, № 6, p. 623.

K. H. Kingdon and Irving Langmuir: Removal of Thorium from the surface of a Thoriated Tungsten Filament by Positive Ion Bombardement. Ibid. v. 22, № 2, p. 148.

I. C. Warner: Recent Developments in High Vacuum Receiving Tubes—Radiotrons Mod. UV—199 and Mod. UV—201 A. Proc. Inst. Radio Engineers, v. 11, № 6, p. 587, December 1923.

O. W. Richardson: The Emission of Electricity from hot Bodies. II edit. 1921.

Применение экономических „темных“ ламп.

Радиоинженера К. Н. Виноградова.

Инженер, Бельгийского Радиоэлектрического Общества.

В странах, не обладающих густой электрической сетью, одним из главных препятствий к широкому распространению ламповых радиоприемников является необходимость зарядки аккумуляторов, служащих для накала нити. В самом деле, приемник способный принимать даже весьма удаленные станции, приемник, действительно позволяющий своему владельцу быть в связи со всем миром, такой приемник должен обладать по крайней мере четырьмя лампами. Мы говорим о приемниках обычного классического типа, оставляя в стороне сверх-регенерацию Армстронга и другие аналогичные схемы, слишком сложные для обычного любителя. Каждая лампа обычного современного типа, будь то „Металл“, „Фотос“, „L. I. F.“, „Филлипс“, лампа Радиотехнического О-ва или Маркони,—каждая лампа берет от 0,6 до 0,8 А. Четыре лампы требуют около трех ампер!! Подобный ток трудно получить от батареи элементов.

Многочисленные любители Америки, разбросанные по широкому пространству страны в отдаленных ченчах и фермах, раньше, чем в других странах, поняли всю необходимость в отыскании решения.

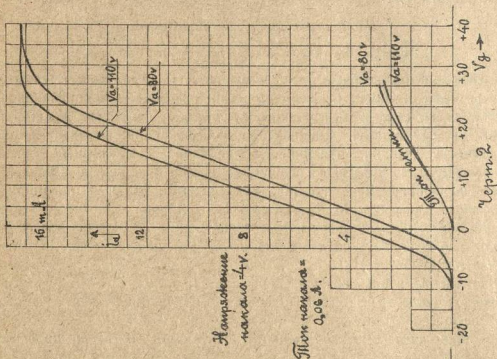
Было предложено несколько решений, но все они далеки от идеала. Было предложено соединять волоски ламп не параллельно, а последовательно. Но подобное решение требовало все же тока около 1 А и наличия минимума 12-ти последовательно соединенных элементов. Несколько большим успехом пользовалась смешанная система, по которой нити, соединенные параллельно, накаливались батареей аккумуляторов, а последняя заряжалась батареей элементов в свободное от приема время. Но все эти способы были дороги и неудобны.

Истинное решение вопрос получил только тогда, когда появились „малоамперные“ лампы. Лампы эти, называемые иначе „темными“, обладают нитью, требующей для своего накала лишь весьма незначительной силы тока. Ток же анода, создаваемый этими лампами, примерно того же порядка, что и анодный ток обычных триодов. Да и прочие все качества, коэффициент усиления, наклон характеристики, ток насыщения того же порядка, что и в обычной лампе.

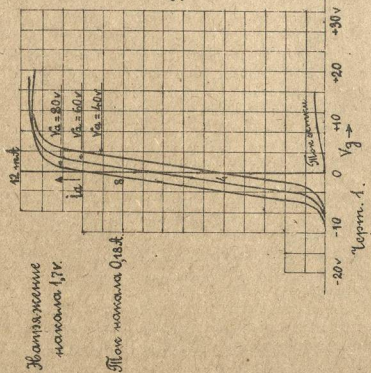
Название „темных“ они получили по той причине, что волосок их накаливается всего до темного красного каления, и во время работы лампа еле-еле светится. Очевидно, что опасность перегорания подобных ламп весьма мала, и долговечность их поистине замечательна. Сравнительно высокий ток насыщения достигается тем, что волосок покрывается различными специальными окислами.

К списку К.В. Виноградова.

Ламина "Вагус-Мунпо".



Ламина "Мунбанни".



Мы обойдем молчанием все лампы промежуточного типа и будем говорить лишь о лампах наиболее „малоамперных“, наиболее „темных“; ток накала в них равен всего 0,06 А, ток насыщения 9.10 mA при 80 V анодного потенциала, коэффициент усиления в вольтах примерно равен 10.

Легко видеть всю важность появления на рынке подобных ламп. Нет больше необходимости в тяжелых аккумуляторах, ни в грязных и непрактичных батареях элементов. Для четырех ламп требуется всего $\frac{1}{4}$ ампера. Небольшая сухая батарейка более чем достаточна. Автор этих строк в течении двухчасовой лекции демонстрировал четырехламповый приемник, снабженный подобными экономическими лампами, накаливаемыми обычной батарейкой от карманного электрического фонарика.

В появлении этих ламп залог широкого, повсеместного развития радиофонии. Зародившись в Америке, они перекинулись в Европу, и многочисленные фирмы уже выпустили их на рынок.

Мы приводим ниже характеристики двух ламп подобного типа: лампы „Миниватт“, сконструированной голландской фирмой Филлипс и лампы „Радиомикро“ французской „Радиотехнической Компании“.

Лампа „Миниватт“ требует для своего накала напряжения в 1,7 V и берет 0,18 А. Рабочее напряжение анода около 60 V. Коэффициент усиления около 11. Ток насыщения около 12 mA. Характеристика представлена на черт. 1 (стр. 202). Эта лампа принадлежит к промежуточному типу.

Лампа „Радиомикро“ является уже настоящей „темной лампой“. Она требует для накала волоска 4 V, но берет всего 0,06 А. Рабочее напряжение около 80 V. Ток насыщения около 17 mA. К недостаткам ее надо отнести сравнительно большой ток сетки (черт. 2), вызывающий деформацию и искажение передачи. Применение небольшого отрицательного потенциала сетки необходимо для противодействия этому искажению.

Заканчивая настоящий очерк, нельзя не указать на огромное значение, которое вне всякого сомнения будут играть в России подобные экономические лампы. Электрофикация бесконечных пространств ее, далеких городов и поселков будет еще очень и очень не скоро возможна. Применение радиоприемников в школах, в сельских и городских центрах, столь важное в деле объединения, в деле связи периферии с центрами жизни, применение это будет возможно только при пользовании подобными не требующими аккумуляторов приемниками.

Всюду, куда проникает почта, проникнут батареи сухих элементов и на многие месяцы дадут жизнь радиоприемнику и свяжут далекие окраины с центром.

К вопросу о генерирующем кристалле.

Г. А. Остроумова.

Интересные свойства генерирующего кристаллического детектора неоднократно отмечались на страницах нашего журнала¹⁾. Эти свойства были объяснены возникновением микроскопической дуги параллельно неплотному контакту металлического острия с кристаллом. Представить математически процессы в этих дугах чрезвычайно трудно; можно лишь качественно и по аналогии судить о тех параметрах, которые определяют эти электронные явления. Однако, бывает желательно обладать формулой, определяющей ход характеристики в данной точке кристалла и зависящей от возможно меньшего числа постоянных. Мне хотелось бы здесь, не вникая по существу в сложную картину явления, обратить внимание на одну очень простую *формальную* точку зрения, определяющую математический вид характеристики, и показать, насколько такая полуэмпирическая характеристика соответствует опытным данным.

Кристаллический генерирующий контакт представляет собой неметаллический проводник, прикасающийся по весьма малой поверхности с металлическим острием. Таким образом можно считать, что сопротивление всего прибора складывается из сопротивлений двух последовательных проводников: подводящих проводов, включая толщу кристалла, и собственно контакта. Так как последний проводник не металлический, то мы можем считать, что сопротивление его падает с температурой по формуле

$$R = R_0 - \alpha \theta,$$

где R_0 сопротивление контакта при комнатной температуре ($\theta = 0$). При прохождении тока I температура контакта растет, причем в первом приближении можно положить

$$\theta = \beta I^2 R^2);$$

подставляя, находим:

$$R = R_0 - \alpha \beta I^2 R; R = \frac{R_0}{1 + \gamma I^2},$$

¹⁾ Статьи О. В. Лосева, *Титб* №№ 14, 18, 21 и др.

²⁾ Эти предположения не противоречат опытным данным; ср. *Титб* № 18, стр. 45 и след.

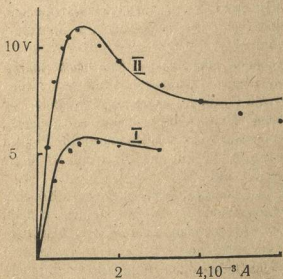
где $\gamma = \alpha\beta$. Разность потенциалов на зажимах детектора выражается так:

$$V = I(R + r) = \frac{R_0 I}{1 + \gamma I^2} + r I,$$

где r сопротивление толщи. Это и есть аналитическое выражение для характеристики детектора; она симметрична относительно начала координат и содержит три параметра: R_0 , r , γ . На прилагаемом чертеже помечены опытные данные (цинкит), любезно сообщенные О. В. Лосевым, и вычерчены сплошной чертой две „теоретических“ характеристики, соответствующих параметрам:

	R_0	r	γ
Кривая I	$9,4 \times 10^3 \Omega$	$0,71 \times 10^3 \Omega$	$0,90 \times 10^6 \text{ л/А}^2$
Кривая II	21,3	0,735	1,09

Как видим, замечается удовлетворительная группировка точек около вычисленных характеристик особенно в нисходящей, наиболее



интересной их части. Значительное расхождение в конце второй кривой может быть объяснено — с изложенной точки зрения — прогреванием слоев кристалла, прилегающих к контакту, вследствие чего при бóльших силах тока убывает не только R , но и r .

Конечно, этими формальными соображениями вовсе не освещается вопрос о природе самого падения сопротивления не-металлов с температурой, которое, возможно, обуславливается электронными процессами между частицами неметал-

лического проводника, но удовлетворительное схождение результатов подтверждает справедливость принятой точки зрения. Впрочем, она совершенно не объясняет несимметричности опытных характеристик относительно начала координат (ср. ТиТбп № 18, стр. 54, черт. 11).

Любительская постройка одностороннего приемника-гетеродина¹⁾.

О. В. Лосева.

Ввиду полученных запросов относительно практического осуществления такого приемника, дополняем к статье в ТиТбп № 22 (стр. 507).

Монтажная схема показана на черт. 1 (стр. 187); как уже сказано, в этой схеме один и тот же детектор G является и генератором, и детектором.

К переключатель с низкой на высокую частоту; он должен иметь холостые кнопки (как и показано на черт. 1), чтобы исключалась возможность одновременного стояния на 2-х соседних значущих.

В настоящей схеме еще одно небольшое нововведение, именно: телефон T во время работы на *высокой* частоте является включенным через 2/3 катушки контура низкой частоты, благодаря чему высокая частота не может пройти через собственную емкость телефона и, следовательно, поглощаться в телефонной цепи, тогда как низкая частота проходит достаточно хорошо через 2/3 катушки L_2 .

Числовые значения (по последним данным). — *Цепь постоянного тока.* Батареи B должны в сумме давать 12 вольт²⁾ (4 и 8); для этого всего пойдет 9 шт. сухих элементов (удобно взять 3 батарейки от карманного фонаря). Знаки полюсов должны быть строго соблюдены, как показано на чертеже. Чтобы расход тока в потенциометре P был мал, сопротивление его можно взять в 400 ом; для этого пойдет 9 мт никкелиновой проволоки диаметра 0,1 мм.

Сопротивление $p = 900$ ом; оно должно обладать также возможно большой самоиндукцией, чтобы колебания не могли пройти в цепь постоянного тока; поэтому также собственная емкость этой катушки должна быть возможно малой; ее необходимо разбить на несколько секций, заполняя их последовательно проволокой при намотке. Хорошо ее намотать из медной проволоки 0,1 мм диаметром; проволоки этой пойдет около 380 мт.

Контур низкой частоты. Катушка L_2 должна обладать самоиндукцией 0,03 генри; сопротивление ее = 30 ом. На катушку в 6 см длиной и 2 см диаметром наматывается 140 мт медной проволоки диаметра 0,35 мм.

Ответвление к телефону T делается от $1/3$ катушки L_2 . Сопротивление телефона должно быть = 500—250 ом. Катушка L_2 по возможности

¹⁾ Заявочн. свид. на односторонний приемник—гетеродин № 77734.

²⁾ Не меньше; при сильных атмосферных разрядах хорошо повысить вольтаж до 13 вольт.

тоже не должна обладать собственной емкостью; поэтому ее следует наматывать аналогично катушке ρ .

Постоянный конденсатор $C_2 = 0,25 \mu F$. Если диэлектриком в нем служит парафинированная бумага в 0,2 мм толщиной, то площадь каждой обкладки = 29250 кв. см; если парафинированная бумага в 0,1 мм, то 14625 кв. см. Удобно его сделать, взяв полосу листового олова (станиоля), положив на нее вполне ее закрывающую полосу парафинированной бумаги, снова такую-же полосу станиоля, и снова бумагу; все это свернуть крепко в трубочку.

Контур высокой частоты. Самому удобный переменный конденсатор сделать трудно; поэтому в схеме черт. 1 плавно меняется самоиндукция (вариометр L_1), а емкость конденсатора C_1 постоянная. Но для большего диапазона вариометр L_1 разделен на две равных секции; как это удобно сделать, показано схематически на черт. 2. Чтобы при вращении ручки вариометра самоиндукция менялась как можно сильнее, обе его составляющие катушки должны быть возможно сближены, поэтому их следует делать из возможно тонких дощечек, еще лучше из фанеры, картона и т. п. (одна катушка вращается в другой). Катушки эти прямоугольные, 6 см длиною; внешнее сечение их: наружной катушки — $9,6 \times 12,8$ см, внутренней — 8×10 см (см. черт. 3). На наружную надо намотать 76 витков медной проволоки, диаметра 0,6–0,8 мм; на внутреннюю — 104 витка той же проволоки.

Конденсатор $C_1 = 10.000$ см; при парафинированной бумаге толщиной в 0,2 мм в качестве диэлектрика, площадь каждой обкладки будет = 1.300 кв. см.

Генерирующий детектор. — В качестве минерала для детектора G надо взять *цинкит* (химический состав ZnO) *наиболее проводящий, или переплавить* (см. ТиТбп, № 21, стр. 349). Контактная проволочка к кристаллу должна быть стальная в 0,2 мм толщиной; для крепости в нее надо вплести стальную проволочку в 0,3 мм, причем эта последняя должна быть немного короче.

Для того, чтобы на действующий детектор не влияли механические сотрясения, под корпус его следует подложить войлочную прокладку.

Конструкция детектора должна быть достаточно надежна; не следует например делать больше одного, в крайнем случае 2-х сочленений; от этого зависит быстрота нахождения генерирующих точек и устойчивость работы.

Антенна. — Антенной может с успехом служить металлическая крыша, хотя бы одноэтажного здания (конечно, не соединенная с землей металлически), участок городской телефонной сети и т. д. Наконец можно протянуть горизонтальный провод на высоте 10-ти мт. и длиною 200 мт. В Нижнем, например, на крышу площадью в 320 кв метров и $6\frac{1}{2}$ метров над землей слышны на детекторный гетеродин все мощные европейские незатухающие станции.

Краткое О.Б. Попова.

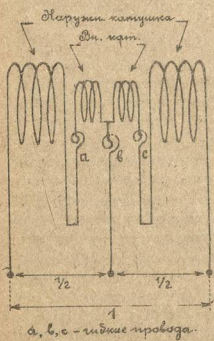
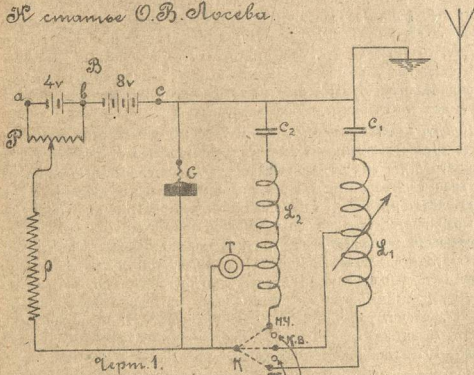
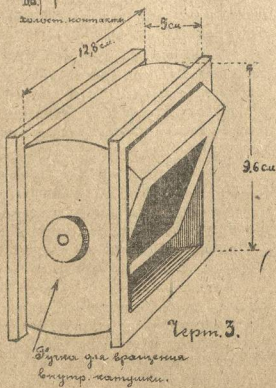


Рис. 2.



Прием. — Диапазон описанного прибора приблизительно от 2.500 до 12.500 метров.

После того, как генерирующая точка найдена, на низкой частоте,¹⁾ т.-е. в положении переключателя „Н. Ч.“ на черт. 1 (см. также ТиТбп № 22, стр. 506), переключатель *K* ставят или на „К. В.“, или на „Д. В.“ в зависимости от того, какой длиной волны работает принимаемая станция. Вращая ручку вариометра, выделяют нужную радиостанцию.

Назначение потенциометра. — Действуя потенциометром *P* (черт. 1), можно добиться наибольшего детектирования, т.-е. наибольшей слышимости; 2) если во время работы появится паразитная низкая частота²⁾, можно избавиться от нее; 3) если колебания пропадут, то иногда можно не находить снова генерирующей точки, а лишь подрегулировать потенциометр; 4) если надо слушать затухающие и радифон без искажений, то опять таки потенциометром можно достигнуть исчезновения собственных колебаний высокой частоты, а усилительное действие генерирующего детектора будет иметь место (в этом случае потенциометр действует совершенно аналогично изменению возвратной связи в обычном ламповом регенеративном приемнике); 5) потенциометр может служить также и для более точной настройки, т. к. с изменением батарейного вольтажа меняется несколько и длина волны, даваемая генерирующим детектором.

Работа с одной батареей. — Если хотят сократить расход тока (через потенциометр *P* идет 10 милли-ампер), то можно пользоваться потенциометром не как таковым, а употреблять его в качестве реостата; тогда берется только одна батарея на 12 вольт и присоединяется (опять таки с соблюдением знаков полюсов) к зажимам *a* и *c* (черт. 1), а зажим *b* остается свободным.

В этом случае прибор работает ничуть не хуже, расход тока не больше 5-ти милли-амп, но действие вращения ручки потенциометра (теперь уже, как реостата) менее резкое.

Передача-прием. — Для работы на расстояниях не больших одной, двух верст можно употреблять прибор и в качестве передатчика; тогда антенна присоединяется через ключ Морзе, а прибор употребляется одновременно и в качестве передатчика, и приемника (см. ТиТбп, № 22, стр. 482). Телефон прибора во время передачи не снимают с ушей, а когда слушают, замыкают ключ Морзе накоротко (удобно воспользоваться ключом с прижимающей пружиной, какие употребляются при работе „на постоянном токе“ в проволочной телеграфии).

¹⁾ Контур низкой частоты удобен еще и тем, что он служит как-бы проверкой схемы; ведь если низкая частота возбуждается, то схема исправна, и значит, после переключения возбудится и высокая, если контур высокой частоты исправен.

²⁾ Обусловленная контуром телефона, если телефон очень малоомный, то она может появиться легче.

Употребление прибора в качестве отдельного генератора. — Если хотят принимать на отдельный приемник, то нашим прибором пользуются, как обычным гетеродином; антенну и землю присоединяют к приемнику, а к вариометру гетеродина подносят катушку связи в 40 витков 10 см диаметром и включают ее между антенной и приемником для осуществления необходимой связи. Ибо связь приемника с детекторным гетеродином должна быть значительнее, чем при пользовании ламповым гетеродином.

Генерирующие точки находят обычным способом (при помощи контура низкой частоты); но во время работы на высокой частоте телефон от гетеродина отсоединяют; для этого можно сделать соответствующий выключатель.

При сильных грозовых разрядах прибор работает надежнее в качестве отдельного генератора.

Приемник берется обычный с галеновым (свинцовый блеск) детектором.

Измерение силы приема. — Если хотят измерить силу приема какой-либо из принимаемых на *однодетекторный* приемник-гетеродин станций, то во время шунтирования телефона T необходимо последовательно с ним включить сопротивление в 250 ом, иначе может легко появиться паразитная низкая частота с периодом контура телефона T и конденсатора C_2 вследствие уменьшения сопротивления в этом контуре.

О механизме действия генерирующей точки детектора см. ТиТбп № 18 стр. 45 1923 г., а о коротких волнах № 21 стр. 349. 1923 г.

Радиолaborатория им. В. И. Ленина.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ.

В № 23 на стр. 11 под фиг. 15 напечатано ошибочно: „Общий вид установки с ртутным выпрямителем системы Сименс и Шуккерт (Elektrizitätswerk Rathenow)“. Следует читать: „Общий вид установки ртутного выпрямителя на подстанции вблизи Страссбурга (Hörlt bei Strassburg)“.

В № 24 на чертежах стр. 167, 168, 173, 174, 179, 180 напечатано: „Г. И.“; следует читать „Г. Н.“

ИЗ ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

Типы катодных ламп компании „Телефункен“. — Обозначения типов катодных ламп компании „Телефункен“ выбраны таким образом, что из них можно сразу определить назначение и порядковый номер конструкции ламп. Обозначения эти следующие: *RG* выпрямительная лампа, *RS* отправительная, *RE* приемная, *RV* последняя усилительная лампа.

В настоящее время имеется до 80 различных типов ламп, из которых около 20 устарело.

Выпрямительные лампы (вентильные, кенотроны) имеют лишь два электрода, анод и катод. Они построены для выпрямления токов мощностью от 15 W, до 15 kW, так как каждая лампа снабжена лишь

одним анодом, то для получения выпрямления в течение обоих полу-периодов требуются две таких лампы.

С целью экономии места в последнее время перешли, по крайней мере для малых нагрузок, до 2×500 W, к устройству двух выпрямителей, впаянных в одну колбу. Для удовлетворения условий изоляции анодные контакты присоединяются к особым втулкам в верхней части колбы и лишь лампа *RG 56*, маленькая вентильная трубка всего на 220 V анодного напряжения, составляет исключение, так как в ней анод присоединяется через цоколь лампы, служащий вводом.

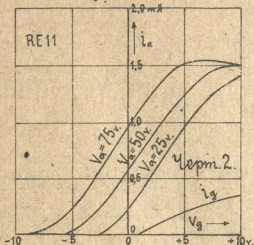
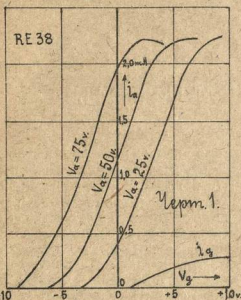
Таблица 1 дает сведения об употребительнейших типах выпрямительных ламп.

ТАБЛИЦА 1.

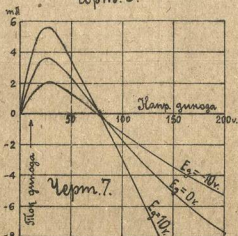
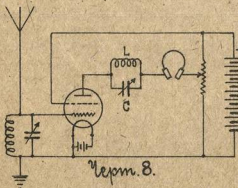
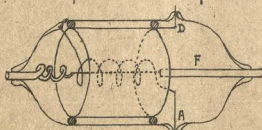
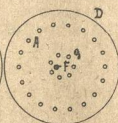
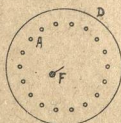
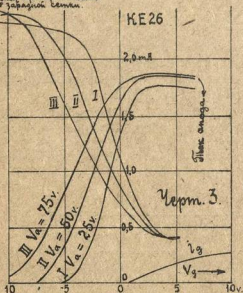
Выпрямительные лампы.

Тип RG.	Число анодов.	А н о д.		Накал.		Отдача.	Размеры.		Вес в кгр.
		Наибольшее напряж. в вольт.	Ток в амп.	Вольт.	Ампер.		Диаметр в мм.	Высота в мм.	
56	1	250	0,006	10	1,5	0,035	45	130	0,10
40	1	6000	0,060	12	8	0,250	80	420	0,48
45	1	6000	0,250	14	12	1,000	80	420	0,48
52	1	6000	0,150	16	8	0,600	80	420	0,48
46	1	20000	0,075	16	8	0,300	90	420	0,52
44	1	20000	0,400	16	16	1,500	110	550	0,82
61	1	20000	0,750	32	16	3,000	185	580	1,35
65	2	3000	0,325	32	8	1,250	110/130	420	0,60
66	2	3000	0,600	28	12	2,000	110/130	420	0,60
63	2	3000	0,125	24	4	0,500	80/130	330	0,43
64	2	3000	0,250	24	8	1,000	80/130	330	0,43

К орг. "Из электр. аппаратуры".



Для напряжения
зажигания лампы.



Передающие лампы для различных нагрузок сильно отличаются между собой по величине. Наряду с нормальной цилиндрической формой колб встречаются для больших нагрузок и расширяющиеся посредине. Отправительные лампы имеют всегда три электрода. Вводы катода

и сетки проходят через цоколь, вводы анода идут через вершину триодов, что необходимо для разоб-
щения ввода анода, напряжение которого достигает для типа *RS 54* величины 20000 V. На таблице 2 приведены данные различных типов отправительных ламп от 5 W до 5 kW.

ТАБЛИЦА 2.

Отправительные лампы.

Тип RS.	Полезная мощность.	Анодное на- пряжение.	Приблизительные данные (точные помечены на каж- дой лампе).		Вес в граммах.	Высота в мм.	Диаметр в мм.
			Напря- жение накала.	Ток накала.			
55	5 — 15 W	400 — 700 V	10 V	3 A	200	200	55
50	10	1000	10	1,5	200	200	55
57	15 — 25	800 — 200	10	3	200	200	55
31	40 — 75	1000 — 1600	10	4	250	215	60
21	60 — 100	1500 — 2000	10	4	250	215	60
19	200	3000	14	4	250	265	60
29	200	3000	14	4	250	265	70
32	500	6000	12	8	600	390	95
42	500	6000	16	8	600	390	95
18	500	3000	16	8	600	390	95
47	1 kW	10000	16	8	750	400	140
15	1,5	4000	16	16	1900	550	185
53	2,5	10000	16	16	1900	550	185
54	4 — 5	16000 — 20000	18	16	2000	575	185

Приемные и усилительные лампы имеют вообще три электрода, за исключением двух типов *RV 77* и *RE 26*, имеющих кроме обычной сетки еще пространственно-зарядную сетку, благодаря которой они работают при меньшем напряжении.

Все вводы электродов вообще сделаны через цоколь и осуществлены помощью втыкающихся контактов, за исключением типа *RV 24*, анод которого приключен к вершине трубки, равно как и в типе *RE 78*, которого контакты анода и сетки для уменьшения емкости между отдельными электродами также приключены к вершине трубки.

Конечные усилительные лампы применяются при требовании особо больших сил звука и для усиления микрофонных токов телефонного передатчика.

На чертеже 1, 2 и 3 (стр. 212) изображены характеристики ламп *RE 11* и *RE 38* с одной сеткой и *RE 26* с двумя сетками. Из кривых видна зависимость тока анода и сетки от напряжения на сетку при трех различных напряжениях на аноде.

Наконец таблица 3 дает общую сводку всех применяемых приемных и усилительных ламп системы „Телефункен“.

ТАБЛИЦА 3.
Передающие и усилительные лампы.

Т и п.	Анодное напряжение в вольтах.	Напряже- ние накала в вольтах.	Ток накала в амперах.	Вес в грам.	Наиболь- ший диам. в мм.	Общая вы- сота в мм.	Область применения.
<i>RV 24</i>	440	14	4	230	60	220	Почтовые радиостанц.
<i>RV 77</i>	50—100	8	1,5	75	40	160	Прием на больших ра- диостанциях.
<i>RV 70</i>	100	8	1,5	55	40	130	
<i>RE 58</i>	40—60	5	1,0	55	45	100	Любительский прием.
<i>RE 48</i>	50	2,5	0,2	55	45	100	Лампа с оксидирован. нитью.
<i>RE 38</i>	50	4	0,5	50	35	96	Прием на больш. ст.
<i>RE 33</i>	90	4	0,5	80	35	110	Вместо прежней <i>RE 16</i> .
<i>RE 76</i>	50	2,5	0,3	50	35	96	Прием на больших станциях.
<i>RE 78</i>	50	4	0,5	50	35	96	
<i>RE 26</i>	16	4	0,5	50	35	96	Для гетеродина, радио- гонометра и приема на больш. станц.
<i>RE 73</i>	50	4	0,5	35	32	90	Любительский прием в Европе.
<i>RE 11</i>	50	2,8	0,5	30	32	65	Для приемника, гете- родина и усилителя высокой и низкой частоты.

С. Гор.

**Динатронный приемник для неза-
тухающих колебаний.** (Альберта
*В. Гулля, Е. Ф. Хенкелли и Ф. Р.
Эльдера*).—В динатроне, как известно,
пользуются действием вторичных
электронов; для этого сетка распо-
лагается вблизи цилиндра и является
анодом, на который попадают элект-
роны с нити. При достаточной
скорости этих электронов, удары их
о поверхность сетки производят
вторичные электроны в количестве,
превышающем количество бомбар-
дирующих электронов. Тогда ток
на цилиндр будет противоположен

анодному напряжению, и мы будем
иметь дело с отрицательным сопро-
тивлением. При достаточно близком
расположении цилиндра, называемого
для случая динатрона *динодом*,
вторичные электроны попадут на
него. Кроме анодной сетки можно
поставить и обычную контрольную
сетку вблизи нити (тогда мы получим
четырёхэлектродный *плиодинатрон*),
или регулировать ток соленоидаль-
ной обмоткой на электронном реле,
возбуждающей магнитное поле (маг-
нетрон).

На черт. 4 (стр. 212) дано попе-

речное сечение динарона: D динод, A анодная сетка, F нить.

На черт. 5 дано общее расположение электродов (обознач. те же).

Чертеж 6 представляет сечение плиодинарона: D динод, A анодная сетка, G контрольная сетка, F нить.

На черт. 7 показан вид характеристики плиодинарона при различных напряжениях, приложенных к контрольной сетке.

На черт. 8 дана схема полиодинаронного детекторного контура. В нем анодная сетка приключена к высокому напряжению E (предпочтительно 100 V, но достаточно 40V). Динод соединен с меньшим напряжением E_0 , при котором динодный ток равен нулю, что достигается потенциометром большого сопротивления (20.000—100.000 Ω).

Замкнутый контур LC настроен приблизительно на частоту сигналов и генерирует незатухающие колебания при помощи цепей динарона — анодная сетка — динод. Эти колебания поддерживаются, если отношение L/C будет больше произведения отрицательного сопротивления на сопротивление настроенного контура.

Настройка детектора состоит в изменении частоты колебаний динарона посредством изменения переменной емкости C , пока она не будет приблизительно равной частоте сигналов, в каком случае получается слышимый тон; затем, настраивая приемный контур, получают усиление звука и большую его чистоту.

Если отношение L/C в цепи динода лишь немного превосходит величину, необходимую для возбуждения колебаний, то колебания динода симметричны, и средний ток при некотором потенциале E_0 равен 0 при различных напряжениях сетки, включая сюда и переменные напряжения любой частоты *кроме частоты сигналов*. Поэтому только сигналы частоты гетеродина могут действовать на телефон.

Итак, для получения полного отсутствия мешающих действий

сигналов требуется: 1) вольтамперная характеристика должна быть прямой; 2) динодный вольтаж должен быть такой, при котором ток динода равен 0; 3) амплитуда колебаний должна быть мала, что требует надлежащего соотношения самоиндукции емкости и сопротивлению. На практике допустимы некоторые отступления от этих условий, без существенного ущерба для приема.

Если частота местных колебаний цепи динода несколько расходится от частоты приходящих сигналов, то ток остается тот же, что и в случае точного синхронизма, но фазы сетки и динода расходятся, и получаются синусоидальные биения, с периодом равным разности периодов колебаний, которые могут дать слышимые звуки в телефоне.

При замене телефона в цепи динода на шлейфу осциллографа получились колебания, вид которых вполне соответствовал теоретическим предположениям.

Работа с динароном с контрольным магнитным полем вместо контрольной сетки дала столь же удовлетворительные результаты.

Proc. Oct. 1922.

С. Гор.

К вопросу об анодном напряжении. — Наиболее трудным вопросом при устройстве любительской ламповой радиостанции является вопрос об анодном напряжении. Американское радиолюбительство, идя впереди, дает ряд решений этой задачи. В радиолюбительских журналах в объявлениях и рекламах также иногда попадаются проспекты радиоприемников широковещания, питаемые целиком (накал и анодное напряжение) от штепселя городского переменного тока.

Для передаточных станций один способ таков¹⁾. Вторичная обмотка индукционной катушки дающая искру приблизительно в $1\frac{1}{2}$ дм, зашунтирована большим стеклянным или слюдяным конденсатором, вы-

держивающим напряжение вторичной обмотки, и присоединяется к нити и аноду генерирующей лампы. Этот способ чрезвычайно прост, но дает в приемнике звук, соответствующий прерывателю катушки. Другой способ²⁾ основывается на применении одновременно двух генерирующих ламп; аноды их питаются от крайних борнов трансформатора, средняя точка которого соединена с нитями накала. По мере того, как знаки зарядов на борнах трансформатора меняются, то та, то другая лампа получает на анод положительный потенциал и начинает генерировать. Таким образом, генераторная лампа является одновременно и выпрямителем. Сетки ламп соединены параллельно; нити также параллельно питаются от трансформатора накала. Очевидно, что прием будет тональным, соответственно пульсациям питающего переменного тока. Практически оказывается в высшей степени важной точная геометрическая тождественность контуров обеих ламп.

Что касается питания приемников высоким напряжением, то безусловно наилучшим источником его является батарея аккумуляторов. Но по дороговизне и кропотливости ухода желательно ее заменить. Так, можно применять мотор-генератор (умформер), но он дает неприятные колебания тока, слышимые в приемные телефоны, а также излучает радиочастоты³⁾. Поэтому при пользовании умформером необходимы сложные фильтры, исключающие эти колебания. Другим методом, рекомендуемым американскими любителями, является применение трансформаторов с электролитическими выпрямителями. Последние состоят из алюминиевых и свинцовых пластинок, площадью каждая 4—5 кв дм, погруженных в насыщенный раствор буры или фосфорно-кислого натрия или калия (или аммония). В работе свинцовая пластинка становится шоколадного цвета, алюминиевая остается белой. Шесть

таких элементов могут держать разность потенциалов до 600 V. Положительной пластинкой является алюминиевая. Соединения допустимы как в две группы (по 6 элементов), так и в четыре (по 3 эл.); последний способ не требует нулевой точки у трансформатора. Другой автор⁴⁾ рекомендует танталовые выпрямители. Они состоят из танталовых и свинцовых пластинок, погруженных в раствор серной кислоты (плотн. 1,260, норм. аккумулятор.), к которому добавляется на 250 см³ от 5 до 10 см³ раствора 40 гр. железного купороса в 200 см³ дистиллированной воды. Наилучшее содержание железа может быть найдено опытом. В зависимости от этого содержания максимальные допустимые вольтыжи переменного тока колеблются от 75 до 40 V на элемент; при переходе этих пределов на поверхности тантала начинается искрение. Благодаря хорошей электропроводности раствора, выпрямитель выдерживает сравнительно большие силы тока. Электролит рекомендуется покрывать слоем жидкого минерального масла. Сглаживание пульсирующего выпрямленного тока достигается небольшим фильтром; так, для 60 периодов переменного питающего тока выпрямители шунтируются со стороны постоянного тока конденсатором от 8 до 4 μF ; далее одна из ветвей проходит через катушку самоиндукции, состоящей из 9000—550 витков проволоки на железном сердечнике (сечение $2\frac{1}{2} \times 2\frac{1}{2}$ дм², общая длина около 10 дм, магнитная цепь почти замкнута); все это перед приемником еще раз шунтируется конденсатором от 4 до 2 μF . Для 700 V пост. напряжения и 0,25 A пост. тока требуется от 30 до 60 элементов (в зависимости от схемы включения).

1) „Radio“ (San-Francisco), Decem. 1923.

2) „QST“ (Hartford, Conn. America), Decem. 1923.

3) „Radio“, l. c.

4) „QST“, Ibid.

Б И Б Л И О Г Р А Ф И Я.

М. В. Шулкин, проф. Моск. Высш. Технич. Училища. **Курс радиотехники**. Часть I-я. Распространение электромагнитной энергии. Выпуски первый и второй. Москва 1923 г. 326 стр. Цена 6 руб.

Целью этого, пока литографированного, и еще незаконченного курса лекций является ознакомление слушателей ВУЗ-ов с расчетом и проектированием радиотелеграфных станций. Первый выпуск содержит две главы; в них автор, исходя из идеализованной схемы передатчика, приемника и промежуточного совершенного диэлектрика, последовательно, шаг за шагом, подходит к подробному исследованию реальной обстановки радиосвязи. Исследуются свойства антенн, передающей и приемной, свойства почвы, влияние расстояния между станциями, кривизны земли; затем особо рассмотрены метеорологические факторы, влияющие на силу приема, ионизация атмосферы, ее причины, действие отражающего слоя Хивизайда, время года и время суток. Все выводы, требующие основательного знания высшей математики и курса электромагнитных колебаний, сопровождаются громадным количеством числового материала, систематизованного в ряде таблиц и представляющего как теоретические, так и широкие опытные данные.

Второй выпуск, размером лишь в несколько параграфов, содержит целый ряд сведений о заграничных передающих станциях, их длинах волн, часах работы, мощности и пр.; затем приводится ряд результатов опытов по проверке формулы Остина; исследуются атмосферные разряды, их природа и методы борьбы с ними. Выпуск заканчивается инструкцией по наблюдениям за силой приема и атмосферными разрядами.

В тексте обоих выпусков помещено много схем, графиков и чертежей, освещающих содержание отдельных параграфов. Нельзя не выразить

пожелания, чтобы столь полный курс вышел вновь, напечатанный в большем числе экземпляров (тираж этого литографированного изд. 600 экз.).

Г. О.

Высшая школа в Харбине. Известия и Труды Русско-Китайского Политехнического Института. Выпуск первый. 1922—1923 г.г. XLI + 283 стр.

Содержание этого выпуска разделяется на две части. Первая посвящена описанию Харбинского Политехнического Института в его целом, юридического факультета и высшей медицинской школы — в частности. Вторая заключает в себе труды преподавателей института (под ред. проф. Н. М. Обухова).

Здесь мы находим статьи инж. Савина по математической теории упругости; проф. Обухова — о наимыгоднейшей длине волны, по теории тепла и гидравлике; инж. Фрейберга по теории упругости и проф. Петрова по графической статике.

В отделе „Научно-критическом“ помещена статья проф. Обухова о генераторе трансформаторе (напечатана также в ТиТбп № 22, стр. 455). Наконец, в отделе „Хроника“ находим описание студенческих геодезических работ и двух лабораторий Русско-Китайского Института (электротехнической и механической).

Проф. И. Г. Фрейман. Курс радиотехники. ГИЗ. Ленинград. 1924. 342 стр.

Не имея возможности дать полную характеристику этой книги проф. Фреймана, спешим оповестить читателей о появлении ее. Потребность в серьезном курсе, годном для студентов, желающих специализироваться по радио, ощущается у нас очень давно.

Курс проф. Фреймана заключает в себе описание радиосети, распространения эл.-магн. волн и их приема. Три первые главы посвящаются генерации эл.-магн. колебаний, четвертая — управлению колебаниями. По-

следняя VIII глава говорит об использовании весьма слабых токов большой частоты.

В предисловии автора указывается, что этот труд его написан в 1919—1920 г.г. К настоящему печатному изданию он несколько дополнен современными вопросами. Но, добавляет автор, „конечно, исчерпать всю современную радиотехнику в одной книге невозможно“. Остались незатронутыми радиопеленгование, аэропланная и подводная радиосвязь. Радиотелефонирование изложено лишь в общих чертах.

Несмотря на некоторую неполноту курса проф. Фреймана, появление его будет приветствуемо всеми, желающими вступить на путь серьезного изучения радио.

Saul Dushman. Production and Measurement of high Vacuum. New-York. Schenectady. 1922. 8°. XV + 240 pp. Published by the General Electric Review.

Получение возможно совершенного вакуума является главнейшим условием надежного действия всех радиовакуумных аппаратов. Поэтому всякий интересующийся этим животрепещущим вопросом прикладной физики должен приветствовать появление книжки проф. С. Дешмана, сотрудника исследовательской лаборатории Г. Е. С. в Нью-Йорке, в которой он пытается изложить в сжатом и систематизированном виде новейшие достижения в этой области. Если же, принять во внимание, что написана она, как на это указывает автор, под непосредственным влиянием проф. Ирвинга Лангмюра (изобретателя ртутного конденсационного насоса) и на основании громадного экспериментального материала, накопившегося в его лаборатории, то она приобретает особую ценность.

Автор делит весь обработанный им материал на 6 глав. Первая глава, заменяющая собою введение, содержит краткое изложение кинетической теории газов, поскольку она необходима в дальнейшем, с достаточным

количеством числового материала, относящегося к газам при малом давлении. Главное внимание уделяется здесь законам движения молекул в разреженном газе. Вторая глава посвящена описанию различных насосов, начиная с испытанных старых типов и кончая последними, наиболее совершенными моделями. Всего описано 22 различных системы насосов для предварительного и окончательного разрежения. Подробнее автор останавливается на масляных для предварительного разрежения и ртутных конденсационных, а также на практических приемах работы с ними. В третьей главе излагаются различные методы измерений давления и пользования манометрами различных типов, начиная с обычного Мак-Льюда и кончая новейшим ионизационным манометром 1921 года. Из них обращает на себя внимание по своей простоте манометр с прямой упругой кварцевой ниточкой, расположенной внутри эвакуируемого сосуда и закрепленной одним концом; по скорости затухания ее колебаний при разных степенях разряжения можно судить о давлении газа. Автор рекомендует его для работ с химически активными газами и парами (хлором, иодом и пр.). Следующую, четвертую главу автор посвящает подробному изложению явлений адсорбции газов различными веществами, главным образом углем, различными сортами стекла и металлами. При этом он старается отметить, как можно воспользоваться особенностями этого мало изученного явления для получения вакуума путем поглощения остатков газа с одной стороны, а с другой для освобождения аппаратов от адсорбированного слоя воздуха на их внутренних частях и стенках. После всего этого автор получает возможность в следующей пятой, наиболее интересной, главе описать новейшие самые могущественные способы удаления остатков газа, дающие максимальное разрежение — химиче-

ское поглощение и так называемое жестчение, когда для удаления последних остатков газов стараются их ионизировать и прочно связать с твердыми веществами внутри прибора. Наконец в последней главе автор касается получения так называемого одноатомного слоя тория и теории адсорбции на раскаленных волосках.

Таким образом перед глазами читателя последовательно разворачивается стройная перспектива различных методов работы в области высоких вакуумов, начиная с простейших приемов откачки до решения самых трудных проблем в вакуумной технике.

Несмотря на сжатость, изложение отличается точностью и ясностью. Везде, где может встретиться потребность в более детальном ознакомлении с каждым частным вопросом, автор дает исчерпывающие литературные ссылки и указания. Чрезвычайно ценным является также обилие конкретного цифрового материала, тщательного подобранного в 34 таблицах, расположенных в соответствующих местах текста. Книжка иллюстрирована 75 прекрасно исполненными рисунками и чертежами. Издана она превосходно. Остается только пожалеть, что она мало доступна широкому кругу русских радиоспециалистов и физиков, которые несомненно нашли бы в ней много новых и ценных сведений.

Б. Остроумов.

Radio-Revue. Revue mensuelle de T. et T. S. F. №№ 22, 23, 1924.

Этот ежемесячный журнал является органом Радио-клуба Франции. № 22 (февральский) почти весь занят статьей инженера Депретье: „Полное питание радиоприемников переменным током“ (pp. 277—301), за которую следует возражение на некоторые из положений автора со стороны Бартелеми и ответы на них от автора. № 23 (март) в первых двух своих статьях занимается вопросом об изобретателе телеграфии

без проводов. Гэншан (см. ТиТбп № 23, стр. 52) объясняет свою точку зрения; ему возражают защитники значения работы Бранли.

В журнале имеются обычные статьи для любителей и о радиолюбительстве. Роже Ленье констатирует убыль волны радиолюбительства во Франции, имевшей свой гребень в начале прошлого года. Врагами Тбп автор считает: 1) мало знающих и мало совестливых конструкторов любительских приборов; 2) многих авторов популярных брошюр, которые говорят глупости; 3) большое число специальных популярных журналов, которые слишком часто являются простым эхо преувеличенных сообщений.

Между заметками обращает на себя внимание сообщение одного радиолюбителя в ответ на анкету редакции о приеме незатухающих на гален; автор рассказывает, как он принимал PCG, когда волны этой станции интерферировали с близкими по длине волнами какой то другой, неопределимой станции.

Было бы желательно, чтобы французские коллеги узнали о прямой возможности приема незатухающих на детектор по системе О. Лосева.

Radio für Alle. Herausgegeben v. H. Günther u. Dr. F. Fuchs. Stuttgart.

Если вышеописанный французский журнал носит в себе некоторые черты упадочности радиолюбительства во Франции, то журнал „Радио для всех“, издающийся в Штутгарте, вполне соответствует медовому месяцу радиолюбительства в Германии. Интересный систематический подбор популярных статей для любителей, статьи о радиолюбительстве (напр. о его роли в преподавании физики, дидактическая статья), большая редакционная работа в виде обстоятельных ответных писем, таблицы английских сокращений, удобной для пользующихся английской литературой, словаря радиотехнических слов на пяти языках — таково содер-

жание первых двух номеров этого нового журнала для радиолюбителей. Цена каждого номера (ок. 60 стр.) 1 марка.

Техника Связи. Том II. Вып. 3—4. Москва 1924 г. стр. 197—412.

Обычное богатство содержания этого журнала вполне проявляется и в этом двойном выпуске. Статьи об усилительных лампах, регенерации, радиотелефонной модуляции, технические описания радиостанционного дела и т. д. и громадный информационный материал. Не мало места отведено проволочным телеграфу и телефону согласно широкой программе журнала.

Для радиолюбителей — популярные статьи по радиоизмерениям и довольно обширный отдел „Мастерская“, посвященный любительским самодельным приборам.

Это — последний выпуск „Т. С.“; журнал прекращается; сведения по радио будут помещаться в ежемесячном журнале „Жизнь и техника связи“.

„Техника Связи“ за недолгое время своего существования выделялась необычайным стремлением редактора, А. Ф. Шевцова довести журнальное дело до совершенства. Каждый выпуск обнаруживал громадную работу редакции; это не был агglomerат статей, а что-то цельное, говорящее не только тем, что написано в статьях, но и тем, как они расположены, напечатаны. Сам редактор в своей прощальной статье (стр. 273) определяет новое, заложенное в „Т. С.“ словами: „Это — техницизм, пронизывающий весь журнал сверху донизу“.

В виду быстро нарастающего у нас радиолюбительства сама жизнь требует теперь основания чисто любительского, достаточно часто выходящего журнала.

Przegląd Radiotechniczny. Rok 1. Warszawa. 1923.

Этот журнал изображает зарож-

дение польской радиотехники. За первый год своего существования (1923) он представляет собою 24 выпуска общим числом страниц 96.

Вступительные статьи этого небольшого журнала, отчасти оригинальные, отчасти переводные, трактуют различные современные вопросы из области радио; темы подобраны интересно. Между прочим находим краткое описание польской трансокеанской радиостанции, которую строит Radiocorporation of America недалеко (на запад) от Варшавы на месте старого форта 11—А; описание это взято из издающегося в Америке журнала „Poland“, но без соответствующих чертежей. Приводятся биографические сведения о молодом, подававшем большие надежды радиоинженере Я. Машцевиче, воспитаннике Петрогр. Политехникума, недавно умершем в Париже.

Осведомительные отделы составлены также интересно и тщательно. Имеется очень небольшой любительский отдел.

Журнал является органом Общества Польских Радиотехников, имеющем в составе своих почетных членов Феррье и Маркони. Редакторские обязанности несет инж. Грошковский.

На обложке журнала помещается объявление Польского радиотехнического товарищества, находящегося в связи с Лондонским Маркониевским О-м и Парижскими С—le générale и Société Radioélectrique. Заведующим лабораториею катодных ламп этого Т-ва состоит проф. Д. Сокольников.

На стр. 15 находим интересное сообщение, что в Варшавском политехникуме в летнем семестре 1922/3 года впервые читался курс (1 ч.) „Катодные лампы“ (Януш Грошковский). Рассказ о деятельности Нижегородской РЛ в связи с работами Физ.-Техн. Института (стр. 54—55) не соответствует истине; сведения почерпнуты из Jahrbuch'a. Можно надеяться, что, вступив в обмен изданиями, мы будем лучше обоюдно осведомлены.

ПРИКАЗ НАРКОМПОЧТЕЛЯ (22-го марта 1924 года № 0/98).

Журнал „Телеграфия и Телефония без проводов“, издаваемый под редакцией Нижегородской Радиолaborатории НКПиТ им. В. И. Ленина, предназначался, как научный орган для выявления технических достижений в области радио-дела у нас и за границей. Считая лабораторию основной научной базой по радиотелеграфии и радиотелефонии, НКПиТ предоставил ей полную возможность свободно проявить в журнале научную и техническую компетенцию.

Но в № 23 этого журнала, в одной из статей журнала допущены тенденциозные и не отвечающие действительности заключения, выходящие из рамок научно-технической компетенции лаборатории.

Поэтому: 1) редактору журнала „Телеграфия и Телефония без проводов“ профессору Лебединскому объявляется выговор; 2) журнал прежде выпуска должен в окончательной корректуре представляться на просмотр в НКПиТ.

Наркомпочтель *И. Смирнов.*

(„Бюллетень НКПиТ“ № 12 от 27 марта 1924 г.).

Х Р О Н И К А.

ТиТбп № 24.— В статье *К. В. Горбачева* описывается дальнейшая разработка метода Каролуса и Рейсса; в предыдущих выпусках нашего журнала этому вопросу были посвящены статьи того же автора (№ 22, стр. 483) и проф. Кулебакина (№ 23, стр. 39).

В переводной статье „*Антенна бегущей волны*“, присланной в редакцию для напечатания из Плановой комиссии связи, автор излагает устройство и теорию этого нового вида антенны, весьма заинтересовавшего современных радиотехни-

ков. Напоминаем читателю, что название этой антенны в нашей литературе еще не установилось, и она обозначается то тем термином, который применен переводчиком статьи настоящего выпуска, А. М. Васильевым, то — кажется, более употребительным за границей — термином: антенна Бевереджа. Первый термин не достаточно объективен: он предполагает в себе то представление о действии антенны Бевереджа, которое высказано ее изобретателями, и с которым не соглашаются немецкие радиоспециалисты.

В нашем журнале описание и теория антенны Бевереджа были

приведены в следующих местах: № 20, стр. 313 (теория изобретателей), № 22, стр. 537 (взгляд гр. Арко), № 23, стр. 81 (немецкая теория).

Из жизни Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина. — В. В. Татаринов производил опыты радиотелефонирования при помощи волн порядка 30 метров с антенной конденсаторного типа высотой 3 метра. Обнаружено сильное поглощение этих волн местными предметами, при чем здания заметно экранируют прием. При приближении человека к изолированной антенне на расстояние метра, ампераж в антенне значительно падает.

В. П. Яковлев изучает сопротивление антенного обычного канатика при различных длинах волн и сравнивает его с сопротивлением нескрученного бронзового и медного провода. Оказалось, что скручивание несколько уменьшает сопротивление при больших длинах волн (свыше 2500 мт) и значительно увеличивает его при коротких волнах. Уже при волне 500 метров сопротивление канатика, скрученного из 49 жил, в полтора раза более сопротивления тех же 49 жил, сложенных в параллельный пучок.

Б. А. Остроумовым закончена разработка броуновской трубки высокой чувствительности. Трубка имеет накаливаемый катод типа Венельта и работает без диафрагмы. Скорость пучка может быть регулируется в широких пределах. Напряжение на аноде от 500 до 2000 вольт. Трубка позволяет получать осциллограммы амплитуд от 40 вольт и выше. Замечательным свойством трубки является полное освобождение от влияния ползучих зарядов.

Им же были произведены удачные опыты применения усилительных ламп Нижегородской РЛ (5 и 150 W) для измерения магнитных полей по принципу магнетрона Гулла. Лампа 150 W оказалась более пригодной.

Присутствие сетки позволило воспользоваться не только схемой Гулла, но разработать новую схему включения, дающую лучшие результаты. Чувствительность оказалась того же порядка, как и у магнетрона.

А. М. Кугушевым закончена разработка алюминиевой выпрямительной установки для зарядки аккумуляторов. Установка предназначена для питания 50-ти периодным током 110 вольт; напряжение постоянного тока 15 или 30 вольт, мощность 150 W.

Юбилей В. Томсона. — 26 июня с. г. будет чествоваться всем научным миром столетие со дня рождения знаменитого физика В. Томсона (л. Келвина). Как мы слышали, особою комиссией при нашей академии наук разработана программа юбилейного заседания, на котором акад. Стеклов, Ю. А. Крутков, В. Ф. Миткевич и М. А. Шателен сделают сообщения о деятельности В. Томсона в различных областях физической науки и техники. Кроме того академиею будет выпущена брошюра с описанием жизни и деятельности великого английского физика.

Журнал „Электричество“ выпускает специальный номер, посвященный работам В. Томсона, со статьями В. К. Лебединского, В. А. Стеклова, В. Ф. Миткевича, Ю. А. Крюткова, П. С. Осадчего, М. А. Шателена и А. З. Гольцмана.

Организация радиолюбительства в Москве. В конце марта текущего года по инициативе Постоянной Комиссии по прикладной физике при Московском Политехническом Музее состоялось заседание Правления Музея с участием представителей заинтересованных ведомств и учреждений по вопросу о радиолюбительстве.

Были заслушаны сообщения: 1) Председатель Постоянной Комиссии по Прикладной Физике

Р. В. Лариков, осветил историю вопроса. 2) Замнаркомпочтель А. М. Любович в своей речи охарактеризовал радиолюбительство, как жгучую тему текущего момента. Считая необходимым придать стихийному радиолюбительскому движению организованную форму, т. Любович предлагает начать с Московского района, с тем, чтобы при дальнейшем развитии дела эта Московская организация сделалась бы центральной. Т. Любович информирует также о подготовке нового декрета и об устройстве в ближайшее время небольшой радиотелефонной станции на волну до 500 мт. 3) Заведующий Московским Бюро Радиолaborатории Наркомпочтеля имени В. И. Ленина Н. А. Никитин доложил об основных положениях устава намеченного к организации Общества Радиолюбителей. 4) Хранитель Физического Отдела Политехнического Музея П. И. Мартынов сообщил об устройстве в Москве осенью 1924 г. радио-выставки.

После оживленного обмена мнений по затронутым вопросам собранием были выделены из числа присутствовавших 2 организационные группы — одна для организации общества радиолюбителей и 2-ая по устройству радио-выставки.

Обе эти группы уже развивают свою работу.

Нижегородское О-во Радиолюбителей. — По инициативе Президиума Нижегород. Губисполкома в Нижнем Новгороде образуется Общество Радиолюбителей. Собрание инициативной группы под председательством зав. Округом Связи т. Щербакова происходило 3 мая сего года. Выработан проект устава. Показательную приемную станцию О-ва предполагается устроить в помещении Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина.

Образовавшиеся к настоящему времени небольшие радиокружки, при Губэлектро и некоторых школах, предполагается, будут объединены,

как отделения Нижегородского О-ва Радиолюбителей.

Закавказское Радио-общество. — При Совете Проф. Союзов Грузии основано Закавказское Радиообщество. Цель Общества: Популяризация Радио в рабочих массах, всемерное содействие радиолюбительству и помощь своим членам в занятиях радиodelом.

Питание приемника переменным током. — Этьенн Широн просит указать: „Только что вышедший февральский номер журнала Radio Revue весь посвящен полному изложению вопроса о питании радиоприемника исключительно от цепи переменного тока. Это изложение полезно прочесть всем радиолюбителям, т. к. трактует об одном из важнейших вопросов радиотелефонии“.

Нижегородская инженерная секция Нарсвязи организовалась в Нижнем Новгороде, войдя в губернское объединение инженеров Гумби. В секцию вошло 16 инженерных работников, из которых 15 являются сотрудниками РЛ. Председателем секции избран П. Г. Антонец.

Началась культурная работа секции чтением популярных лекций для рабочих РЛ и учреждений Связи. Первая лекция: „Колебательные движения“ прочтена Б. А. Остроумовым 21 апреля, вторая — „Незатухающие колебания“ — В. В. Татариновым 2 мая.

Резолюция ЛОРОРИ о положении русской радиопромышленности (принятая на заседании 2 апреля 1924 г.)
1. ЛОРОРИ отмечает, что достижения русской радиотехники очевидны и находятся на уровне современных требований, и считает, что обращение к иностранной помощи должно иметь место только

в случаях крайней необходимости и в формах, не нарушающих интересов развития отечественной радиотехники.

2. ЛОРОРИ находит, что последние успехи русской радиотехники, подтвержденные реальными фактами, являются результатом производства, выросшего в течение революционного периода несмотря на блокаду, и полагает, что должно быть оказано всемерное содействие развитию русской радиотехники.

3. Признавая (как это указано и в постановлении СТО от 28 декабря минувшего года, которое ЛОРОРИ горячо приветствует) необходимым создавать условия наименьшей зависимости радиотелеграфной промышленности от иностранных конкурентов полуфабрикатов и сырья, а также дать наибольшую возможность русским изобретателям и исследователям реализовать свои достижения в области радиотехники, ЛОРОРИ полагает, что появление договоров с иностранными фирмами и лицами об использовании достижений и патентов последних, не должно уничтожать отечественного производства и самостоятельной работы радиотехников Союза ССР.

4. Строго различая научные организации от органов производственных, ЛОРОРИ полагает, что поскольку первые являются необхо-

димой гарантией развития радиотехнической мысли и потому должны быть поддержаны соответствующими ведомствами, постольку производственные единицы не должны основывать своего существования на постоянных дотациях со стороны государства, а должны быть на строго хозяйственном расчете, если ведомства считают необходимым их существование параллельно с Трестом.

5. ЛОРОРИ полагает, что иностранная помощь для военного дела вредна, если ее трактовать в смысле слепого подражания иностранным образцам, но она необходима, как исходный этап дальнейшего развития.

6. Допустимость на рынке Союза ССР того или иного иностранного изобретения обусловливается не только его технической ценностью, но и коммерческой выгодностью, поэтому в случае конкуренции русских и иностранных патентов вопрос об использовании того или другого может быть решен соглашением заинтересованного ведомства с производственным органом; в случае же спора коммерческий вопрос может быть разрешен особой комиссией из авторитетных лиц, близко стоящих к производству.

Секретарь ЛОРОРИ *В. Волюкин.*

Чертежи отпечатаны в литографии С. П. Федотова.

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина.

Тираж 1000 экз. — Гублит. 18.

Печатание ТИТбп № 24 закончено 20 мая 1924 года.

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

