

# „Т. и Т. б. н.“

Ж У Р Н А Л

„ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНΙΑ БЕЗ ПРОВОДОВ“.

ИЗДАНИЕ НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ ИМЕНИ В. И. ЛЕНИНА.

Под редакцией проф. В. К. Лебединского и проф. А. А. Петровского.

О С Н О В А Н в 1918 году.

Том VII

№ 5 (38), НОЯБРЬ

1926

TELEGRAFIA I TELEFONIA BEZ PROVODOV (T. i T. b. n.)

*The Magazine of Wireless Telegraphy and Telephony.*

Published by Radio-Laboratory, Nizhny-Novgorod. Founded 1918.

*Editors: Profs. W. K. Lebedinsky and A. A. Petrowsky.*

Volume VII

№ 5 (38), November, 1926

## C O N T E N T S:

### A. Original papers.

**Г. Е. Крейтсер**, Moscow. *The most Advantageous Arrangement of Guys for Radio Masts.*—**А. J. Berg**, Leningrad. *Theoretical and Experimental Investigation of Grid Rectifying.*—**А. К. Kotelnikov**, Prof., Kiev. *Reflection in Magnetic Circuits.*—**А. С. Khokhlov**, N.-Novgorod. *The Influence of Magnetic Field on the Frequency of a Tube Oscillator.*—**О. V. Losev**, N.-Novgorod. *Frequency Transformation.*—**М. А. Bontch-Bruevitch**, Prof., N.-Novgorod. *„Parasitic“ Oscillations in Grid and Anode Circuits of a Vacuum Tube.*—**С. А. Ostroumov**, N.-Novgorod. *Some Studies in the Tube Reception (Continued).*—**У. V. Shirkov**, Moscow. *The Equipment of Ten Radio Broadcasting Stations designed by The Radio Laboratory, Nizhny Novgorod.*

### B. Chronicle.

Subscription 5 dollars per Annum for all foreign countries.

Address: for editorial communication—Leningrad, U. S. S. R., Vass. Ostr., 4th line, 5, к. 4; for Subscriptions—Nizhny-Novgorod, U. S. S. R. Radionaberezhnaia, 8, Radio Laboratory.

---

## Содержание ТИТбп № 38.

---

|                                                                                                                              |             |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------|
| <i>Л. Э. Крейцер (Москва). О невыгоднейшем расположении оттяжек для радиомачт . . . . .</i>                                  | <i>379</i>  |
| <i>Л. И. Берг (Ленинград). Теоретическое и опытное исследование сеточного детектирования . . . . .</i>                       | <i>400</i>  |
| <i>А. К. Котельников, проф. (Киев). Отражение в магнитных цепях . . . . .</i>                                                | <i>421</i>  |
| <i>А. Т. Хохлов (Н.-Новгород). Исследования влияния магнитного поля на период колебаний, генерируемых лампой . . . . .</i>   | <i>432</i>  |
| <i>О. В. Лосев (Н.-Новгород). Трансгенерация . . . . .</i>                                                                   | <i>436</i>  |
| <i>М. А. Бонч-Бруевич, проф. (Н.-Новгород). Сеточные и анодные паразитные колебания в цепях катодных ламп . . . . .</i>      | <i>449</i>  |
| <i>Т. А. Остроумов (Н.-Новгород). Этюды лампового приема. Этюд II . . . . .</i>                                              | <i>465</i>  |
| <i>В. В. Ширков (Москва). О постройке десяти радиовещательных передатчиков типа Нижегородской Радиолaborатории . . . . .</i> | <i>484</i>  |
| <i>Хроника: ТИТбп № 5 (38).—Из ТИТбп заграницей.— О терминологии в радио . . . . .</i>                                       | <i>487</i>  |
| <i>Исправления . . . . .</i>                                                                                                 | <i>489</i>  |
| <i>Объявления . . . . .</i>                                                                                                  | <i>I—II</i> |

---

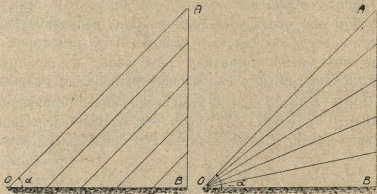
---



## О наимыгоднейшем расположении оттяжек для радиомачт.

Г. Э. Крейцер.

В № 13 ТиТбп (1922 г.) напечатана статья инж. С. Я. Турлыгина, рассматривающая вопрос, какая из двух систем оттяжек выгоднее (см. черт. 1 и 2) в смысле уменьшения вертикального давления на мачту. В первой системе все прикрепленные к узлам оттяжки идут



Черт. 1.

Черт. 2.

к земле параллельно; во второй—сходятся в одной точке. Простыми рассуждениями он доказывает, что система II выгоднее, ибо, при одинаковом числе оттяжек, отношение вертикальных давлений от оттяжек системы I к вертикальным давлениям от оттяжек системы II выражается формулой:

$$\delta = \frac{\sum I T_y}{\sum II T_y} = \frac{2n}{n+1},$$

где  $n$ —число узлов или, в нашем случае, число оттяжек.

Чем  $n$  больше, тем  $\delta$  больше; при  $n = \infty$ ,  $\delta = 2$ . Отсюда вывод, что система II всегда выгоднее.

Спустя несколько месяцев, в № 15 ТиТбп появилась статья инж. Тимофеева-Радзиви́лла, в которой разобран тот же вопрос. При этом автор приходит к диаметрально-противоположному выводу—что система I оттяжек выгоднее системы II.

Кроме этого результата, автор получает еще другой—он определяет, при каком угле наклона  $\alpha$  оттяжек к горизонту (для системы II угол  $\alpha$ —угол наклона верхней оттяжки к горизонту) давление на мачту будет минимальным. Это минимальное давление он получает для системы I при угле  $\alpha = 45^\circ$ , для системы II при  $\alpha = 60^\circ$ ; при этом  $n$  считается равным  $\infty$ .

Инж. Турлыгин вопроса о минимуме не решает и по этому поводу

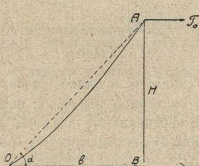
говорит, что „аналитически ее (величину угла) найти очень трудно“, и что на практике обыкновенно  $\alpha$  берут таким, чтобы  $\operatorname{tg} \alpha = 2$ .

Результаты, полученные обоими авторами по вопросу о выгоде той или другой системы оттяжек, следовательно, противоречат друг другу; вопрос о минимуме также не решен, ибо, как я надеюсь показать, Тимофеев-Радзивилл получил неправильные результаты. Поэтому представляется интересным разобрать оба указанных вопроса; тем более, что в настоящее время строятся мачты с оттяжками обоих указанных типов.

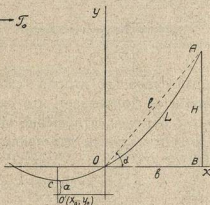
Разберем сначала вопрос о минимуме давления.

§ 1. *Теория оттяжки, как цепной линии.*—Во всякой оттяжке, для того, чтобы она могла уравновесить силу, получающуюся в результате давления ветра на мачту, должно быть некоторое натяжение, достаточное для уравнивания этой силы, но не превышающее максимального допускаемого напряжения оттяжки на разрыв.

Обозначим горизонтальную компоненту силы, развиваемой тросом в узле  $A$  (черт. 3), через  $T_0$ . Пусть эта точка  $A$  лежит на мачте на высоте  $H$  над землей. К этой точке пусть прикреплена оттяжка, отве-



Черт. 3.



Черт. 4.

денная к земле в точке  $O$ , так что угол, образуемый основанием  $OB$  и гипотенузой  $OA$ , равен  $\alpha$ .

Как бы сильно ни натянуть оттяжку, она не будет в точности совпадать с прямой  $OA$ , а будет иметь форму так наз. цепной линии<sup>1)</sup>. В технике обычно принимают приближенно, что ур-ие линии, по которой располагается натянутая достаточно сильно оттяжка, есть ур-ие параболы, и все конструктивные расчеты производят в этом предположении. Но вопрос о том, при каком угле  $\alpha$  вертикальная компонента натяжения троса будет наименьшей, не может быть решен на этой почве, так как, как увидим ниже, параболочность расположения оттяжек включает в себе некоторые ограничительные условия (малость

<sup>1)</sup> При этом эффект растяжения оттяжки можно, как показал Minchon (цит. по Painton: „Mechanical Design of Overhead Electrical Transmission Lines“, 1925, p. 34), не принимать во внимание.

провеса, малость угла и др.), которые являются непреодолимой помехой при аналитическом решении задачи о минимуме.

Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать оттяжку, как располагающуюся по цепной линии (черт. 4). Если начало координат возьмем в нижней точке привеса оттяжки  $O$  и проведем ось  $x$  горизонтально так, чтобы абсцисса второй, верхней точки привеса была положительна, а ось  $y$  проведем вертикально вверх, то уравнение кривой, по которой располагается тросс, будет иметь вид<sup>1)</sup>:

$$y - y_0 = \frac{a}{2} \left( e^{\frac{x-x_0}{a}} + e^{-\frac{x-x_0}{a}} \right). \quad (1)$$

Здесь  $(x_0, y_0)$  — координаты точки  $O'$  (черт. 4), лежащей на так наз. „линии основания“ цепной линии; эта точка имеет ту же абсциссу, что и вершина  $C$  цепной линии, а ординату на величину  $a$  меньшую, где  $a$  есть так наз. параметр цепной линии.

Из уравнения (1) имеем:

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \beta = \sqrt{\left( \frac{y-y_0}{a} \right)^2 - 1}. \quad (2)$$

Найдем длину цепной линии  $L$  между точками подвеса  $O$  и  $A$ . Так как эти точки лежат на цепной линии, то:

$$-y_0 = \frac{a}{2} \left( e^{\frac{x_0}{a}} + e^{-\frac{x_0}{a}} \right) \quad (3)$$

и

$$H - y_0 = \frac{a}{2} \left( e^{\frac{b-x_0}{a}} + e^{-\frac{b-x_0}{a}} \right), \quad (4)$$

где  $b$  и  $H$  — координаты точки  $A$ . Вычитая (3) из (4), имеем:

$$H = \frac{a}{2} \left( e^{\frac{b-x_0}{a}} + e^{-\frac{b-x_0}{a}} - e^{\frac{x_0}{a}} - e^{-\frac{x_0}{a}} \right). \quad (5)$$

Длина дуги  $L$  выразится так:

<sup>1)</sup> Appell. Traité de mécanique, I, p. 205.



$$L = \int_0^b \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} \cdot dx = \frac{a}{2} \left( e^{\frac{b-x_0}{a}} - e^{-\frac{b-x_0}{a}} + e^{\frac{x_0}{a}} - e^{-\frac{x_0}{a}} \right). \quad (6)$$

Складывая и вычитая (5) и (6), имеем:

$$L + H = a \left( e^{\frac{b-x_0}{a}} - e^{-\frac{x_0}{a}} \right), \quad (7)$$

$$L - H = a \left( e^{\frac{x_0}{a}} - e^{-\frac{b-x_0}{a}} \right); \quad (8)$$

отсюда:

$$L = \sqrt{a^2 \left( e^{\frac{b}{a}} + e^{-\frac{b}{a}} - 2 \right) + H^2}. \quad (9)$$

Эта ф-ла позволяет определить длину цепной линии между точками  $O$  и  $A$ .

Найдем еще постоянные  $x_0$  и  $y_0$ , входящие в ур-ие цепной линии. Из ур-ия (8):

$$x_0 = a \log \frac{L - H}{a \left( 1 - e^{-\frac{b}{a}} \right)}. \quad (10)$$

Из ур-ия (3), после подстановки (10):

$$y_0 = - \frac{(L - H)^2 + a^2 \left( 1 - e^{-\frac{b}{a}} \right)^2}{2(L - H) \left( 1 - e^{-\frac{b}{a}} \right)}. \quad (11)$$

§ 2. *Вопрос о минимуме давления на мачту.*—Для решения нашей задачи необходимо определить давление  $T_y$  на мачту в вертикальном направлении в точке  $A$ , если на эту точку действует горизонтальная сила  $T_0$  (напр., от ветра).

Предположим, что погонный метр троса, имеющий площадь поперечного сечения  $f$  кв. см, весит  $f\gamma$  кг., где  $\gamma$ , следовательно, есть вес 1 м троса с поперечным сечением в 1 кв. см. Тогда, как известно из механической интерпретации цепной линии, параметр последней  $a$  выражается через  $T_0$  и  $f\gamma$  след. обр.:



$$a = \frac{T_0}{f_l}. \quad (12)$$

Вертикальная компонента  $T_y$  (черт. 5) равна:

$$T_y = T_0 \operatorname{tg} \beta, \quad (13)$$

или, поставив (12) и (2), имеем для точки  $A$ :

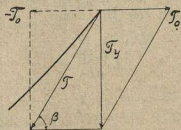
$$T_y^A = f_l \sqrt{(H - y_0)^2 - a^2}. \quad (14)$$

Сделаем еще подстановку значения  $y_0$ , согласно (11), получаем:

$$T_y^A = f_l \sqrt{\left[ H + \frac{(L-H)^2 + a^2(1 - e^{-\frac{b}{a}})^2}{2(L-H)(1 - e^{-\frac{b}{a}})} \right]^2 - a^2}, \quad (15)$$

где длина цепной линии  $L$  определяется по ф-ле (9).

Эта ф-ла (15) дает нужное нам вертикальное давление на мачту



Черт. 5.

в верхней точке троса, как функцию след. величин:

- 1)  $H$  — высоты мачты (входит явно и кроме того входит неявно через  $b$ ),
- 2)  $T_0$  — horiz. силы (входит в  $a$ ),
- 3)  $f_l$  — веса погонного метра троса (входит явно и кроме того входит также в  $a$ ),
- 4)  $\alpha$  — угла наклона прямой  $OA$  к горизонту (входит в  $b$ ).

Если мы хотим найти, при каком значении  $\alpha$  величина  $T_y^A$  имеет минимум, то мы должны ее дифференцировать по  $\alpha$ , считая остальные величины, независимые от  $\alpha$ , постоянными. Так как  $\alpha$  входит только в  $b$ , то можем выражение (15) дифференцировать по  $b$ , а еще проще,

по  $e^{\frac{b}{a}}$ , которое назовем  $z$ :

$$e^{\frac{b}{a}} = z. \quad (16)$$

При этом величины  $H$ ,  $T_0$ ,  $f_1$  считаем постоянными.

Было бы ошибочно налагать на тросс еще условие неизменности стрелы провеса, или напряжения, или даже того и другого вместе, как это мы видим в работе Т. Радзивилла. Ибо давление  $T_y^A$  определяется однозначно указанными выше 4-мя величинами, и также однозначно определяются через них и все другие характерные для тросса величины: стрела провеса, напряжение и длина, по ф-лам, которые мы частью вывели—(9), частью еще выведем. Единственное, что можно было бы сделать, это—заменить одну из величин 1—4 в ф-ле (15) к.н. другой, напр., напряжением  $f_1$ .

Совершив подстановку в (15) выражений (9) и (16), получаем:

$$T_y^A = f_1 \sqrt{\left[ \frac{(z+1)\sqrt{a^2(z+z^{-1}-2)} + H^2}{2(z-1)} + \frac{H}{2} \right]^2 - a^2}. \quad (17)$$

Минимум  $T_y^A = F(z)$  будем иметь при минимуме первого члена в квадр. скобках. Назовем его  $M$ . Тогда

$$2 \frac{\partial M}{\partial z} = \frac{(z-1)(3a^2z + a^2z^{-1} - a^2z^{-2} - 3a^2 + 2H^2) - (2z+2)(a^2z + a^2z^{-1} - 2a^2 + H^2)}{2(z-1)^2 \sqrt{a^2(z+z^{-1}-2)} + H^2}.$$

Эта дробь будет равна нулю, когда  $z = 0$ . В этом случае знаменатель дроби равен  $\infty$ , и мы получим для угла  $\alpha$  отриц. значения, не имеющие смысла для нашей задачи. Поэтому приравняем нулю числитель. Он напишется в виде многочлена 4-ой степени относительно  $z$ :

$$a^2 z^4 - 4 a^2 z^3 + (6 a^2 - 4 H^2) z^2 - 4 a^2 z + a^2 = 0.$$

Деля на  $a^2$  и обозначая:

$$\frac{H}{a} = k, \quad (18)$$

получаем:

$$z^4 - 4z^3 + (6 - 4k^2)z - 4z + 1 = 0. \quad (19)$$

Итак, положение минимума зависит только от отношения  $\frac{H}{a}$ . Корни ур-ия (19), так наз. возвратного, определяются легко:

$$z_1 = 1 + k + \sqrt{k^2 + 2k}, \quad z_2 = 1 + k - \sqrt{k^2 + 2k},$$

$$z_3 = 1 - k + \sqrt{k^2 - 2k}, \quad z_4 = 1 - k - \sqrt{k^2 - 2k}.$$

Корни  $z_2, z_3$  и  $z_4$  не годятся, ибо все они меньше единицы, и соответств. им углы отрицательны. Остается одно решение:

$$z_{\min} = 1 + k + \sqrt{k^2 + 2k}. \quad (20)$$

Согласно (18) и (12), раз даны  $H, T_0$  и  $f_1$ , то дано и  $k$ . Следовательно  $T_y^A$  всегда имеет минимум. При возрастании  $k$  от 0,1 до 100 (крайние возможные на практике), угол  $\alpha$  возрастает от  $12^\circ 30'$  до  $86^\circ 50'$  (см. график. 6).

§ 3. Численный пример. — Пусть  $H = 100$  м,  $f_1 = 0,8$  кг/м (сталь) и  $T_0 = 80$  кг. Тогда  $a = \frac{T_0}{f_1} = 100$ ;  $K = \frac{H}{a} = 1$  и  $z_m = 3,73$ . По ф-ле (16):

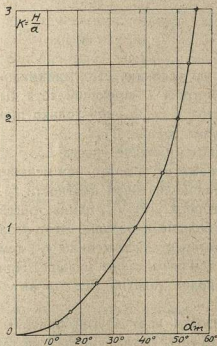
$$\frac{b}{a} = \frac{H \operatorname{ctg} \alpha}{a} = \frac{\log 3,73}{\log e} = 1,317;$$

$$\operatorname{ctg} \alpha = 1,317; \text{ откуда } \alpha = 37^\circ 10'.$$

Как мы увидим ниже, величина  $k$ , встречающаяся при практических расчетах, получается меньше единицы и поэтому углы, при которых имеем минимум давления на мачту, меньше полученного в наст. примере.

§ 4. Причина существования минимума. — Если рассмотрим туго натянутый трос, под углом  $\alpha$  к горизонту, воспринимающий гориз. нагрузку  $T_0$ , то вертик. компонента натяжения  $T_y$  равна приблизительно  $T_y = T_0 \operatorname{tg} \alpha$  (черт. 7с).

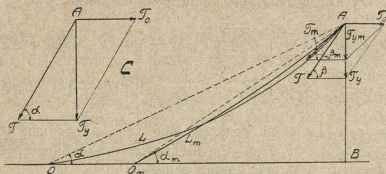
Всегда, если только  $T_0$  постоянно,  $T_y$  будет иметь минимум при  $\alpha = 0$ . Как же могло случиться, что мы получили минимум не при



Черт. 6.



$\alpha = 0$ ? Это могло зависеть только от провеса троса. В самом деле, рассмотрим трос  $L_m$  (черт. 7), подвешенный под углом  $\alpha_m$  к горизонту, который является углом, вычисленным по предыдущим ф-лам и дающим минимум давления троса на мачту. Этот трос, висящий по цепной линии  $AL_mO_m$ , имеет в точке  $A$  натяжение  $T_m$ , направленное по касательной, и вертик. компонента этого напряжения  $T_{ym}$  получится по



Черт. 7.

правилу параллелограмма. Раз трос  $L_m$ , по условию, дает минимальное давление на мачту, то всякий другой трос  $L$ , имеющий хотя бы и угол  $\alpha < \alpha_m$ , должен все-таки иметь угол  $\beta > \beta_m$ , ибо только при этом условии его давление на мачту  $T_y$  будет больше  $T_{ym}$ .

Значит, всякий трос  $L$  должен провисать больше троса  $L_m$ .

Провисание может получиться, во-первых, от того, что, чем меньше угол  $\alpha$ , тем длиннее, а, след., при неизменной линейной плотности  $f_l$ , тем тяжелее будет трос; начиная с некоторого угла  $\alpha_m$ , длина троса столь велика, что провес становится все больше и больше. Этот угол мы и определили ф-лами (20) и (16). Понятно, что, чем меньше  $f_l$ , тем угол минимума меньше; чем  $T_0$  больше, тем угол также меньше. При  $f_l = 0$  или  $T_0 = \infty$  имеем  $\alpha_m = 0$ , что вполне понятно. Все это вытекает из наших ф-л (20) и (18).

Но провисание троса может произойти и от другой причины. Потребуем, чтобы напряжение троса  $S$ , то-есть, натяжение на 1 кв. см в точке  $A$ , оставалось неизменным (это предположение делает Т.-Радзивилл в своей статье):

$$S = \frac{T}{f} = \text{const.}$$

Чтобы это было возможным при разных углах  $\alpha$ , надо теперь считать линейную плотность  $f_l$  переменной. Тогда, чем меньше угол  $\alpha$ , тем  $T$  становится больше, а, значит, и  $f$  должно возрастать; трос, вследствие увеличения тяжести, будет провисать все больше и больше, и, значит, будем иметь некоторый угол  $\alpha_m$ , при котором  $T_y$  есть минимум. Т.-Радзивилл получил такой угол; он у него равен  $43^\circ 15'$ .

При этом он оперировал с ур-ием параболы и предполагал провес неизменным, то-есть, тросс всегда близким к прямой—его хорде. Но такого ограничения в вопросе о минимуме не может быть, как выяснено на черт. 7. Следовательно, в этом отношении Т.-Радзивиллом допущена ошибка. Выясним это.

Формулы, которыми пользуется Т.-Радзивилл, основаны на ур-ии параболы, по которой предполагается расположенным тросс. Для полной ясности последующего разбора покажем, как эти ф-лы получаются из ур-ий равновесия гибкой нити в поле тяготения. В общем случае эти ур-ия имеют вид (Appell, том I):

$$X_p ds + d(T \frac{dx}{ds}) = 0 \quad (21)$$

и два других аналогичных для осей  $Y$  и  $Z$ .

В нашем случае:  $X = 0$ ;  $Y = -g$ ;  $Z = 0$ . Решив систему в этом предположении, получаем вышеприведенное ур-ие цепной линии. Но вводя для 1-го члена ур-ий (21) допущение, что

$$ds = \frac{dx}{\cos \alpha}, \quad (22)$$

т.-е., что изменение веса тросса пропорционально изменению абсциссы, получаем ур-ие линии, по которой располагается тросс, в виде:

$$Y = \frac{x^2}{2a \cos \alpha} + (tg \alpha - \frac{H}{2a \sin \alpha}) x, \quad (23)$$

где  $a = \frac{T_0}{f_l}$ , как и прежде;  $H$ —высота, на которой прикреплен тросс;  $\alpha$ —угол  $AOB$ .

Указанное допущение (22) возможно сделать лишь тогда, когда мы рассматриваем тросс сильно натянутый; в этом случае переменный угол  $\beta$  касательной к троссу с горизонтом всегда близок к постоянному для данного тросса углу  $\alpha$  (см. черт. 8).

Пользуясь ур-ием (23), можно найти натяжение в середине тросса, где  $\beta = \alpha$ :

$$T_{cp} = \frac{f_l l^2}{8h}; \quad (24)$$

здесь:  $f_l$ —линейная плотность тросса;  $l$ —длина пролета  $OA$ ;  $h$ —стрела провеса, т.-е. максимальная разность ординат прямой  $OA$  и параболы  $OKA$  (черт. 8).

Из теории известно, что

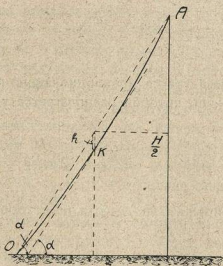
$$T - T_{cp} = f_{\gamma} (y - y_{cp}),$$

где  $T$ —натяжение троса в любой точке с ординатой  $y$ ;  $T_{cp}$ —натяжение троса в точке  $K$  с ординатой  $y_{cp}$ .

Легко доказать, что  $y_{cp} \cong \frac{H}{2}$ . Тогда натяжение в точке  $A$ :

$$T = \frac{f_{\gamma} l^2}{8h} + \frac{f_{\gamma} H}{2}. \quad (25)$$

Т.-Радзивилл однако берёт второй член в удвоенном виде, считая, очевидно, что  $\frac{f_{\gamma} l^2}{8h}$  есть натяжение в точке  $O$ . После ряда преобразований, он получает вертикальную компоненту  $T_y$  полного натяжения  $T$  [см.



Черт. 8.

статью Т.-Радзивилла в № 15 ТИТбп, стр. 491, ф-ла (14)], как функцию шести величин:

$$T_y = F(T_0, H, \gamma, \frac{h}{l}, S, \alpha).$$

Для этого выражения Т.-Радзивилл ищет минимум. Он варьирует  $\alpha$ , а остальные 5 величин считает независимыми от  $\alpha$ . Минимум получается при  $\alpha = 43^\circ 15'$ . Но ур-ие (25) дает:



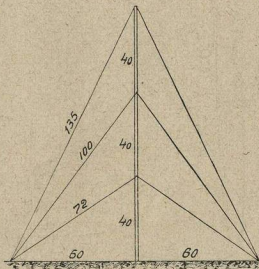
$$S = \frac{T}{f} = \frac{\gamma l^2}{8h} + \frac{\gamma H}{2} = \frac{\gamma H^2}{8h \sin^2 \alpha} + \frac{\gamma H}{2} = \gamma H \left( \frac{1}{8 \frac{h}{l} \sin \alpha} + \frac{1}{2} \right). \quad (25^1)$$

Если считать  $S = const$ , то постоянным, кроме  $H$  и  $\gamma$ , должно быть еще произведение  $\frac{h}{l} \sin \alpha$ . Но этого не может быть, ибо Т.-Радзивилл величину  $\frac{h}{l}$  также считает постоянной. Значит, считая  $\alpha$  переменным, нельзя считать  $\frac{h}{l}$  постоянным; наоборот,  $\frac{h}{l}$  меняется с углом весьма значительно. Итак, из правильной ф-лы (если не считать неправильное удвоение 2-го члена) получились неправильные результаты вследствие неясности в постановке вопроса о нахождении минимума.

Ур-ие параболы не может дать верного решения этого вопроса, ибо оно связано с условием (22), а как мы показали, получение минимума связано с провисанием троса.

§ 5. *Отыскание минимума давления на мачту в случае нескольких ярусов оттяжек.*—Здесь уже решающим является суммарное давление от всех троссов, которое будет действовать на основание мачты. Вследствие сложности аналитического решения в этом случае удобнее пользоваться графическим методом.

Суть его в следующем. Вычисляем по ф-ле (17) давления на мачту от одного из троссов (верхнего) для ряда углов  $\alpha$  и наносим их на



Черт. 9.

график. Получаем кривую изменения давления с изменением угла наклона. На ней будет ясно выраженный минимум, тот самый, который можно было бы определить по ф-ле (20).

Затем вычерчиваем на этом же графике такую же кривую для

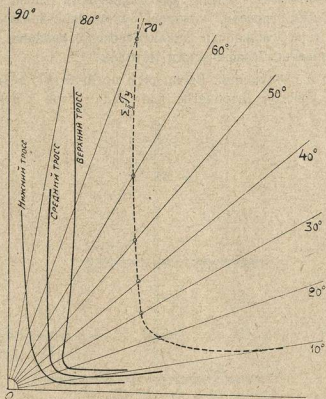
следующего троса, относя, однако, полученные давления к углам, которые имел бы первый трос при соотв. положениях второго троса. Опять получим минимум, но уже, вообще говоря, не при том же угле первого троса.

То же делаем для всех тросов. Затем складываем давления соответственно для всех углов и получаем нужный нам график изменения суммарного давления  $\Sigma T_y$  с изменением угла наклона первого троса.

§ 6. Численный пример. — Приложим метод предыд. § к нахождению минимума давления для одной из мачт Ходынской радиостанции в Москве.

Система крепления оттяжек указана на черт. 9. Высота мачты  $H = 120$  м. Линейная плотность тросов  $f_y = 1,2$  кг/м.  $T_0$  положим равной 600 кг. Тогда  $a = 500$ . Оттяжки прикреплены в 3 яруса, делящие мачту на 3 равные части, и сходятся в одной точке на расстоянии 60 м от основания мачты. Следовательно, наклон верхней оттяжки к горизонту  $\alpha_1 = 63^\circ$ .

На графике (черт. 10) даны давления  $T_y^1$ ,  $T_y^2$  и  $T_y^3$  на мачту для оттяжек 1-го, 2-го и 3-го ярусов отдельно, а затем их суммарное дав-



Черт. 10.

ление  $\Sigma T_y = T_y^1 + T_y^2 + T_y^3$  для разных углов  $\alpha_1$  верхнего троса с горизонтом; второй и третий тросы, предполагается, идут всегда к тому же якорю, что и первый трос, а верхние узлы  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  остаются на своих местах.

Из рассмотрения графика следует, что угол минимума колеблется для отдельного троса между  $25^\circ$  и  $35^\circ$ , а для суммы давлений он равен  $25^\circ$ , т.-е. совпадает с минимумом верхнего троса.

Приближенно можно считать это совпадение *всегда* имеющим место на практике.

§ 7. *Вопрос о преимуществе одного из способов крепления оттяжек перед другим.*—Второй вопрос, который нам предстоит решить, это определить, при каком из двух способов крепления оттяжек (см. черт. 1 и 2) суммарное давление на мачту будет меньше.

Прежде чем решать этот вопрос, укажем, что ф-ла (17), дающая давление  $T_y$  от одной оттяжки, слишком сложна для производства операции суммирования так, что нам нужно получить более удобное выражение для этого давления. Докажем предварительно, что для любой точки  $A$  цепной линии

$$T_y^A = T_y^0 + Q, \quad (26)$$

где  $T_y^A$  и  $T_y^0$  соответственно суть вертикальные давления в точках  $A$  и  $O$  троса, и  $Q$  — вес троса между этими точками. Для доказательства подставим выведенные выше ф-лы в предполагаемое равенство (26).

Возьмем разность

$$\begin{aligned} T_y^A - T_y^0 &= T^A \sin \beta_A - T^0 \sin \beta_0 = \\ &= f \frac{\gamma a}{2} \cdot \frac{e^{\frac{b+x_0}{a}} - e^{\frac{b-x_0}{a}} + e^{\frac{2b-3x_0}{a}} + e^{\frac{2b-x_0}{a}} - e^{\frac{2b-x_0}{a}} - e^{\frac{2b-3x_0}{a}}}{\left[ e^{\frac{b-x_0}{a}} + e^{\frac{b-x_0}{a}} \right] \left[ e^{\frac{x_0}{a}} + e^{\frac{x_0}{a}} \right]} - \\ &\quad - \frac{e^{\frac{b-3x_0}{a}} + e^{\frac{b-3x_0}{a}}}{2}; \end{aligned}$$

с другой стороны

$$Q = f \gamma L = f \frac{\gamma a}{2} \left\{ \frac{e^{\frac{b-x_0}{a}}}{e^{\frac{b-x_0}{a}}} - \frac{e^{\frac{b-x_0}{a}}}{e^{\frac{b-x_0}{a}}} - \frac{e^{\frac{x_0}{a}}}{e^{\frac{x_0}{a}}} + \frac{e^{\frac{x_0}{a}}}{e^{\frac{x_0}{a}}} \right\}.$$

Как убеждаемся умножением  $Q$  на знаменатель предыдущего выражения, оба выражения равны; следовательно, равенство (26) справедливо.



Приложим его к нашему случаю, внося лишь следующее упрощение: будем считать, что ордината той точки тросса, в которой  $tg \beta = \frac{dy}{dx} = tg \alpha$ , равна  $\frac{H}{2}$ . Это будет приблизительно иметь место, если тросс мало провисает, что мы в ближайших §§ и будем предполагать. Тогда, применяя наше равенство (26) к точкам:  $A$  с координатами  $b$  и  $H$  и  $K$  с ординатой  $\frac{H}{2}$ , будем иметь:

$$T_y^A = T_0 tg \alpha + \frac{f_1 L}{2}. \quad (27)$$

Эта ф-ла, в которой отсутствуют корни и гиперболич. функции, пригодна для нашей цели. Упрощение, надо помнить, достигнуто ценой ограничения:  $L$  немногим отличается от  $l$ .

§ 8. *Случай, когда провес для всех троссов есть величина постоянная.*—На практике троссы всегда сильно натянуты и отношение длины тросса  $L$  к длине пролёта  $l$  мало отличается от единицы. Обозначим это отношение буквой  $p$ , то есть:

$$p = \frac{L}{l}. \quad (28)$$

На практике величина  $p$  колеблется между 1,001 и 1,0001. В таком случае мы можем применить для вычисления  $T_y$  ф-лу (27). Оказывается, что и для  $p = 1,025$  (случая, на практике нигде не встречающегося) ошибка при вычислении  $T_y$  по этой ф-ле, по сравнению с результатом, даваемым точной ф-лой, не превышает 1%.

Вводя  $p$ , определенное ф-лой (28), в ур-е (27), получаем:

$$T_y = T_0 tg \alpha + \frac{f_1 H p}{2 \sin \alpha}. \quad (29)$$

Остается найти выражение для линейной плотности  $f_1$  в функции величин:  $T_0$ ,  $H$ ,  $p$  и  $\alpha$  и подставить его в ур-е (29).

Длина дуги параболы, за которую теперь можно принять висащий тросс, выражается так:

$$L = \frac{H}{\sin \alpha} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{2 \sin \alpha \cos \alpha \cdot h}{H} \right)^2 \right],$$

где  $h$  стрела провеса, которая, согласно формулы (24), равна:

$$h = \frac{f_{\gamma} l^2 \cos \alpha}{8 T_0}. \quad (24^1)$$

Тогда:

$$L = \frac{H}{\sin \alpha} \left[ 1 + \frac{H^2 \cos^4 \alpha \cdot f_{\gamma}^2}{24 T_0^2 \sin^2 \alpha} \right].$$

Это выражение, согласно (28), должно равняться  $lp$  или  $\frac{Hp}{\sin \alpha}$ . Приравнявая, получаем:

$$p = 1 + \frac{H^2 \cos^4 \alpha \cdot f_{\gamma}^2}{24 T_0^2 \sin^2 \alpha}; \quad (30^1)$$

откуда:

$$f_{\gamma} = \frac{2 T_0 \sin \alpha \sqrt{6p-6}}{H \cos^2 \alpha}. \quad (30)$$

Подстановка в (27) дает окончательное выражение давления  $T_y$ , как ф-ции  $T_0$ ,  $p$  и  $\alpha$ ;  $H$  сюда уже не входит.

$$T_y^A = T_0 \operatorname{tg} \alpha + \frac{T_0 p \sqrt{6p-6}}{\cos^2 \alpha}. \quad (31)$$

Пользуясь ф-лой (31), мы вполне застрахованы от ошибок, ибо все входящие в правую часть величины независимы друг от друга. Если бы мы стали искать минимум  $T_y$ , то нашли бы, что он получается при  $\alpha = 0$ , что непосредственно очевидно: раз провес постоянен, то вертикальная составляющая натяжения будет наименьшая при наименьшем угле.

Произведем суммирование в предположении, что всего имеем  $n$  троссов, идущих к земле параллельно, под углом  $\alpha$  к горизонту, и что узлы делят мачту на  $n$  равных частей по  $\frac{H}{n}$ . Тогда давления всех троссов одинаковы, и, суммируя  $n$  раз, получаем:

$$\Sigma T_y^A = n T_0 \operatorname{tg} \alpha + \frac{n T_0 p \sqrt{6p-6}}{\cos^2 \alpha}. \quad (32)$$

Для системы, состоящей из  $n$  троссов, идущих от тех же узлов к одному общему якорю под углами:  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n$ , тангенсы которых равны соответственно:

$$\frac{H}{b}, \frac{n-1}{n} \cdot \frac{H}{b}, \frac{n-2}{n} \cdot \frac{H}{b}, \dots, \frac{1}{n} \cdot \frac{H}{b},$$

имеем:

$$T_{y^1} = T_0 \operatorname{tg} \alpha_1 + T_0 p \sqrt{6p-6} [1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_1],$$

$$T_{y^2} = T_0 \frac{n-1}{n} \operatorname{tg} \alpha_1 + T_0 p \sqrt{6p-6} [1 + (\frac{n-1}{n})^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_1],$$

$$T_{y^n} = T_0 \frac{1}{n} \operatorname{tg} \alpha_1 + T_0 p \sqrt{6p-6} [1 + \frac{1}{n^2} \operatorname{tg}^2 \alpha_1].$$

$$\begin{aligned} \text{Суммируем: } \sum_{II} T_y^A = T_0 \operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \frac{n+1}{2} + n T_0 p \sqrt{6p-6} + \\ + \frac{n(n+1)(2n+1) T_0 p \sqrt{6p-6}}{6n^2} \operatorname{tg}^2 \alpha_1. \end{aligned}$$

Отношение  $\frac{\sum_I T_y^A}{\sum_{II} T_y^A} = \delta$  при  $n = \infty$  будет:

$$\delta = \frac{\operatorname{tg} \alpha + (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) p \sqrt{6p-6}}{\frac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha_1 + \frac{1}{6} (2 \operatorname{tg}^2 \alpha_1 + 1) p \sqrt{6p-6}}. \quad (33)$$

Здесь возможны частные случаи:

1) Пусть  $p$  весьма близко к 1 и  $\alpha = \alpha_1$ . Тогда  $\delta = 2$ . Этот случай рассматривал С. Я. Турлыгин.

2)  $p$  близко к 1;  $\alpha = 45^\circ$ ;  $\alpha_1 = 60^\circ$ . Тогда  $\delta = 1,16$  до 1,33 в зависимости от величины  $p$ . Это—случай, рассмотренный Т.—Радзивиллом; его расчет дает, если сравнить условия,  $\delta = 0,94$  для всяких  $p$ .

Рассмотрим, чем объясняется последний результат.

Чтобы иметь возможность просуммировать  $T_y$  при бесконечном числе узлов, Т.—Радзивилл отбрасывает в своей, уже упомянутой ф-ле два последних члена, так что остается простое выражение:

$$T_y = \frac{\gamma^2 H^2 T_0}{S^2 \cdot \frac{8h}{l} \sin \alpha \cos \alpha} = \frac{\gamma^2 H^2 T_0}{S^2 m \sin \alpha \cos \alpha},$$

если  $\frac{8h}{l} = m$ .

Здесь Т.—Радзивилл впадает в ту же ошибку, что и при определении минимума, т.е. считает, что  $m = \text{const.}$  Но это не так. Напр., для верхнего и среднего тросов имеем, по ф-ле (25<sup>1</sup>):

$$\text{для верхнего троса: } S = \gamma H \left( \frac{1}{m \sin \alpha} + \frac{1}{2} \right),$$



для среднего троса  $S = \frac{\gamma H}{2} \left( \frac{1}{m_1 \sin \alpha} + \frac{1}{2} \right)$ .

При равенстве  $S$ , что предположено Т.-Радзивиллом, имеем:

$$m_1 = \frac{m}{2 + \frac{m \sin \alpha}{2}} \approx \frac{m}{2}.$$

Значит, при суммировании,  $m$  считать постоянным нельзя. Считая же его таковым, мы уменьшаем сумму  $\sum T_y^A$ .

Подобным образом обстоит дело и с суммированием давлений троссов, подвешенных по 2-му способу. И здесь  $m = F(\alpha)$ , и считать  $m = \text{const}$  нельзя.

В результате этого двойного неправильного суммирования Т.-Радзивилл и получает  $\delta = 0,94$ . Здесь уже принято во внимание, что Т.-Радзивилл считает постоянным не  $T_0$ , но моменты в узлах  $T_0 H$ , предположение, ничего существенно в задаче не меняющее. У Т.-Радзивилла поэтому получается число еще меньшее:  $\delta = 0,87$ .

§ 9. Об использовании полученных результатов на практике.— Хотя в настоящей статье нами не затрагиваются конструктивные вопросы, однако, следует указать, что большинство выведенных соотношений может быть очень легко приложено к расчету оттяжек.

Для этого только необходимо определить  $T_0$  — постоянную гориз. нагрузку. Этой нагрузкой является ветер, отклоняющий мачту до тех пор, пока не установится равновесие: гориз. составляющая натяжения троса  $T_0$  будет равна и противоположна силе ветра  $P$  в узле (черт. 5).

Если в узле  $A$  прикреплено 2 троса в одной плоскости, то ветер, действуя в той же плоскости, будет натягивать один из тросов и ослаблять (до изв. предела) натяжение другого. Связь между обоими напряжениями  $S_2$  и  $S_1$  и отклонением мачты  $\Delta l$  дается основным ур-нем<sup>1)</sup>:

$$S_2 - \frac{\gamma^2 l^2 \cos^2 \alpha \cdot E}{24 S_2^2} = S_1 - \frac{\gamma^2 l^2 \cos^2 \alpha \cdot E}{24 S_1^2} + \frac{2 \Delta l E}{l} - \alpha E \Delta t, \quad (34)$$

где:  $E$  — модуль Юнга для материала оттяжки;  $\alpha$  — коэффициент термического расширения;  $\Delta t$  — разность температур двух рассматр. случаев.

Полагая  $S_2$  равным допустимому напряжению, напр., для стали 2000 кг/см<sup>2</sup> и  $\Delta l$  примерно 0,2 м на 100 метровую мачту, находим  $S_1$ . Тогда, в момент равновесия трех сил, ветра и натяжения обоих оттяжек, имеем:

$$P = f \cos \alpha \cdot (S_2 - S_1).$$

<sup>1)</sup> См. цитированную статью С. Я. Турлыгина.

Но, с другой стороны:

$$T_0 = f \cos \alpha \cdot S_1,$$

откуда

$$T_0 = \frac{P S_2}{S_2 - S_1}. \quad (35)$$

Так определяется  $T_0$  натянутой оттяжки.

Для разгружаемой оттяжки аналогично получим:

$$T_0' = \frac{P S_1}{S_2 - S_1}. \quad (36)$$

Так же легко найдем  $T_0$  и для неработающей оттяжки (когда ветра нет). Этим открывается путь к использованию на практике выведенных нами в начале статьи формул. Дадим некоторые весьма краткие указания по этому поводу.

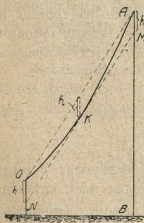
Если мы по ф-лам (27), (30) и (31) желаем рассчитать оттяжку, то, выбрав  $H$ ,  $p$  и  $\alpha$  и вычислив только что указанным способом  $T_0$ , находим по ф-ле (30) величину лин. плотности  $f\gamma$  (а вместе с тем и диаметр) троса, которую следует взять, чтобы удовлетворить поставленным условиям.

Для того, чтобы трос висел под требуемым напряжением, надо, следовательно, подчинить его условию  $\frac{L}{l} = p$ . Это проще всего сделать

вычислением стрелы провеса  $h$  по ф-ле (24<sup>1</sup>) и визированием. Визирование производим след. образом (черт. 11). Отмечаем заранее на мачте и на якоре расстояние  $AM = ON = h$ , стреле провеса, и визируем по прямой  $NM$ . Натягиваем трос всё больше и больше, пока его нижний изгиб  $K$  как раз не появится на луче зрения  $NM$  между метками. Тогда прекращаем дальнейшее натягивание.

Верт. давление на мачту даст ф-ла (31). Напряжение троса в точке  $A$  легко выводится из указанных ф-л. Оно равно:

$$S^A = \frac{T_0}{f \cos \alpha} + \frac{1}{2} H. \quad (37)$$



Черт. 11.

Если нежелательно применять тросы различного диаметра, то можно для расчета пользоваться ф-лами (9), (17) и (20). По данным  $H$  и  $f\gamma$  и вычисленным, как указано,  $T_0$  и  $\alpha_m$ , находим стрелу провеса по (24<sup>1</sup>) и подвешиваем трос описанным способом визирования.

Тогда давление на мачту даст ф-ла (17), напряжение же троса в точке  $A$  получится в таком виде:

$$S^d = \gamma \left\{ \frac{a^2}{L - H} \sin \text{hyp} \frac{b}{a} - \frac{H}{e^{\frac{b}{a}} - 1} \right\}, \quad (38)$$

где  $L$  вычисляется по ф-ле (9).

В целях экономии времени, можно вычислять  $S^d$  и по ф-ле (37); она для этого достаточно точна.

§ 10. Числовой пример. — В 1923 г. в Coltano близ Пизы итальянским правительством построена новая мощная радиостанция. Высота мачт равна 250 м; они удерживаются пятью ярусами оттяжек, идущих к земле параллельно, под углом в  $45^\circ$  к горизонту. Этот способ крепления оттяжек мы выше назвали  $I$ .

Найдем сначала  $T_0$ , когда ветра нет. Для этого решаем основное ур-ие (34), полагая  $S_2 = 2000 \text{ кг/см}^2$  — максимальному допустимому напряжению;  $E = 20000 \text{ кг/мм}^2$ ;  $2 \triangle l = 0,35 \text{ м}$ ;  $\gamma = 0,8 \text{ кг/см}^2$  на метр. Рассматривая верхнюю оттяжку, имеем:

$$l = H \sqrt{2} = 352 \text{ м.}$$

Решив ур-ие, получаем:  $S_1 = 1300 \text{ кг/см}^2$ .

Поперечное сечение тросов нам неизвестно; можно положить:  $f = 2 \text{ см}^2$ . В самом деле: общее давление ветра на мачту  $P = 250 (\text{м}) \times \frac{1}{5} (\text{м}) \times 200 \text{ кг} = 10000 \text{ кг}$ . Это давление распределяется по узлам; если произвести вычисления<sup>1)</sup>, то в результате получим:  $P_1 = 800 \text{ кг}$ ,  $P_2 = 2260 \text{ кг}$ ,  $P_3 = 1940 \text{ кг}$ ,  $P_4 = 1940 \text{ кг}$ ,  $P_5 = 2260 \text{ кг}$ . Кроме того, у основания мачты действует сила  $P_6 = 800 \text{ кг}$ .

$$P = \sum_{i=1}^6 P_i = 10000 \text{ кг.}$$

Наибольшее из этих давлений  $P_2 = P_4 = 2260 \text{ кг}$  может быть уравновешено натяжением троса, подвешенного под углом в  $45^\circ$ ,

$$T = P_2 \sqrt{2} = 3164 \text{ кг.}$$

След., сечение  $f = 2$  дает безопасное напряжение:  $S = \frac{T}{f} = 1583 \text{ кг/см}^2$ .

<sup>1)</sup> Hütte, 9-ое изд. I, p. 623 (таблица).



Найденное напряжение верхнего троса  $S_1 = 1300$  позволяет, наконец, определить  $T_0$  для этого троса. Ур-ие (37) дает:  $T_0 = 1680$  кг.

Найденное таким путем  $T_0$  дает возможность по нашим ф-лам найти и другие, интересующие нас величины. Так,  $p = \frac{L}{l}$  найдем из ф-лы (30<sup>1</sup>):  $p = 1,0012$ .

Стрела провеса получится по ф-ле (24<sup>1</sup>):  $h = 10,5$  м.

Наконец, давление на мачту дается ф-лой (31):  $T_y = 1966$  кг.

Произведем аналогичные вычисления и для нижележащих троссов. В результате найдем:

|             | $S_0$ | $T_0$ | $p$    | $h$  | $T_y$ |
|-------------|-------|-------|--------|------|-------|
| для 1 троса | 1300  | 1680  | 1,0012 | 10,5 | 1966  |
| " 2 "       | 1120  | 1456  | 1,0010 | 7,9  | 1680  |
| " 3 "       | 980   | 1288  | 1,0007 | 4,9  | 1454  |
| " 4 "       | 770   | 1022  | 1,0005 | 2,8  | 1132  |
| " 5 "       | 500   | 672   | 1,0003 | 1,1  | 728   |

Суммируя  $T_y$  и умножая результат на три (мачта имеет три ряда оттяжек), получаем суммарное давление оттяжек на мачту ст. Coltano, когда ветра нет:

$$\sum_I T_y = 20880 \text{ кг.}$$

Рассмотрим, к каким результатам мы пришли бы, если бы вместо только что исследованного способа крепления оттяжек был выбран другой способ крепления—с одним якорем.

Пусть верхний тросс натянут также под углом  $\alpha_1 = 45^\circ$  к горизонту; тогда углы остальных троссов, стянутых к тому же якорю (черт. 2), будут соответственно:

$$\alpha_2 = 39^\circ, \alpha_3 = 31^\circ, \alpha_4 = 22^\circ, \alpha_5 = 11^\circ.$$

Далее предположим, что величины  $T_0$  остались прежние, и также не изменилось  $f_1 = 1,6$  кг/м. Тогда 1-й тросс по своему положению, а, след., и по своим константам, будет тождествен с 1-м троссом рассмотренного уже способа крепления и, согласно таблицы,  $T_y = 1966$  кг. Остальные троссы, имея другие углы и другие точки нижнего крепления, не будут давать те же верт. давления  $T_y$ , что и раньше. Мы их не можем вычислить по прежней ф-ле (31), ибо ничего не знаем о новой величине  $p$ .

Здесь годна ф-ла (17), ибо даны  $H$ ,  $T_0$ ,  $f_1$  и  $\alpha$ .

Совершив вычисления, найдем давления на мачту остальных троссов:

|                       |          |
|-----------------------|----------|
| 2-го тросса . . . . . | 1414 кг. |
| 3-го " . . . . .      | 1014 кг. |
| 4-го " . . . . .      | 631 кг.  |
| 5-го " . . . . .      | 335 кг.  |

Сложив все полученные величины и умножив результат на три, получаем:

$$\sum_H T_y^A = 16080 \text{ кг.}$$

Итак, применив II способ крепления, вместо I, мы бы облегчили основание мачты почти на 5 тонн, то-есть, приблизительно на 25% нагрузки, которую создают оттяжки.

Ввиду того, что верхний трос давит на мачту много больше каждого из остальных, интересно найти, при каком угле  $\alpha$  его давление будет наименьшее.

Согласно ф-л (18) и (20), имеем:

$$k = \frac{Hf_1}{T_0} = \frac{5}{21}; z_m = \frac{41}{21}; \varphi = 0,7; \operatorname{ctg} \alpha_m = \frac{\varphi}{k} = 2,94; \text{откуда } \alpha_m = 19^\circ.$$

Тот же результат дает, конечно, график черт. 4. Такой угол на практике, вследствие его малости, не применяется, и поэтому нахождение минимума имеет в большинстве случаев лишь ориентирующее значение. Однако; из изложенного выше ясны те преимущества, которые имеет крепление оттяжек при возможно меньшем угле наклона их к горизонту.

Способом, аналогичным указанному, можно провести определение давления оттяжек на мачту, если на последнюю действует ветер. Тогда  $T_0$  будут другие: они найдутся по ф-лам (35) и (36), где  $P$ —давление ветра в узле, найденное на стр. 396,  $S_2$ —максимальное допустимое напряжение в троссе (напр., 2000 кг/см<sup>2</sup> для стали),  $S_1$ —напряжение разгружаемой ветром противоположной оттяжки, которое находим из основного ур-ня (34).

Зная же  $T_0$ , находим  $T_y$  по одной из формул (17) и (31).

Настоящая работа выполнена в Физическом Институте 1-го Московского Государственного Университета под руководством проф. Г. В. Потапенко, которому приношу свою глубокую благодарность.

## Теоретическое и опытное исследование сеточного детектирования.

А. И. Берг.

Доложено в заседании ЛОРОРИ 8/VI 1926.

**СОДЕРЖАНИЕ.**—После обоснования аналитической формы выражения сеточного тока показательной функцией, дается физическая картина процесса сеточного детектирования. Приводится аналитический метод расчета начальных условий работы и детектированного тока с экспериментальной проверкой выводов. Детекторное действие лампы связывается с параметрами цепи сетки и анода понятием коэффициента сеточного детектирования. Дается простой способ упрощенного расчета детект. действия и определение коэфф. сеточного детектирования.

Во всех типах усилителей по крайней мере одна лампа служит детектором. Несмотря на это, вопрос детектирования у нас не привлекает к себе того внимания, которого он заслуживает. Вероятно, это объясняется легкостью получения хорошего детекторного действия от трехэлектродной лампы при изменении величин сеточного конденсатора и сопротивления в широких пределах. Другими словами — подбор этих элементов ощупью настолько прост, что углубление в теорию не находит практического оправдания.

Но по этой же причине прогресс в области детектирования идет весьма медленно и в настоящее время техника довольствуется приемами, установленными лет десять тому назад. Поэтому же сеточное сопротивление и конденсатор конструируются крайне небрежно. Наконец, до сих пор на одну и ту же лампу возлагается исполнение столь различных функций, как усиление и детектирование, хотя необходимость дифференциации типов здесь давно назрела.

За последние годы начинают придавать этому вопросу большое значение заграничные. Ван дер Бийль<sup>1)</sup> опубликовал в 1919 и 1920 г. два обширных исследования по детектированию. Но он рассматривает почти исключительно детектирование на загибах анодной характеристики и лишь вскользь указывает на возможность сеточного детектирования (I. с. р. 332—335). Он ограничивается описанием физической картины процесса и не пытается давать какие бы то ни было количественные соотношения. При этом он полагает, что сеточное детектирование без конденсатора невозможно (стр. 332); это противоречит тому, что будет изложено в данной статье.

Моркрофт в своей замечательной книге<sup>2)</sup> уделяет большое внимание

<sup>1)</sup> Van der Bijl. Proc. Inst. Radio Eng. Vol. 7, № 6, p. 603—633. 1919. „The Thermionic Vacuum Tube“. Ch. IX, p. 315—366. 1920.

<sup>2)</sup> Morecroft. „Principles of Radio Communication“, p. 440—467. 1919.



сеточному детектированию и приводит классическую осциллограмму детектирования затухающих колебаний. У него же впервые появляется известная формула, связывающая среднее приращение анодного тока  $\Delta i_A$  при сеточном детектировании с величинами: амплитуды приложенной разн. пот.  $E$ , сеточным сопротивлением  $R_g$ , формой характеристики сеточного тока, определяемой первой и второй производной  $i'_g$  и  $i''_g$  сеточного тока по сеточному напряжению в исходной рабочей точке и наклоном  $S$  анодной характеристики:

$$\Delta i_A = \Delta v_g S = \frac{E^2}{4} \cdot \frac{i''_g}{1 + i'_g R_g} S. \quad (1)$$

Но у Моркрофта отсутствует опытная проверка этой формулы, и метод, предлагаемый им для оценки детекторного действия лампы (стр. 896—898), дает лишь грубую качественную оценку. Формула (1) встречается теперь во многих курсах и статьях<sup>1)</sup> и была проверена экспериментально Moullin'ом в 1922 году. Следовало бы еще отметить работы многих авторов (Beauvais, Carbenay, Fromy, Scott Taggart, Brillouin, Howe и др.), но ограничимся указанием, что довести вопрос о детектировании до полной ясности этим исследователям не удалось.

Наиболее ценная работа по детектированию, как кристаллическому, так и ламповому, а в частности и сеточному детектированию появилась осенью 1925 и зимою 1926 г. в журнале „Experimental Wireless“. Автор громадной работы Colebrook<sup>2)</sup> потратил больше 1½ лет на изучение детектирования и способствовал тому, что в настоящее время детекторное действие трехэлектродной лампы может быть рассчитано, причем расчет дает очень близкие к действительности результаты.

Насколько известно автору настоящей статьи, в русской технической литературе отсутствуют работы о сеточном детектировании. Поэтому казалось своевременным попытаться свести опыт всех названных выше исследователей и ряда других и проверить приложимость их теоретических выводов к нашим русским лампам. Кроме того автор поставил себе целью выяснить, чем определяется качество детекторного действия лампы, точнее—какими данными характеризуется лампа, выполняющая наилучшее детектирование.

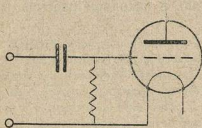
Рассмотрим физическую картину процесса сеточного детектирования.

При сеточном детектировании применяют одну из схем, показанных на черт. 1 и 2. Детекторное действие лампы в обоих случаях

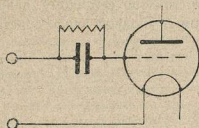
1) Moeller, „Die Elektronenroehren“, S. 150—155. 1922. Куксенко. „Техника и снабжение Кр. Арм.“, № 109, стр. 29—30. Май. 1924. Gutton. „La Lampe à trois électrodes“, p. 141. 1925. Moullin and Turner. J. I. E. E. Vol. 60, № 310, p. 706—724. 1922.

2) Colebrook. Exp. W. Vol. II, № 26, p. 865—877. 1925; vol II, № 27, p. 946—957. 1925; vol. III, № 28, Jan. p. 34—40 1926; vol. III, № 29, 1926.

одинаково. В процессе данной работы это было проверено на опыте. Однако роль конденсатора в обоих случаях несколько различна. По схеме черт. 2 конденсатор должен прерывать путь постоянному сеточному току через источник переменного напряжения, обладающий очень малым сопротивлением по сравнению с сеточным сопротивлением  $R_g$ . Далее он должен дать свободный путь сеточному току высокой частоты,



Черт. 1.



Черт. 2.

появляющемуся при действии переменной разности потенциалов высокой частоты в цепи сетки. Другими словами, он должен быть достаточно велик, чтобы почти вся разность потенциалов, приложенная к цепи сетки, действовала между сеткой и катодом. По схеме черт. 3 конденсатор должен исполнять только последнюю функцию.

Благодаря криволинейности характеристики сетка—катод, синусоидальная разность эдс потенциалов, прилагаемая к сетке, вызывает несинусоидальное изменение сеточного тока, и постоянный ток сетки получает некоторое приращение  $\Delta i_g$ . Этот добавочный постоянный ток может пройти только через сеточное сопротивление и вызывает падение напряжения на нем  $\Delta v_g = \Delta i_g R_g$ . Благодаря этому первоначальный сеточный потенциал понижается, и анодный ток ослабевает. В этом и заключается все детекторное действие лампы.

Если в цепи сетки действует не синусоидальная разность потенциалов, а ряд групп затухающих колебаний или модулированные колебания, то процесс по существу не меняется. Несущая волна выс. част. или выс. частота искрового сигнала проходит почти без потерь через конденсатор и вызывает периодическое изменение среднего сеточного тока, причем средние приращения тока, происходящие с низкой частотой, проходят по пути меньшего сопротивления для них—через сеточное сопротивление. Это вызывает изменения среднего сеточного потенциала с низкой частотой и соответствующие изменения анодного тока.

Такова физическая картина сеточного детектирования. Прежде чем перейти к более детальному изложению процесса, отметим, что согласно обрисованной картине сеточное детектирование может происходить и без конденсатора, но в этом случае оно будет выражено много слабее.

Обратимся теперь к изучению отдельных сторон процесса. Остановимся на изучении формы сеточного тока. Сеточное детектирование происходит на нижнем загибе характеристики сеточного тока, располо-

женном в районе небольших отрицательных и положительных напряжений сетки. При отрицательном сеточном напряжении сеточный ток может существовать лишь за счет электронов, которые обладают достаточной живой силой для преодоления действия отталкивающего поля. Поэтому начальный сеточный ток образуется электронами, обладающими наибольшей скоростью при вылете из металла. Баркгаузен<sup>1)</sup> называет этот ток „Anlaufstrom“—„ток разбега“. Вероятность наличия электронов, обладающих скоростью  $v$ , большей, чем некоторая средняя скорость  $v_0$ , убывает по экспоненциальному закону:

$$W = e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2}. \quad (2)$$

Электрон, обладая скоростью  $v$ , массой  $m$  и зарядом  $q$ , преодолевая противодействующее напряжение  $E$ , совершает работу равную:

$$\frac{vm^2}{2} = qE.$$

Отсюда следует выражение скорости, которой электрон должен обладать для преодоления действия отталкивающего поля:

$$v = \sqrt{\frac{2}{m} qE} = \text{const.} \sqrt{E}.$$

Подставляя полученное выражение в формулу (2), получаем:

$$W = e^{-E/E_0}.$$

Полученное выражение означает, что вероятность наличия электронов, способных преодолеть напряжение  $E$ , большее некоторого среднего  $E_0$ , быстро убывает. Баркгаузен считает для вольфрамового катода при абс. темп.  $T = 2300^\circ$  величину  $E_0$  равной 0,2 вольта. Следовательно, по этому же закону должен убывать и ток при увеличении отрицательного потенциала сетки, т.е. начальный ток должен выражаться формулой:  $i_g = \text{const.} e^{-E/E_0}$ .

Если внутри лампы действует еще положительное поле анода, увеличивающее скорость электронов, то приведенный закон должен измениться. Однако, практика показала, что и в этом случае экспоненциальный закон сохраняется в силе, и сеточный ток может быть выражен в общем случае уравнением вида:

<sup>1)</sup> Barkhausen. „Elektronen—Roehren“. Band I, S. 32. 1924.



$$i_g = a e^{bv_g}, \quad (3)$$

где  $a = i_{g0}$  — сеточный ток при  $v_g = 0$ ,  $b$  — некоторый коэффициент, характеризующий нарастание тока при изменении  $v_g$ .

На существование закона такого вида указывает Баркгаузен<sup>1)</sup>, причем в указанном выше случае  $b$  должно быть равно  $\frac{1}{0,2} = 5$ , и  $v_g$  есть отрицательный потенциал сетки. Метод расчета сеточного детектирования, предлагаемый Колбруком, основывается на предположении подчинения начального сеточного тока этому экспоненциальному закону.

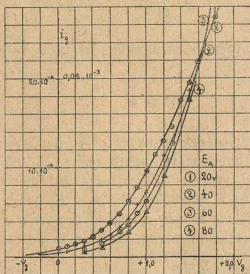
Логарифмируя уравнение (3), получаем:

$$\lg i_g = \lg a + bv_g \lg e = a_1 + b_1 v_g. \quad (4)$$

где  $a_1 = \lg a$ ,  $b_1 = b \lg e = 0,4343 b$ .

Уравнение (4) выражает прямую, и коэффициенты  $a_1$  и  $b_1$  могут быть легко определены из чертежа.

Физический смысл коэфф.  $a$  и  $b$  установить нетрудно. Как указано выше, коэфф.  $a$  выражает начальный сеточный ток при  $v_g = 0$ . Этот ток зависит от накала и от анодного напряжения: с увеличением накала  $a$  растет, с увеличением анодного напряжения  $a$  уменьшается; следовательно  $a$  зависит главным образом от режима работы лампы. Коэфф.  $b$  следует связать, пока не достаточно ясно каким образом,



Черт. 3.

с конструкцией лампы. Он, повидимому, мало зависит от накала и несколько растет с увеличением анодного напряжения.

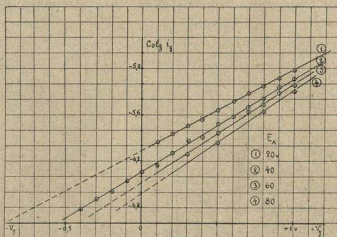
Детекторное действие лампы зависит в значительной мере от

<sup>1)</sup> Л. с. стр. 126.

величины коэфф.  $b$ , как будет показано ниже. Оно не зависит непосредственно от коэфф.  $a$ .

Для английских ламп Колбрук определил коэфф.  $b$ , оказавшийся лежащим в пределах от 3 до 5,5.

Для русских ламп удалось пока собрать опытные данные лишь для ламп типа Р5, причем испытанию подверглось больше 50-ти ламп. Для ламп с хорошей откаткой экспоненциальный закон оказался спра-



Черт. 4.

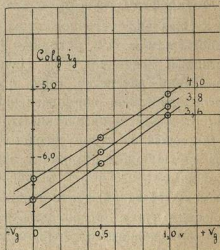
ведливым от нуля до 0,8—1,0 вольт *положительного* напряжения. В такой области и работает этот тип ламп при детектировании.

На черт. 3 приведены характеристики сеточного тока в масштабе тока и напряжения, а на черт. 4 те же данные представлены в масштабе логарифма тока и напряжения. Из рассмотрения черт. 4 видно, что зависимость логарифма тока от напряжения выражается прямой, что подтверждает правильность сделанного предположения о форме сеточного тока. Все четыре кривые сняты при постоянном накале.

На черт. 5 показана зависимость тока от накала. С увеличением накала  $a_1$ , а следовательно и  $a$  растут, наклон же линий мало изменяется.

Были произведены измерения с несколькими лампами типа Р5; они показали, что линейный закон для логарифма тока неодинаково строго справедлив для различных ламп.

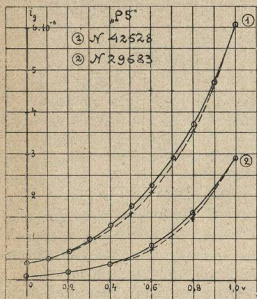
Из рассмотрения всех приведенных чертежей и из сопоставления их с другими данными, которые здесь не



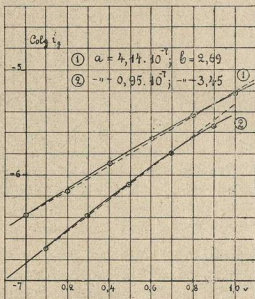
Черт. 5.

приводятся, можно заключить, что для ламп Р5 коэфф.  $b$  бывает от 2,5 до 3,5 и чаще всего от 2,5 до 3; коэфф.  $a$  меняется в довольно широких пределах: от  $2 \cdot 10^{-7}$  до  $2 \cdot 10^{-6}$  амп. при 80 вольтах на аноде.

На черт. 6 и 7 показаны кривые сеточного тока для двух ламп, проявивших резко различные детекторные свойства. На черт. 7 кривая логарифма тока заменена прямой и определены коэффициенты  $b$ , оказавшиеся равными 2,69 и 3,45; коэффициенты  $a$  равны соответственно:  $4,14 \cdot 10^{-7}$  и  $0,95 \cdot 10^{-7}$ . По этим данным вычислены кривые, показанные на черт. 6 пунктиром, причем видно, что вычисленные характеристики весьма близки к экспериментальным.



Черт. 6.



Черт. 7.

Кривая, построенная по данным детекторной лампы „VT1“, взятым у Моркрофта<sup>1)</sup>, дала  $b_1 = 1,23$  и  $b = 2,83$ .

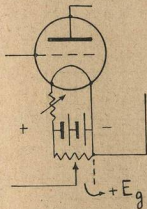
Зная вид сеточного тока, можно определить начальные условия работы лампы, т.е. исходный постоянный сеточный ток  $i_{g1}$  и исходный сеточный потенциал  $E_{g1}$ . Начальные условия можно определить на основании равенства тока, идущего через два сопротивления, взятых последовательно: сопротивления промежутка сетка—катод и сеточного сопротивления. Физически это означает, что исходная рабочая точка установится на таком сеточном потенциале, при котором число электронов, попадающих в единицу времени на сетку, равно числу электронов, уходящих с нее через сеточное сопротивление за тот же промежуток времени. Начальные условия можно определить графическим и аналитическим путем. Оговоримся, что потенциал сетки считается от отрицательного полюса батареи накала, который непосредственно соединен с катодом (черт. 8). В этом случае все точки катода имеют потенциал

<sup>1)</sup> L. c. p. 453, fig. 78.

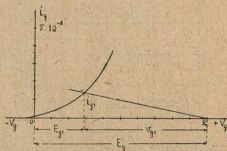


более высокий, чем потенциал сетки. Добавочный положительный потенциал можно подать на сетку, присоединяя ее к движку потенциометра, взятого параллельно батарее накала.

Исходная рабочая точка может быть определена, как точка пересечения кривой сеточного тока и прямой, проведенной под углом  $\alpha$  к оси абсцисс, причем  $\operatorname{ctg} \alpha = R_g$ , из точки, задаваемой добавочным потенциалом  $E_g$ . На черт. 9 показано такое построение для случая:



Черт. 8.



Черт. 9.

$E_g = +2$  вольт,  $R_g = 1.10^6$  ома. Из построения видно, что падение напряжения на сеточном сопротивлении равно:  $v_{g1} = R_g i_{g1} = 1,41$  вольт, где  $i_{g1} = 1,41 \cdot 10^{-6}$  амп. есть исходный ток, и искомый исходный потенциал сетки равен:  $E_{g1} = +0,59$  вольт.

Определим начальные условия аналитическим путем, исходя из принятой формы сеточного тока. Так как искомый исходный ток  $i_{g1}$ , проходя по сопротивлению  $R_g$ , вызывает падение напряжения на нем  $i_{g1} R_g = v_{g1}$ , то исходный ток, при наличии добавочного положительного потенциала  $E_g$ , определяется решением уравнения:

$$i_{g1} = a e^{b(E_g - v_{g1})}. \quad (5)$$

Для решения этого уравнения умножим обе части на  $bR_g e^{bv_{g1}}$ , тогда оно примет вид:

$$bv_{g1} e^{bv_{g1}} = abR_g e^{bE_g}, \quad (6)$$

т.-е.  $x e^x = y$ , где  $x = bv_{g1}$ ,  $y = abR_g e^{bE_g}$ .

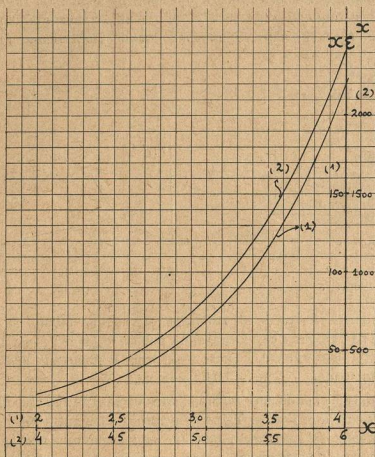
Решение последнего уравнения проще всего произвести графическим путем (черт. 10).

Произведем расчет для показанного выше случая. Имеем:

$$a = 2,4 \cdot 10^{-7}; b = 3; R_g = 1.10^6; E_g = +2 \text{ V.}$$

$bv_{g1} \approx b^2 v_{g1} = abR_g \varepsilon^{bE_g} = 2,4 \cdot 10^{-7} \cdot 3 \cdot 10^6 \cdot \varepsilon^{9,2} = 290$ ; откуда:  $bv_{g1} = 4,23$  и  $v_{g1} = 1,41$ ; а так как  $E_g = +2$  V, то исходный потенциал сетки  $E_{g1} = +0,59$  V.

Определив начальные условия, можно перейти к рассмотрению



Черт. 10.

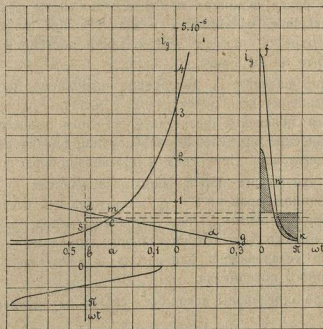
вопроса детектирования. Для этого обратимся прежде всего к черт. 11.

В данном случае исходный рабочий ток  $i_{g1} = 0,6 \cdot 10^{-6}$  и исходный потенциал  $E_g = +0,3$  V, причем  $a = 3,16 \cdot 10^{-6}$ ,  $b = 5,55$ ,  $R_g = 1 \cdot 10^6$ ,  $E_{g1} = -0,3$  V.

Предположим, что исходный потенциал  $oa$  создан батареей, причем сеточное сопротивление отсутствует. Рассмотрим действие синусоидальной эдс с амплитудой  $E = 0,36$  V. Благодаря кривизне характеристики нарастание и убывание сеточного тока оказываются неравными. Форма тока показана кривой  $fnk$ . Разложение тока в ряд Фурье дает постоянную составляющую, силу  $1,35 \cdot 10^{-6}$  амп. Таким образом исходный сеточный ток значительно возрастает. Но так как в данном случае отсутствует сеточное сопротивление, то средний (исходный) потенциал остается без изменения, анодный ток не меняется, и детектирования не происходит.

Предположим теперь, что в цепь сетки введено сеточное сопро-

тивление  $R_g = 1$  мэгому, и начальные условия остаются теми же, как показано выше. Теперь уже синусоидальная разность потенциалов, приложенная относительно той же начальной точки, вызовет некоторое приращение исходного тока, который, проходя через сопротивление  $R_g$ , вызовет падение напряжения на нем, благодаря чему рабочая точка на характеристике передвинется влево. При действии незатухающих колебаний потенциал сетки будет продолжать падать (передвигаться



Черт. 11.

влево), пока не будет достигнуто новое положение равновесия, сохраняющееся за все время действия сигнала. Это положение равновесия показано на черт. 11; оно определяется потенциалом сетки  $ob$ .

Новое положение равновесия устанавливается на таком потенциале, при котором число электронов, приходящих за период на сетку, равно числу их, уходящих за тот же промежуток времени через сопротивление  $R_g$ . Поэтому, с одной стороны, следует искать новый постоянный ток на продолжении линии  $ot$ , так как ординаты этой прямой представляют число электронов, возвращающихся через  $R_g$  на катод. Число же электронов, идущих на сетку и образующих новый постоянный сеточный ток, можно узнать разложением постоянного сеточного тока в ряд Фурье и определением постоянной составляющей. Благодаря кривизне характеристики сетки новый постоянный сеточный ток несколько больше исходного, следовательно, за период на сетку попадает больше электронов, поэтому и уходить должно больше; а так как число последних выражается ординатами показанной прямой, то возрастание обратного тока возможно лишь при увеличении исходного отрицательного потенциала на сетке. Колебания напряжения выс. част.,



приложенные теперь уже относительно потенциала  $ob$ , вызывают среднее приращение сеточного тока, относительно исходного тока, на величину  $\Delta i_g = mc$  в точности равное тому, которое, проходя через сопротивление  $R_g$ , вызывает на нем падение напряжения  $\Delta i_g R_g$ , перемещающее сеточный потенциал в точку  $b$ . Отметим, что именно в этой точке возможно положение равновесия, так как постоянный сеточный ток, соответствующий этому напряжению при отсутствии колебаний очень мал; он равен величине  $bs$ , интегральный же эффект действия колебаний выс. част. сказывается в значительном приращении этого тока, равном отрезку  $sd$ . Но этот средний постоянный ток больше исходного только на величину  $\Delta i_g = mc$ .

Показанное на черт. 11 построение выполнено после предварительного определения всех перечисленных величин расчетом и приведено лишь для пояснения физической картины процесса. Непосредственное графическое определение среднего приращения сеточного тока из чертежа невозможно. Переходим к обоснованию расчета.

Укажем, что до сих пор в наших рассуждениях не было учтено влияние постоянной времени  $C_g R_g$  детектирующей системы. К этому вопросу мы еще вернемся. Пока установим метод расчета среднего приращения анодного тока (отрицательного приращения), которое получается после установления равновесия в цепях лампы при новом значении сеточного потенциала.

Выше были определены исходные условия из уравнения (5):

$$i_{g1} = a \varepsilon^{b(E_g - V_{g1})}.$$

Если в цепи сетки действует синусоидальная разность потенциалов:  $e = E \sin \omega t$ , и появляется некоторый добавочный средний сеточный ток  $\Delta i_g$ , который вызывает в сопротивлении  $R_g$  падение напряжения  $\Delta v_g = \Delta i_g R_g$ , то уравнение, из которого можно определить искомое значение  $\Delta i_g$ , надо написать в виде:

$$\begin{aligned} i_{g1} + \Delta i_g &= \frac{1}{T} \int_0^T a \varepsilon^{b(E_g - v_{g1} - \Delta v_g + E \sin \omega t)} dt = \\ &= a \varepsilon^{b(E_g - v_{g1} - \Delta v_g)} \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon^{b E \sin \omega t} dt, \end{aligned}$$

так как  $E_g$ ,  $v_{g1}$  и  $\Delta v_g$  не зависят от периода колебаний, они вынесены из под знака интеграла.

Для решения этого уравнения умножим обе части его на  $b R_g \varepsilon^{(v_{g1} + \Delta v_g)}$ . Получаем:

$$b(v_{g1} + \Delta v_g) \varepsilon^{b(v_{g1} + \Delta v_g)} = abR_g \varepsilon^{\frac{bE_g}{T}} \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon^{\frac{bE \sin \omega t}{T}} dt. \quad (7)$$

Обозначим:  $b(v_{g1} + \Delta v_g) = x_1$  и правую часть уравнения через  $y F = y_1$ . Тогда уравнение принимает форму:

$$x_1 \varepsilon^{x_1} = y_1.$$

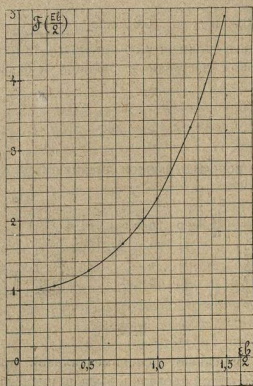
Интеграл, обозначенный через  $F$ , может быть решен разложением показательной функции в ряд и равен:

$$\frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon^{\frac{bE \sin \omega t}{T}} dt = 1 + \left(\frac{bE}{2}\right)^2 + \left(\frac{bE}{2}\right)^4 \cdot \frac{1}{(2!)^2} + \left(\frac{bE}{2}\right)^6 \cdot \frac{1}{(3!)^2} + \dots = F;$$

для амплитуд  $E < 1$  V можно полагать в первом приближении:

$$F \approx 1 + \left(\frac{bE}{2}\right)^2.$$

Для определения  $F$  по данному значению  $\left(\frac{bE}{2}\right)$  приводим график,



Черт. 12.

расчитанный для значения  $b$  и  $E$ , которые можно ожидать в нашей русской практике (черт. 12).

Для лучшего уяснения метода расчета приведем несколько примеров. Расчитаем, прежде всего, среднее приращение сеточного потенциала для разобранного выше случая по данным:  $a = 3,16 \cdot 10^{-6}$ ;  $b = 5,55$ ;  $R_g = 1 \cdot 10^6$ ;  $E_g = + 0,3$ .

По этим данным (черт. 11) определим начальные условия:

$$bv_{g1} \approx bv_{g1} = abR_g \varepsilon^b E_g = 3,16 \cdot 10^{-6} \cdot 5,55 \cdot 10^6 \varepsilon^{5,55 \cdot 0,3} = 92,7 = y;$$

$$\text{откуда: } bv_{g1} = 3,32; v_{g1} = 0,6 i_{g1} = \frac{v_{g1}}{R_g} = 0,6 \cdot 10^{-6};$$

$$E_{g1} = + 0,3 - 0,6 = - 0,3 \text{ V.}$$

Рассмотрим детекторное действие при:  $E = 0,36 \text{ V}$ .

$$\text{Имеем: } \frac{bE}{2} = \frac{0,36 \cdot 5,55}{2} = 1,0; \text{ откуда } F = 2,28;$$

$$x_1 \varepsilon x_1 = y F = 92,7 \cdot 2,28 = 212;$$

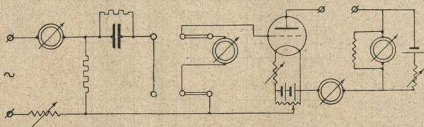
$$x_1 = b (v_{g1} + \Delta v_g) = 3,97, \text{ но } bv_{g1} = 3,32;$$

поэтому:  $b \Delta v_g = 0,65$  и  $\Delta v_g = 0,65:5,55 = 0,117 \text{ V}$ ;  $\Delta i_g = 0,117 \cdot 10^{-6} \text{ A}$ .

Зная же среднее приращение сеточного потенциала  $\Delta v_g$ , легко рассчитать для любой нагрузки в анодной цепи среднее приращение анодного тока:

$$\Delta i_A = \Delta v_g \cdot S,$$

где под  $S$  следует понимать наклон динамической характеристики.



Черт. 13.

Переходим к описанию экспериментальной проверки полученных результатов. Для опытной проверки была применена схема, показанная на черт. 13.

Детекторное действие лампы при приложении некоторой известной разности потенциалов измерялось по сбалансированному микроамперметру в анодной цепи. Перед опытом каждая лампа горела достаточно



долго, чтобы процесс установился. Затем микроамперметр шунтировался, и при показанном на чертеже положении обоих рубильников снималась возможно точно характеристика сеточного тока чувствительным гальванометром. При этом напряжение накала и анодное устанавливалось на 3,8 и 80 В соответственно. Измерение сеточного потенциала, снимаемого с потенциометра, взятого параллельно батарее накала, должно быть произведено вольтметром, добавочное сопротивление которого при измерении десятых долей вольта достаточно велико по сравнению с сопротивлением потенциометра. Это крайне важно, так как в противном случае характеристика сеточного тока оказывается сильно искаженной.

Для определения начальных условий, зависящих от добавочного напряжения  $E_g$  и от величины сеточного сопротивления  $R_g$ , необходимо точное знание последнего. Это, однако, далеко не простая задача. В данной работе начальные условия определялись одновременно с сопротивлением непосредственным измерением. Для этой цели нижний рубильник переключался налево. Тогда гальванометр в цепи сетки регистрировал начальный ток, который проходил одновременно и через  $R_g$ . Зная же вид характеристики сеточного тока, очень просто найти сеточный потенциал, который соответствует данному сеточному току. Для проверки можно одновременно со снятием характеристики: сетка—катод снять характеристику: анод—катод при изменении сеточного напряжения. Тогда по отсчету анодного тока, устанавливающегося при указанном положении рубильника, можно точно определить исходный сеточный потенциал.

Зная же исходный ток  $i_{g1}$ , исходный потенциал сетки  $E_{g1}$  и величину добавочного напряжения  $E_g$ , крайне просто рассчитать величину  $R_g$ . Таким образом были измерены многие сопротивления и различные их комбинации, давшие значение  $R_g$  от 1 до  $10 \cdot 10^6 \Omega$ .

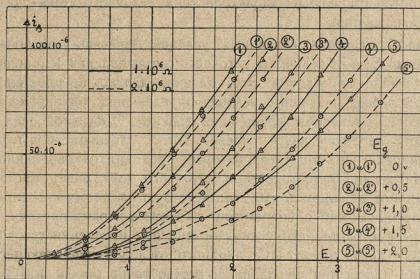
Оставляя нижний рубильник в левом положении, можно, прилагая известную разность потенциалов, непосредственно отсчитать по сеточному гальванометру  $\Delta i_g$ , но это трудно сделать, так как приращение тока очень мало. Поэтому рекомендуется верхний рубильник переключать налево: тогда прибор выключается.

Большая часть экспериментального материала получена при питании от маломощной машины при частоте  $f = 1000$ . Однако, это было сделано только для удобства работы, и некоторые числа были проверены при питании от лампового генератора на волнах около 800 м. Заметной разницы в детекторном действии не было обнаружено, если величина конденсатора при  $f = 1000$  была больше шести—восьми тысяч сантиметров. Это доказывает, что при достаточно большом конденсаторе можно все измерения производить на низкой частоте и распространить выводы и на случай питания высокой частотой.

Эти выводы вполне совпадают с тем, что можно ожидать согласно

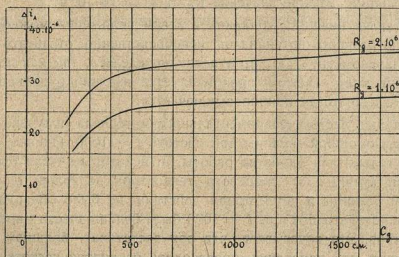
изложенной теории, и с наблюдениями других экспериментаторов (Turner, Moullin, Colebrook).

На черт. 14 показаны значения выпрямленного тока  $\Delta i_A$  при разных амплитудах  $E$  переменного напряжения высокой частоты, сеточных сопротивлений в 1 и 2 мегома и при добавочном напряжении от 0 до +2 вольт. Сеточный конденсатор отсутствует вовсе. Из чертежа видно, что с увеличением сеточного сопротивления детекторное действие ухудшается. Это понятно, так как на сопротивление теряется значительная доля прилагаемой разности потенциалов высокой частоты, и



Черт. 14.

полезное напряжение, действующее между сеткой и катодом, очень мало. Далее видно, что при  $E_g = 0$  детектированный ток больше, чем при  $E_g = +2$  вольта, при тех же значениях сеточного сопротивления.

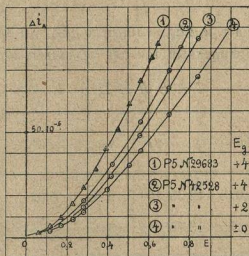


Черт. 15.

На черт. 15 показано улучшение детекторного действия при

включении конденсатора параллельно сопротивлению. Кривые сняты при амплитуде переменного напряжения  $E = 0,6$  V. Частота  $f = 1000$  пер/сек;  $E_g = 0$ . Повидимому, в данном случае брать емкость больше 1000 см не имеет смысла. Следует обратить внимание на качество диэлектрика конденсаторов. Так, конденсатор даже с хорошим маслом или бумагой почти не улучшает детекторного действия. Необходимо брать конденсатор со слюдой или с воздухом.

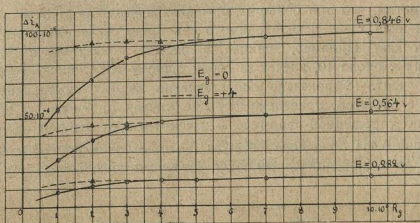
На черт. 16 показаны кривые детектированного тока  $\Delta i_A$  для двух ламп Р 5, характеристики которых приведены на черт. 6 и 7. При этом для лампы № 42528 приведены отсчеты для трех различных добавочных напряжений  $E_g = 0$ ;  $+2$  и  $+4$  V. Данные лампы № 29683 получены при  $E_g = +4$  V. При наблюдениях с обеими лампами сеточное сопротивление было 2,28 мегама. Черт. 16 приведен для сравнения



Черт. 16.

детекторного действия одной из лучших и одной из худших в смысле детектирования ламп одного типа.

На черт. 17 показано влияние увеличения сеточного сопротивления



Черт. 17.



от 1 до 10 мегом и включения добавочного напряжения  $E_g = +4 \text{ V}$  для трех значений амплитуд переменного напряжения. Из данных этого чертежа следует, что увеличение сеточного сопротивления более, чем 4 мегома, не дает улучшения детекторного действия при присоединении обратного провода сетки к общему минусу. При присоединении обратного провода к плюсу батареи накала не имеет смысла брать сеточное сопротивление больше 1—2 мегом.

Обратимся к опытной проверке результатов расчета. Для этого воспользуемся данными лампы Р 5 № 42528:  $a = 4,14 \cdot 10^{-7}$ ;  $b = 2,69$ ;  $S = 0,347 \cdot 10^{-3}$ .

Берем  $E_g = +4 \text{ V}$  и  $R_g = 2,28 \cdot 10^6$ . Расчитаем исходные условия:

$$abR_g \cdot \varepsilon^{bE_g} = 0,414 \cdot 10^{-6} \cdot 2,69 \cdot 2,28 \cdot 10^6 \cdot \varepsilon^{2,69 \cdot 4} = 2,54 \varepsilon^{10,76} = 11,97 \cdot 10^4,$$

откуда  $bv_{g1} = 9,44$ ; а т. к.  $bE_g = 10,76$ , то  $bE_{g1} = 1,32$  и  $E_{g1} = +0,49 \text{ V}$ .

Расчитаем выпрямленный ток для различных амплитуд (таблица 1).

ТАБЛИЦА 1.

| $E$   | $\frac{1}{2}Eb$ | $F$   | $y_1 = yF$         | $bv_g$ | $b\Delta v_g$ | $\Delta v_g$ | $\Delta i_d$         |
|-------|-----------------|-------|--------------------|--------|---------------|--------------|----------------------|
| 0,113 | 0,152           | 1,023 | $12,25 \cdot 10^4$ | 9,46   | 0,02          | 0,0074       | $2,57 \cdot 10^{-6}$ |
| 0,282 | 0,379           | 1,15  | 13,75              | 9,57   | 0,13          | 0,0484       | 16, 8                |
| 0,423 | 0,569           | 1,35  | 16,15              | 9,71   | 0,27          | 0,1003       | 34, 9                |
| 0,564 | 0,758           | 1,66  | 19,85              | 9,90   | 0,46          | 0,171        | 59, 3                |
| 0,704 | 0,946           | 2,12  | 25,35              | 10,12  | 0,68          | 0,253        | 87, 8                |

Отметим, что при больших значениях показателя степени  $x$  в выражении вида  $x \varepsilon^x = y$  необходимо очень точно рассчитывать его значение, так как, например, ошибка в расчете показателя в 1%, при значениях  $x$  около 10, влечет за собой ошибку в величине  $y$  на 12%.

На черт. 18 показано сопоставление данных опыта (сплошная кривая) с расчетом, приведенным выше (кривая 1); кривая же (2) рассчитана по упрощенной формуле, к рассмотрению которой обратимся.

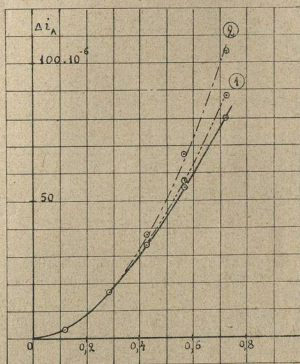
Выше была приведена формула (1), выведенная Моркрофтом. Если справедлив экспоненциальный закон сеточного тока, то:

$$i_g = a \varepsilon^{bv_g} \cdot \frac{\partial i_g}{\partial v_g} = bi_g \cdot \frac{\partial^2 i_g}{\partial v_g^2} = b^2 i_g.$$

Подставляя эти значения производных в формулу (1), получаем:

$$\Delta i_A = \frac{E^2}{4} \cdot S \cdot \frac{b^2 i_{g1}}{R_g + b i_{g1}} = \frac{E^2}{4} \cdot b S \cdot \frac{b v_{g1}}{1 + b v_{g1}} \quad (8)$$

Эта крайне интересная формула (8) состоит из трех множителей, каждый из которых имеет определенный физический смысл: первый



Черт. 18.

множитель характеризует мощность приходящих колебаний; второй множитель  $bS$  характеризует детекторные свойства лампы и должен быть назван *коэффициентом сеточного детектирования*; третий множитель характеризует начальные условия работы.

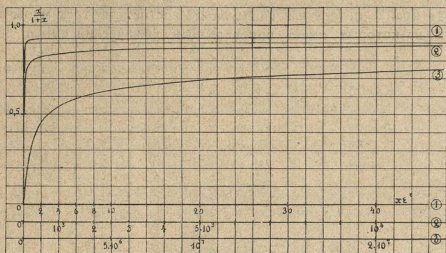
В последнем множителе должны быть скрыты величины  $E_g$  и  $R_g$ , характеризующие начальные условия. Действительно, выше показано (см. формула 6), что начальные условия определяются уравнением:

$$b v_{g1} \varepsilon^{b v_{g1}} = a b R_g \cdot \varepsilon^{b E_g}.$$

Чем больше правая часть этого уравнения, тем больше величина  $b v_{g1}$ . Если последняя много больше единицы, то формула (8) упрощается:

$$\Delta i_A = \frac{E^2}{4} \cdot b S. \quad (9)$$

Для суждения о том, какой величины следует брать значения  $R_g$  и  $E_g$ , построим график (черт. 19) зависимости величины дроби  $\frac{x}{1+x}$  от значения  $x \approx x$ . На черт. 19 построение показано в трех масштабах, так как кажущееся место загиба кривой зависит от масштаба.



Черт. 19.

Очевидно, что брать величину  $x \approx x$  больше, чем 1000, не рационально; в этом случае  $x \approx 5,2$ , а так как для лампы Р5 величина  $b$  близка к числу 3, то  $x = 3$ .  $v_{g1} = 3 R_g \cdot i_{g1} = 5,2$ ; отсюда определяем  $R i_{g1} = 5,2:3 = 1,73$ . Поэтому, так как  $i_{g1}$  надо ожидать порядка  $1-2 \cdot 10^{-6}$ , то  $R_g$  следует брать от 0,5 до 1,5 мегома.

При  $x = b v_{g1} = 5,2$  имеем:  $\frac{x}{1+x} = 0,84$ .

Беря среднее значение наклона статической характеристики для ламп Р5 около 0,33, имеем приближенную расчетную формулу для определения детекторного действия:

$$\Delta i_A = \frac{1}{4} \cdot 3 \cdot 0,33 \cdot 10^{-3} \cdot 0,84 \cdot E^2 = \sim 0,21 \cdot 10^{-3} E^2,$$

или еще проще:  $\Delta i_A = 2 \cdot 10^{-4} E^2$ .

Например, при  $E = 0,5$  V имеем:  $\Delta i_A = 50 \cdot 10^{-6}$ . Сравнивая это число с данными черт. 16 и 19, видим, что оно мало отличается от результатов наблюдения.

Обратимся к выбору величины  $E_g$ . Для этого вернемся к формуле (6). Приравняем левую часть числу 1000 и возьмем наименьшие значения величин  $a$ ,  $b$  и  $R_g$ ; тогда  $E_g$  получит значение, превышать которое практически бесполезно.



Возмем:  $a = 2 \cdot 10^{-7}$ ,  $b = 2,5$ ,  $R_g = 0,5 \cdot 10^6$ ,  $abR_g = 2 \cdot 10^{-7} \cdot 2,5 \cdot 10^6 = 0,25$ .

Отсюда определяем величину:  $\epsilon^{bE_g} = \frac{1000}{0,25} = 4000$  и  $b_g = \sim 7$ ,

а так как  $b = 2,5$ , то  $E_g = 2,8$  V.

Обычно величины  $a$ ,  $b$  и  $R_g$  больше. Поэтому следует брать величину добавочного напряжения меньше, при чем детектирование не станет хуже. Этот вывод вполне соответствует данным опыта, показанным на черт. 17.

Остановимся на одном вредном последствии выбора слишком большого добавочного напряжения. Производная тока по напряжению равна:  $\frac{di_g}{dv_g} = bi_g$ ; поэтому величина  $\frac{dv_g}{di_g} = \frac{1}{bi_g}$  может рассматриваться, как внутреннее сопротивление  $R_{ig}$  промежутка сетка—катод переменному току. С увеличением  $E_g$  растет  $i_g$  и падает внутреннее сопротивление лампы. Чем меньше это сопротивление, тем больше затухание, вносимое детекторной лампой в цепь приемника, и тем меньше, следовательно, полезная разность потенциалов на детектирующей лампе. Поэтому необходимо стремиться к получению хорошего детекторного действия не за счет присоединения обратного провода сетки к плюсу батареи накала, а за счет увеличения  $b$  и  $S$  детекторной лампы, при начальном токе  $i_g$  возможно малом.

Пока мы говорили только об установившемся режиме. Это оправдывалось тем, что была поставлена цель найти способ расчета конечного значения понижения анодного тока, независимо от того, сколько времени на это потребуется. Но даже при действии незатухающих колебаний окончательный режим устанавливается не сразу. Наростание потенциала происходит по закону:

$$v_g = V_g (1 - e^{-\frac{t}{CR}}).$$

Величина  $CR$ , называемая постоянной времени, определяет время, в течение которого потенциал нарастает до 64% окончательной величины. Очевидно, что это произведение должно быть возможно меньше, если желательно принимать музыку или работу автоматов. Если эта величина достаточно мала, то среднее приращение сеточного потенциала может быть рассчитано изложенным выше методом.

В данной статье мы не стремимся дать исчерпывающий обзор всего вопроса сеточного детектирования. Это завело бы нас слишком далеко, так как пришлось бы разобрать детально детектирование модулированных, гетеродинированных и затухающих колебаний в отдельности, с учетом всех искажений, соответствующих детектированию. Здесь мы стремились лишь обосновать метод расчета в простейшем случае.

Укажем еще на метод быстрого определения величины  $b$  из наблюдений. Из выражения для сеточного тока мы имеем:

$$\text{при } v_g = 0 \quad i_{g_0} = a,$$

$$\text{при } v_g = +1 V \quad i_g = a\varepsilon^b.$$

Беря отношение этих двух токов, получаем:  $i_g / i_{g_0} = \varepsilon^b$ . Натуральный логарифм этого отношения дает искомое значение для величины  $b$ . Можно поступить и иначе, измеряя ток при  $-1/2 V$  и при  $+1/2 V$  и беря отношение токов. Если попутно с этим замечать отсчеты миллиамперметра в анодной цепи, то разность их даст величину наклона. Таким образом можно производить, согласно изложенной теории, отбор детекторных ламп по величине произведения  $bS$ , которое легко определить по двум отсчетам анодного и сеточного токов.

Последним методом пользовался автор для быстрого отбора ламп, от которых можно было ожидать наибольшее детекторное действие, и в огромном большинстве случаев ожидаемый эффект точно оправдывался, что лучше всего, изложенного выше, доказывает приложимость предлагаемой теории к лампам Р 5. Исследование ламп других типов автор надеется сообщить в одном из ближайших номеров этого журнала.

Экспериментальная часть работы выполнена в радиолaborаториях В. М. Инж. Училища и Морской Академии, причем работы в последней выполнены мною совместно с В. К. Казанским.

12 VI. 1926.

Ленинград.

## Отражение в магнитных цепях.

Проф. А. К. Котельников.

Доложено на заседании научно-исследовательской кафедры электротехники  
1 февраля 1926 г.

Процесс прохождения магнитного смещения через поверхность раздела двух тел с различными магнитными проницаемостями  $\mu_1$  и  $\mu_2$  происходит совершенно так же, как и процесс прохождения электрического смещения<sup>1)</sup> через поверхность раздела двух диэлектриков с различными диэлектрическими постоянными, а потому все выводы, сделанные нами при рассмотрении электрического смещения, можно применять и к смещению магнитному, исключая, конечно, случай, когда  $\varepsilon_2 = \infty$ .

Чтобы не повторяться, мы рассмотрим магнитную цепь несколько с другой точки зрения, более придерживаясь обычного порядка изложения. Пусть  $SS$  (черт. 1) представляет собою поверхность раздела между двумя веществами с различной магнитной проницаемостью  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . Рассмотрим две бесконечно-близкие точки  $P'$  и  $P''$ , расположенные по обе стороны поверхности раздела. В точках  $P'$  и  $P''$  пусть действуют силы  $H'$  и  $H''$ , нормальные<sup>2)</sup> к поверхности  $SS$ , причем направление из первой среды во вторую будем считать положительным. На этой поверхности выделим элемент  $AB$  с площадью  $dS$  и предположим, что расстояние точек  $P'$  и  $P''$  до элемента бесконечно-мало сравнительно с размерами  $dS$ . Рассмотрим замкнутую поверхность, образуемую плоскостями, проведенными через  $P'$  и  $P''$  параллельно  $dS$ , и цилиндрической поверхностью  $ab$  и  $cd$ , проведенной через контур  $dS$  нормально к  $SS$ , и применим к ней теорему Гаусса.



Черт. 1.

Так как поток силы, исходящий из боковой поверхности цилиндра, бесконечно мал сравнительно с потоками  $H' dS$  и  $H'' dS$ , исходящими из оснований  $ac$  и  $bd$ , то полный поток силы, исходящий из объема  $abcd$ , равен

$$(H'' - H') dS.$$

По теореме Гаусса этот поток равен

$$\frac{4 \pi dm}{\mu} = \frac{4 \pi \sigma dS}{\mu},$$

1) ТИТбп № 37, стр. 282. 1926.

2) Ниже мы ограничимся рассмотрением только нормальных сил.



где  $\sigma$  — плотность распределенного на площадке магнетизма,  $\mu$  — магнитная проницаемость по обеим сторонам поверхности  $SS$ . Но такое решение вопроса возможно только в том случае, если среда однородна, а это противоречит нашему основному условию, что магнитная проницаемость по обеим сторонам поверхности различна. Обычное решение и состоит в предположении, что по обеим сторонам рассматриваемой поверхности магнитная проницаемость одна и та же, причем обычно этой средой считают воздух, так что  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ .

Таким образом

$$(H'' - H') dS = \frac{4\pi\sigma dS}{\mu_2} = \frac{4\pi I dS}{\mu_1},$$

или при  $\mu_2 = 1$

$$(H'' - H') = 4\pi I,$$

где  $I$  — интенсивность намагничения. По величине интенсивность намагничения равняется той плотности, которая в однородной среде (обычно полагают  $\mu_2 = 1$ ) производит то же действие, которое мы наблюдаем в среде разнородной. Такое предположение, т.е. предположение однородности среды, вносит большую искусственность в решение вопроса, так как явление перехода через поверхность раздела двух веществ искусственно заменяется действием массы, распределенной на поверхности, окруженной однородной средой.

Поэтому мы не делаем этого предположения, оставляя таким образом основное условие разнородности среды. Тогда вторая часть равенства, выражающего теорему Гаусса, примет другой вид (в нее войдет результирующая магнитная проницаемость), и мы будем иметь

$$H'' - H' = \frac{8\pi\sigma}{\mu_1 + \mu_2} = \frac{8\pi b_0}{\mu_1 + \mu_2}.$$

Это выражение следует считать более соответствующим данному явлению, так как основное условие разнородности сохранено. Таким образом, обозначая через  $b_0$  полученную поверхностную плотность, имеем

$$b_0 = \frac{(H'' - H')(\mu_1 + \mu_2)}{8\pi}.$$

Именно эта плотность и служит источником тех напряжений, которые вносят перераспределение в то однородное магнитное поле, которое было бы в рассматриваемом пространстве, если бы его заполняло, простираясь на бесконечное пространство, только одно вещество с магнитной проницаемостью  $\mu_2$ .

Каково же напряжение того однородного магнитного поля, которое

подверглось изменению вследствие появления нового вещества с проницаемостью  $\mu_1$ ? Положим, что оно равняется  $H_0$ . Так как все изменение состоит только в том, что появилась новая среда с проницаемостью  $\mu_1$ , то старое напряжение  $H_0$  должно продолжать действовать, и только оно одно и может служить источником всех явлений, всего того перераспределения напряжений, которое возникло при появлении новой среды  $\mu_1$ . Напряжение  $H_0$ , вызывавшее в прежней среде с проницаемостью  $\mu_2$  смещение

$$b_2 = \frac{\mu_2 H_0}{4\pi}, \quad (1)$$

должно во вновь появившейся среде с проницаемостью  $\mu_1$  вызвать смещение

$$b_1 = \frac{\mu_1 H_0}{4\pi}. \quad (2)$$

Разность между этими смещениями должна появиться на пограничной поверхности в виде свободного магнетизма

$$b_0 = b_1 - b_2 = \frac{\mu_1 - \mu_2}{4\pi} H_0. \quad (3)$$

Эту величину  $b_0$  мы назовем истинной плотностью магнетизма на пограничной поверхности (истинной пограничной плотностью) в отличие от кажущейся плотности  $\sigma = I$ .  $b_0$  должна равняться полученной ранее плотности (из теоремы Гаусса), а потому

$$\frac{(H'' - H')(\mu_1 + \mu_2)}{8\pi} = \frac{(\mu_1 - \mu_2) H_0}{4\pi};$$

откуда

$$H'' - H' = 2 \cdot \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2} \cdot H_0 = 2KH_0,$$

где

$$K = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}$$

представляет собою коэффициент отражения. Следовательно,

$$H'' = H' + 2KH_0,$$

т.е. магнитные напряжения в точках, бесконечно-близких к поверхности

раздела отличаются друг от друга на  $2KH_0$ , где  $H_0$  — напряжение того однородного поля, в которое было внесено тело с проницаемостью  $\mu_1$ .

Такое изменение напряжения  $H_0$  могло получиться только потому, что на пограничной поверхности появляется свободный магнетизм, служащий источником новых отраженных напряжений, действующих в обе стороны (эти напряжения равны по величине и обратны по направлению); они и изменяют картину однородного поля, создавая вместо основного напряжения  $H_0$  в одной среде ( $\mu_2$ )

$$H'' = H_0 + KH_0,$$

а в другой ( $\mu_1$ )

$$H' = H_0 - KH_0,$$

что и дает соотношение

$$H'' = H' + 2KH_0.$$

Эти напряжения  $KH_0$ , возникающие на пограничной поверхности, создают смещения в обе стороны от этой поверхности, которые и интерферируют со смещениями, созданными основным (падающим) напряжением  $H_0$ . В результате получаются смещения в сторону проницаемости  $\mu_2$ :

$$b'' = \frac{\mu_2 H''}{4\pi} = \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} + \frac{\mu_2 KH_0}{4\pi} = b_2 + Kb_2,$$

а в сторону проницаемости  $\mu_1$ :

$$b' = \frac{\mu_1 H'}{4\pi} = \frac{\mu_1 H_0}{4\pi} - \frac{\mu_1 KH_0}{4\pi} = b_1 - Kb_1,$$

или же магнитные индукции ( $B = 4\pi b$ ):

$$B'' = \mu_2 H'' = \mu_2 H_0 + \mu_2 KH_0 = B_2 + KB_2,$$

$$B' = \mu_1 H' = \mu_1 H_0 - \mu_1 KH_0 = B_1 - KB_1.$$

Легко доказать, что

$$B' = B'' \text{ и } \mu_1 H' = \mu_2 H''.$$

Рассматривая полученные выше соотношения

$$H'' = H_0 + KH_0, \quad H' = H_0 - KH_0,$$

мы видим, что в магнитной цепи также, как и в цепи электрической,



мы имеем дело с явлениями отражения, где  $H_0$  — падающее напряжение,  $KH_0$  напряжение отраженное, а  $K = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}$  — коэффициент отражения.

Таким образом, все явления, происходящие при внесении тела с проводимостью  $\mu_1$  в среду с проводимостью  $\mu_2$ , сводятся к наложению падающих и отраженных напряжений, причем

$$H_0 = \frac{H'' + H'}{2}, KH_0 = \frac{H'' - H'}{2}.$$

Рассмотрим теперь все полученные соотношения в отдельности и сравним их с обычными, причем будем считать, что  $\mu_1 > \mu_2$  и в частности  $\mu_2 = 1$ .

1. Прежде всего во всякой магнитной цепи (также, как и при электрическом смещении) основной причиной возникающих явлений служит падающее напряжение, которое мы обозначаем через  $H_0$ . Так как это напряжение в нашей интерпретации служит основой всего явления и обычно не рассматривается, то мы остановимся на нем подробнее. Падающее напряжение  $H_0$  представляет собою:

напряжение того однородного магнитного поля в среде с проницаемостью  $\mu_2$  (в частном случае  $\mu_2 = 1$ ), в которую внесено тело с проницаемостью  $\mu_1$ , немагнитное заранее;

напряжение, того однородного магнитного поля в среде с проницаемостью  $\mu_2$ , которое в данном теле с проницаемостью  $\mu_1$ , внесенном в эту среду, возбудило бы те магнитные явления, которые в нем наблюдаются в данный момент (т.е. тело было заранее намагничено);

напряжение, вызываемое внутри соленоида, если среда внутри и вне его имеет одну и ту же магнитную проницаемость.

Вообще говоря, это-то напряжение, которое действовало бы в рассматриваемом пространстве, если бы это пространство было однородно и простиралось на бесконечное расстояние. Неоднородность создает на пограничной поверхности раздела новые напряжения (отраженные), которые, интерферируя с падающими, дают результирующую картину явления.

Но и в этой результирующей картине явления есть точки, в которых действует напряжение, равное падающему  $H_0$ . В самом деле, зависимость между результирующими напряжениями  $H''$  и  $H'$  нами выведена выше

$$H'' = H' + 2KH_0.$$

Если теперь предположим, что точки  $P'$  и  $P''$  (черт. 1) приближаются друг к другу до совпадения на пограничной поверхности, а следовательно, и до равенства действующих в них напряжений, то имеем

$$H'' - H' = 2KH_0 = 0,$$

т.е. на самой пограничной поверхности действие отраженных напряжений равно нулю. Но так как все напряжения в рассматриваемом пространстве являются результирующими падающих и отраженных напряжений, то в точках, где результирующая отраженных напряжений равна нулю, действует падающее напряжение  $H_0$ .

Поэтому, пограничная поверхность представляет собою геометрическое место точек, в которых результирующее напряжение равно падающему  $H_0$ , так что переход от напряжения  $H'$  к напряжению  $H''$  происходит не внезапно, а через напряжение  $H_0$ . Кажущийся скачек напряжения (от  $H'$  до  $H''$ ) при переходе через пограничную поверхность происходит вследствие того, что сама пограничная поверхность служит источником напряжений, действующих нормально в ней в обе стороны ( $-KH_0$  и  $+KH_0$ ) и интерферирующих с основным напряжением  $H_0$ .

Таким образом, от какой бы причины ни происходили магнитные явления, мы всегда имеем дело<sup>1)</sup> с наложением падающих и отраженных напряжений. В обычном изложении магнитных явлений этот вектор совершенно не фигурирует, как отдельная величина, хотя, конечно, действия его часто<sup>2)</sup> выделяются, особенно когда рассматривается магнитное вещество, помещенное в однородное магнитное поле<sup>3)</sup>.

В нашей интерпретации магнитных явлений вектор падающего напряжения является основным вектором. Он действует во всем рассматриваемом пространстве, т.е. как на самой пограничной поверхности, так и по обе ее стороны, интерферируя с отраженными напряжениями.

2. Следующие вектора, которые также не фигурируют в обычном изложении, это—отраженные напряжения ( $-KH_0$  и  $+KH_0$ ). Падающее напряжение ( $H_0$ ), проходя в своем распространении через пограничную поверхность, образует на этой поверхности истинный пограничный магнетизм ( $b_0$ ), являющийся источником отраженных напряжений ( $KH_0$ ), равных по величине, но противоположных по направлению. Эти напряжения, интерферируя с падающими, и дают результирующую картину.

В обычном изложении этот вектор встречается несколько в другом виде, и ему дается совершенно другое толкование:

$$KH_0 = \frac{2\pi I}{\mu_2},$$

<sup>1)</sup> Открытие свойств сверхпроводника значительно осветило в этом направлении и действие постоянного магнита.

<sup>2)</sup> Так И. И. Боргман говорит о „действиях магнитов, расположенных вблизи рассматриваемого тела (или проводников с электрическими токами)“ на стр. 101 курса: Основания учения об эл. и магн. явлениях, изд. 1916 г.

<sup>3)</sup> Хвольсон: Курс физики, т. IV, ч. I, стр. 679, изд. 1907 г., где формула 17d—не что иное, как величина  $H''$ , выраженная через  $H_0$  (падающее напряжение).

где  $I$  — интенсивность намагничения, а  $\mu_2$  — проницаемость среды, находящейся по обе стороны рассматриваемой поверхности (обычно считают  $\mu_2 = 1$ ), так что эта поверхность уже теряет смысл пограничной поверхности раздела, а становится просто поверхностью, на которой распределен магнетизм одного знака. Как величина  $KH_0$ , так и величина  $\frac{2\pi I}{\mu_2}$  представляют собою напряжения, действующие в обе стороны от пограничной поверхности, но по существу между ними огромная разница.

Напряжение  $\frac{2\pi I}{\mu_2}$  происходит от плотности  $\sigma = I$  и, действуя в обе стороны, встречает с обеих сторон пограничной поверхности одну и ту же среду с проницаемостью  $\mu_2$ , так как  $I$  является искусственным представлением, заменяющим действительную картину наличия двух сред с различными проницаемостями  $\mu_1$  и  $\mu_2$  по обе стороны пограничной поверхности. Вследствие этого, напряжение  $\frac{2\pi I}{\mu_2}$  вызывает по обе стороны пограничной поверхности одно и то же смещение, тогда как напряжения  $KH_0$  соответствуют различные смещения.

Кроме того, значение величины магнитной индукции ( $B = 4\pi b$ ) определяется обычно при помощи соотношения

$$H'' = H' + \frac{4\pi I}{\mu_2},$$

для чего оно множится на  $\mu_2$  (в частном случае  $\mu_2 = 1$ ), что дает

$$B'' = \mu_2 H'' = \mu_2 H' + 4\pi I.$$

Так как обычно считают  $\mu_2 = 1$ , то не бросается в глаза тот факт, что и  $H''$ , и  $H'$ , если строго придерживаться той картины, какую дает эта формула, действуют в среде с проницаемостью  $\mu_2$ . Для объяснения этого, как известно, прибегают к вырезыванию в магнитном веществе с проницаемостью  $\mu_1$  пещерок вдоль и поперек направления действия векторов. Об этом будет еще сказано ниже, а пока необходимо указать, что искусственность обычно менее заметна вследствие того, что для упрощения результатов здесь всегда предпочитают предполагать, что  $\mu_2 = 1$ , а тогда имеем

$$B'' = H'' = H' + 4\pi I,$$

что гораздо проще предыдущего соотношения и не вызывает лишних вопросов о роли проницаемости  $\mu_2$  при напряжении  $H'$ , действующем в другой среде.

Для получения выражений для смещений  $b''$  и  $b'$ , а также для



магнитных индукций  $B''$  и  $B'$  мы пользуемся другими выражениями, причем вектора, входящие в каждое из этих выражений, действуют в одной среде, а потому мы и получаем отдельные выражения для каждой среды.

С нашей точки зрения отраженные напряжения  $-KH_0$  и  $+KH_0$  также являются следствием возникновения свободной магнитной массы  $b_0$  на пограничной поверхности, но эта масса образуется вследствие разнородности, а не искусственного представления однородности, как это требуется для получения  $I$ . Поэтому, если мы выразим отраженное напряжение через плотность  $b_0$ , то получим

$$H'' = H' + 2KH_0 = H' + \frac{8\pi b_0}{\mu_1 + \mu_2},$$

чему в обычном изложении соответствует равенство

$$H'' = H' + \frac{4\pi I}{\mu_2};$$

отсюда видно, что в нашей интерпретации сохранено основное условие разнородности среды.

3. Перейдем теперь к выражению

$$H' = H_0 - KH_0 = \frac{2\mu_2}{\mu_1 + \mu_2} H_0. \quad (4)$$

Это выражение представляет собою тот вектор, который лорд Кельвин предложил назвать полярным определением магнитной силы (по Максвеллу: магнитная сила). Обычно оно определяется, как напряжение внутри магнита, действующее на единицу массы, когда в магните образован бесконечно-тонкий канал (пещерка) вдоль линии намагничивания.

С нашей точки зрения этот вектор  $H'$  действует внутри вещества с проницаемостью  $\mu_1$  и является результирующим двух векторов: вектора падающего напряжения  $H_0$ , который существовал бы и без вещества с проницаемостью  $\mu_1$ , т.е. вектора, существование которого не зависит<sup>1)</sup> от вещества с проницаемостью  $\mu_1$ , и вектора отраженного напряжения  $-KH_0$  или, точнее, обратного отраженного напряжения, который появился исключительно благодаря присутствию вещества с проницаемостью  $\mu_1$ , и действует внутри вещества с проницаемостью  $\mu_1$ .

<sup>1)</sup> Это—в случае отсутствия постоянного магнита; при наличии же последнего, это—то напряжение, которое могло бы создать наблюдаемые явления.

Что же касается результирующего напряжения  $H'$ , то оно действует во всех точках внутри тела с проницаемостью  $\mu_1$ , причем нет никакой надобности в представлении каналов или пещерок, необходимость в которых обычно является привыводе этого вектора.

4. Следующий аналогичный вектор

$$H'' = H_0 + KH_0 = \frac{2\mu_1}{\mu_1 + \mu_2} \cdot H_0. \quad (5)$$

Этот вектор лорд Кельвин предложил назвать электромагнитным определением магнитной силы. Ниже мы рассмотрим его объяснение с обычной точки зрения.

С нашей точки зрения этот вектор  $H''$  действует вне вещества с проницаемостью  $\mu_1$  (в веществе с проницаемостью  $\mu_2$ , в частности  $\mu_2 = 1$ ) и является результирующим двух векторов: падающего напряжения  $H_0$  и прямого отраженного  $+KH_0$ , равного по величине обратному отраженному  $-KH$ , но действующему в прямо-противоположном направлении. Считаю нужным еще раз указать на то, что обе эти составляющие так же, как и результирующая, действуют в одной среде, а потому для определения соответствующего смещения или магнитной индукции не приходится прибегать к искусственным построениям, а прямо умножаем все члены равенства на соответствующую магнитную проницаемость.

Обычно рассматривают не два последних выражения (т.-е. для  $H'$  и для  $H''$ ), а их следствие

$$H'' = H' + \frac{4\pi I}{\mu_2}, \text{ или } H'' = H' + 2KH_0.$$

Таким образом вектор  $H''$  обычно рассматривается, как сумма двух векторов:  $H'$  и  $\frac{4\pi I}{\mu_2}$  (или  $2KH_0$ ).

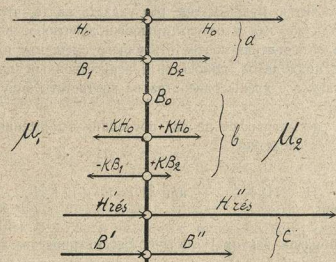
Выше было сказано, что вектор  $H'$  рассматривается, как сила, действующая на единицу магнетизма в бесконечно-тонком канале, вырезанном в веществе с проницаемостью  $\mu_1$  по направлению намагничивания. Что же касается вектора  $\frac{4\pi I}{\mu_2}$  (или  $2KH_0$ ), то он рассматривается, как сила, действующая на единицу магнетизма в бесконечно-тонком диске, расположенном перпендикулярно к направлению намагничивания.

Искусственное представление, т.-е. замена явления перехода смещения через пограничную поверхность раздела двух веществ магнетизмом, расположенным по поверхности в однородной среде, влечет за собою приведенное выше толкование, совершенно правильное

с математической точки зрения, но с точки зрения физической носящее искусственный характер.

С нашей точки зрения между векторами  $H''$  и  $H'$  по существу нет никакой разницы. Каждый вектор образуется и действует в соответствующей среде и представляет собою результирующую одних и тех же (по величине и значению, но не направлению) векторов. Отсюда ясно, что непрерывность вектора электромагнитного определения магнитной силы ( $H''$ ) создана искусственно; совершенно так же можно было бы обосновать и непрерывность вектора  $H'$ . Удобство признания этого вектора  $H''$  непрерывным имеет значение только в частном (правда, практически важном) случае, когда  $\mu_2 = 1$ , но для использования этих удобств нет надобности в его непрерывности.

Все рассмотренные нами напряжения вызывают соответствующие смещения и магнитные индукции, также интерферирующие между собою. Последовательное развитие явления отражения и образование результирующих (процесс перехода через пограничную поверхность) представлено на черт. 2:  $a$ —падение,  $b$ —отражение,  $c$ —результат.



Черт. 2.

Из этих векторов рассмотрим вектора смещения  $b''$  и  $b'$  и вектора магнитной индукции  $B''$  и  $B'$ .

5. Само собою разумеется, что для получения смещения в среде с проницаемостью  $\mu_2$ , надо воспользоваться равенством, выражающим соотношение между напряжениями, действующими в этой среде, т.е.  $H'' = H_0 + KH_0$ ; для другой среды служит равенство  $H' = H_0 - KH_0$ .

Умножая первое на  $\mu_2/4\pi$ , а второе на  $\mu_1/4\pi$ , имеем смещение для каждой среды:

$$b'' = \frac{\mu_2}{4\pi} H'' = \frac{\mu_2}{4\pi} H_0 + \frac{\mu_2}{4\pi} KH_0 = b_2 + Kb_2, \quad (6)$$



$$b' = \frac{\mu_1 H'}{4\pi} = \frac{\mu_1 H_0}{4\pi} - \frac{\mu_1 K H_0}{4\pi} = b_1 - K b_1; \quad (7)$$

а умножая на  $\mu_2$  и  $\mu_1$ , имеем магнитные индукции

$$B'' = 4\pi b'' = \mu_2 H'' = B_2 + K B_2, \quad (8)$$

$$B' = 4\pi b' = \mu_1 H' = B_1 - K B_1, \quad (9)$$

причем, конечно,  $B' = B''$ .

Обычно для определения магнитной индукции применяют соотношение  $H'' = H' + 4\pi I / \mu_2$ , умножая которое на  $\mu_2$ , получают

$$B = \mu_2 H'' = \mu_2 H' + 4\pi I.$$

Здесь мы опять сталкиваемся с искусственностью: напр.  $\mu_2 H'$  представляет собою результат действия вектора  $H'$  в несвойственной ему среде. Следствием этого и является необходимость вырезать для этого вектора пещерку, или канал, для того, чтобы поставить его в те условия, какие ему навязывает приведенное соотношение.

Определяя выше смещения и магнитные индукции отдельно для каждой среды, мы видим, что только вектора смещения и магнитной индукции действительно непрерывны. Что же касается вектора  $H''$ , то он совершенно равноправен с вектором  $H'$  и этим свойством не обладает. Если  $\mu_2 = 1$ , то численно  $H'' = B''$ ; если  $\mu_1 = 1$ , то численно  $H' = B'$ , но эти равенства касаются только одной среды (в первом случае среды  $\mu_2$ , а во втором— $\mu_1$ ), в другой же среде это равенство нарушается.

Все эти зависимости могли бы быть выведены и другим путем, пользуясь которым мы рассмотрели явления отражения электрического смещения в диэлектрике<sup>1)</sup>. Там же развита и графическая интерпретация, которая целиком приложима и к магнитным явлениям.

Остается еще сказать, какое значение принимает магнитная восприимчивость. С нашей точки зрения это—отношение истинной пограничной плотности к падающему напряжению, т.е.  $K = b_0 / H_0$ . Тогда численное значение магнитной восприимчивости останется то же самое, так как из выражения

$$b_0 = \frac{(\mu_1 - \mu_2) H_0}{4\pi}$$

имеем

$$\mu_1 = \mu_2 + 4\pi K.$$

1) Тѣтѣп. № 37 стр. 282, 1926.

## Исследование влияния магнитного поля на период колебаний, генерируемых лампой.

А. Г. Хохлов.

Доложено на 79-ой лаборат. беседе в Нижегородской Радиолaborатории 28 июля 1926 г.

Известно, что электронный процесс в лампе влияет на длину волны. Можно предположить, что при этом изменяется внутренняя емкость лампы, и объяснить это явление хотя бы следующим образом. Облачко пространственного заряда занимает при данном накале и анодном напряжении вполне определенный объем и имеет определенную плотность. Но эти величины мы можем несколько изменять: во первых, током накала, при увеличении которого облачко увеличивается, во вторых, изменением величины анодного напряжения, при увеличении этой последней плотность облачка уменьшается.

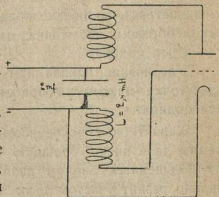
Изменения эти, равносильные изменению расстояния между электродами, должны обуславливать изменение емкости. Емкость этими способами можно изменять в пределах порядка лишь 8% (если неособенно перекаливать лампу).

Но возможен еще и другой способ получить тот-же эффект кажущегося изменения емкости—посредством создания внутри лампы магнитного поля, перпендикулярного пути электронов. Для этого на лампу помещаем катушку, обтекаемую током, ось которой совпадает с направлением волоска. Тогда пути электронов, при отсутствии тока в намагничивающей катушке расположенные преимущественно радиально, будут искривляться, и величина этого искривления будет зависеть от напряжения магнитного поля. Так как электроны вылетают с нити с различными скоростями, то сначала только медленные электроны настолько подчинятся отклоняющему действию магнитного поля, что кривизна их траектории не позволит им попасть на анод, в то время, как более быстрые электроны все еще достигают его. Но при увеличении напряжения магнитного поля и они в конце концов достигнуть анода не смогут. При применении этого способа опять-таки происходит как-бы изменение расстояния между электродами лампы, причем кажущаяся емкость ее также изменяется.

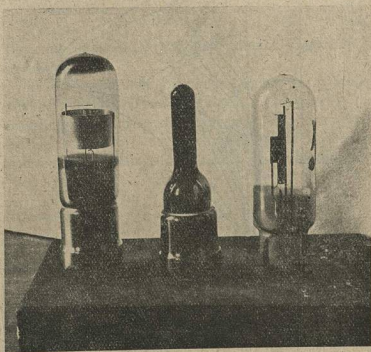
По поручению М. А. Бонч-Бруевича для изучения этих изменений емкости была собрана специальная схема, состоящая из генератора с исследуемой лампой, причем колебательный контур состоял из самоиндукции  $L$  (2,4 мН) и собственной емкости лампы (черт. 1). В такой схеме изучаемое явление должно выразиться особенно ярко. На лампу одевалась катушка, состоящая из немногих оборотов проволоки (500—600), по которой и пропускался ток. Между баллоном лампы и катушкой

помещался металлический экран, соединенный с минусом волоска, для того, чтобы потенциал различных точек катушки не влиял на электронный поток. Длина волны генератора (около 500—600 м) при прохождении тока по катушке менялась. Измерение длины волны производилось помощью постороннего, заранее проградуированного генератора по нулевым биениям. Таким образом получается кривая длины волны, как функции от количества ампер-витков в намагничивающей катушке.

Исследованы были лампы: ДА—3, УА—4, ГБ—4, ГБ—5 (натровая и магнелиевая), ТВ—4 и кроме того специальные лампы (фот. 2) с уменьшенным анодом, с увеличенным анодом и с уменьшенным баллоном. Две последние лампы были сконструированы для того, чтобы можно было целесообразнее воздействовать магнитным полем на внутреннее пространство лампы, с одной стороны приблизив катушку к аноду, с другой—анод к катушке.



Черт. 1.



Фот. 2.

Кривые (черт. 3), полученные в результате этих исследований, имеют приблизительно один и тот-же характер: при намагничении сначала длина волны увеличивается, доходит до некоторого максимума, затем умень-

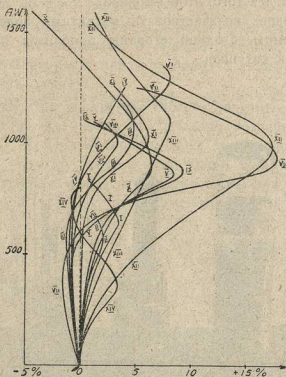


шается, и при известном числе ампер-витков колебания прекращаются. При этом средний анодный ток непрерывно падает.

При повышении анодного напряжения, но при постоянном накале, замечается: 1) длина волны сначала убывает, доходит до минимума, затем только начинает возрастать, доходит до максимума, опять начинает уменьшаться и наконец колебания прекращаются; 2) вся кривая смещается таким образом, что точка максимума удаляется как от оси абсцисс, так и оси ординат.

Увеличение накала при постоянном анодном напряжении заставляет точку максимума приблизиться к оси абсцисс, но удалиться от оси ординат.

Характерные особенности отдельных кривых следующие: мягкие лампы дали очень большую крутизну (черт. 3 кривая VII и XII). Лампа с уменьшенным анодом дала своеобразную кривую, у которой очень сильно развит участок после максимума (кривая X). Лампа с увеличенным анодом дала сжатую по оси ординат кривую (кривая XIV). Тори-



Черт. 3.

1. ДАз;  $V_a = 60$ . II. Уменьш. баллон;  $V_a = 60$ . III. Тоже;  $V_a = 140$ . IV. ДАз жесткая;  $V_n = 3,6$ ;  $V_a = 160$ . V. Тоже;  $V_n = 4,2$ ;  $V_a = 160$ . VI. ДАз мягкая;  $V_n = 3,6$ ;  $V_a = 160$ . VII. Тоже;  $V_n = 4,2$ ;  $V_a = 160$ . VIII. УА;  $V_n = 3,6$ ;  $V_a = 160$ . IX. УА;  $V_n = 4,2$ ;  $V_a = 160$ . X. Уменьшенный анод;  $V_n = 7$ ;  $V_a = 120$ . XI. ГБ натр.;  $V_n = 5$ ;  $V_a = 120$ . XII. Тоже;  $V_n = 5$ ;  $V_a = 180$ . XIII. ГБ магн.;  $V_n = 5$ ;  $V_a = 180$ . XIV. Увелич. анод;  $V_n = 3,5$ ;  $V_a = 180$ .

рованная лампа (ТВ—4) дала очень малое изменение длины волны, а именно, порядка 0,9% в обе стороны.

Было испытано также влияние магнитного поля, продольного

относительно пути электронов с микро-лампой Электро-Треста; влияние это оказалось очень малым: магнитное поле 2000 ампер-витков почти совершенно не изменяло длины волны; тон биений менялся на  $\frac{1}{4}$  тона (при  $\lambda = 500$  метр.).

Процентное изменение длины волны доходило:

|                                        |                 |
|----------------------------------------|-----------------|
| Лампа с уменьшенным баллоном . . . . . | + 3% и — 1,2%   |
| „ Д жесткая . . . . .                  | + 9% и — 1,0    |
| „ Д мягкая . . . . .                   | + 17% и — 1,5   |
| „ У . . . . .                          | + 9,5 и — 0,5   |
| „ с уменьшенным анодом . . . . .       | + 6,5 и — 12    |
| „ ГБ—натровая . . . . .                | + 16 и — нет    |
| „ ГБ—магневая . . . . .                | + 8,5 и — нет   |
| „ с увеличенным анодом . . . . .       | + 3, 25 и — 0,8 |

Из полученных таким образом данных было подсчитано кажущееся изменение емкости каждой лампы. Это изменение оказалось:

|                           |       |
|---------------------------|-------|
| Лампа Д мягкая . . . . .  | 39,5% |
| „ ГБ—натровая . . . . .   | 21,6  |
| „ У . . . . .             | 20    |
| „ с уменьш. анод. . . . . | 10,9  |
| „ ГБ—магневая . . . . .   | 10    |
| „ с уменьш. балл. . . . . | 9,7   |
| „ с увел. анод. . . . .   | 3,7   |
| „ ТВ-4 . . . . .          | 2,2   |

Таким образом наибольшее процентуальное изменение дали натровые мягкие лампы.

Вся эта работа велась в предположении, что магнитное поле оказывает влияние исключительно на кажущуюся емкость лампы, а ее кажущаяся самоиндукция остается неизменной; но, согласно предположения, высказанного М. А. Бонч-Бруевичем, здесь может меняться и кажущаяся самоиндукция лампы. Для выяснения этого вопроса ведется специальное исследование.

Нижегородская Радиолaborатория

имени В. И. Ленина.

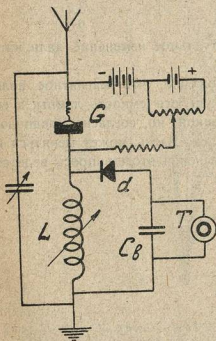
# Трансгенерация<sup>1)</sup>.

О. В. Лосев.

1. Трансформирование частоты помощью выпрямительного устройства без соблюдения кратного соотношения между основной и получаемой частотами (явление трансгенерации).—2. Несколько трансгенераций (томсоновская, емкостная, самоиндукционная).—3. Характеристики; отрицательное последовательное сопротивление и отрицательное сопротивление утечки.—4. Трансгенерация в последовательном томсоновском контуре.—5. Различные генерации.—6. Грид-лик с томсоновским последовательным контуром.—7. Некоторые приемные схемы с трансгенерацией.—8. Трансгенерация, как одна из причин паразитных колебаний; устранение паразитов.

**1. Условия возникновения явления трансгенерации.**—Уже давно, многими констатировалась возможность возникновения паразитной, обычно звуковой частоты в контурах обмоток трансформаторов, телефонов и шунтирующих их блокировочных конденсаторов. Это наблюдалось при работе с весьма различными ламповыми схемами; особенно, с регенеративно-рефлексными в местах перехода от высокой к низкой частоте.

В некоторых из таких случаев (как увидим дальше) не происходит простое генерирование „паразитной“ частоты, а имеет место *трансформирование* высокой частоты в пониженную, при посредстве *выпрямительного* устройства. Также, оказывается, период получающейся (новой) частоты иногда совершенно не удовлетворяет формуле  $2\pi\sqrt{LC}$ . Сначала автор наблюдал явление „трансгенерации“<sup>2)</sup> в схеме регенеративного кристаллинного усилителя<sup>3)</sup> (черт. 1); низкая частота возникала с собственным периодом контура самоиндукции телефона  $T$  и блокировочного конденсатора  $C_b$ ; получалось впечатление, что при некоторой регулировке, галеновый детектор  $d$  генерирует в контуре  $TC_b$ . Однако, когда к катушке  $L$  прикладывался постоянный вольтаж, того-же порядка, как высокочастотный, эффекта не получалось.



Черт. 1.

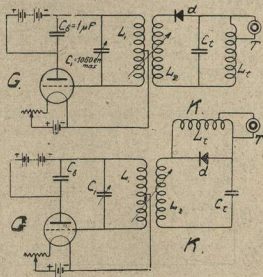
<sup>1)</sup> Заявочн. свидетельство № 7316 от 24 марта 1926. Часть этой работы доложена на 64-ой лабораторной беседе Р. Л. 3 февр. 1926.

<sup>2)</sup> Так будем называть этот процесс.

<sup>3)</sup> См. „Техника Связи“ № 4—5, стр. 56. 1923; „Zeitschrift für Fernmeldetechnik“ № 9, стр. 132; 1925 и № 7, стр. 97; 1926.



Затем автор перешел от кристаллинного к ламповому генератору, причем был уничтожен всякий нарек на гальваническую связь между генератором  $G$  и выпрямительным контуром  $K$  (черт. 2); связь сделана индуктивной посредством катушек  $L_1$  и  $L_2$ <sup>1)</sup>. Трансгенерация одинаково хорошо возникала как по схеме черт. 2, так и черт. 3.



Черт. 2 и 3.

Выяснилось, что для возникновения колебаний трансгенерации в контуре  $L_1, C_1$ : 1) от детектора  $d$  требуется только возможно лучшее выпрямительное действие (он не должен играть роль простого балластного сопротивления), 2) не нужно какого либо определенного напряжения высокой частоты на зажимах катушки  $L_2$ , 3) необходима довольно сильная связь между генератором  $G$  и выпрямительным контуром  $K$ , чтобы выпрямительный контур мог давать достаточно сильную реакцию на генератор  $G$ .

При изменении связи между  $L_1$  и  $L_2$  анодный ток лампы генератора меняется согласно черт. 4 (генератор отрегулирован на повышение анодного тока при увеличении амплитуды его колебаний), выпрямленный ток в цепи выпрямителя—согласно черт. 5<sup>2)</sup>. На участках  $ab$  и  $a_1 b_1$  (которые соответствуют друг другу) как раз и возникает трансгенерация.

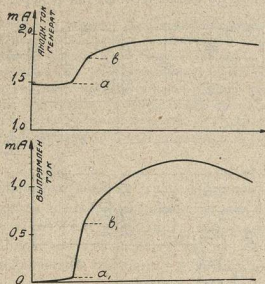
В дальнейшем, для удобства наблюдений, кристаллический детектор  $d$  был заменен ламповым, применялась обычная усилительная

1) Непосредственно заметной связи между катушками  $L_1$  и  $L_2$  не было; во всех наблюдениях катушка  $L_2$  находилась не ближе 1-го, 2-х метров от  $L_1$ ; тогда как  $L_2$  от  $L_1$  помещалась на расстоянии долей сантиметра или нескольких сантиметров. К тому же для тока высокой частоты  $L_1$  представляет громадное индуктивное сопротивление, ибо обладает несравненно большей самоиндукцией, чем  $L_2$ .

2) Гальванометр, с которым наблюдался ход выпрямленного тока, имел сопротивление 10  $\Omega$  и был шунтирован 2-мя микрофарадами, для свободного прохода высокой частоты.

лампа типа У, у которой анод с сеткой были соединены накоротко. В то же время производились параллельные опыты и с кристаллическим детектором.

Длина волны первичного генератора (G) в опытах автора была

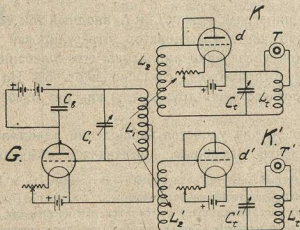


Черт. 4 и 5.

По оси абсцисс отложено расстояние между катушками связи  $L_1$  и  $L_2$ . Связь уменьшается слева направо.

от 720 до 3220 м. Колебания трансгенерации можно было получать от 1-го в несколько секунд до, приблизительно, 10.000 колебаний в сек. (немного выше слышимой частоты), в зависимости от электрических постоянных контура  $L_1 C_1$ .

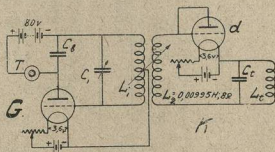
Оказалось возможным также, от одного генератора получать одновременно две трансгенерации в двух различных выпрямительных кон-



Черт. 6.

турах  $K$  и  $K'$  (черт. 6), в каждом с его собственным периодом соотв.  $L_1 C_1$  и  $L'_1 C'_1$ .

2. Несколько трансгенераций (томсоновская, емкостная, самоиндукционная).—Несколько измерений периодов колебаний трансгенерации получились согласными с вычисленными по томсоновской формуле; например, с контуром:  $L_1 = 1,77$  Н (без железа),  $C_1 = 0,3$   $\mu$ F;  $R_1$  (омическое сопротивление в контуре) = 312  $\Omega$ , наблюдаемая  $f$  (частота) = 217,5 пер/сек;  $f_1$  вычисленная  $\frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} = 218$ . Вторая гармоника частоты, слышимой в телефоне, сравнивалась с камертоном, который имел частоту  $f_0 = 435^1$ ). Вследствие реакции выпрямительного контура на генератор, при трансгенерации, телефон звучит, будучи включен и в анодную цепь генератора  $G$ ; в нее он и включался как в данном случае, так и в дальнейших наблюдениях (черт. 7); при этом, нет надобности вносить поправок в параметры контура  $L_1 C_1$ . То, что



Черт. 7.

телефон  $T$  и при таком включении звучит с частотой контура  $L_1 C_1$ , было проверено.

Было замечено, что при определенных условиях период получающейся трансгенерации совершенно не томсоновский, иногда в десятки раз меньше, иногда больше. Также, иногда для возникновения трансгенерации необходимо было ввести в контур  $L_1 C_1$  некоторое определенное омическое сопротивление, эффект которого нельзя заменить просто изменением отношения  $\frac{L_1}{C_1}$ , т.е. изменяя „перечисляемое сопротивление“ на выпрямитель  $d$  параллельного томсоновского контура при резонансе  $R_n = \frac{L_1}{C_1 R_1}$  <sup>2)</sup>. Иногда, от увеличения самоиндукции в контуре  $L_1 C_1$ , период не увеличивался, а уменьшался.

В конце концов оказалось, что вполне устойчивую трансгенерацию можно получить, даже совсем выведя самоиндукцию из контура  $L_1 C_1$ , заменив ее чисто омическим (графитовым) сопротивлением. Период получается тем больший, чем больше  $R_1$  и  $C_1$ . В дальнейшем будем

<sup>1)</sup> Что телефон давал кроме основной частоты именно гармонику, было проверено посредством монохорда, сравненного с камертоном.

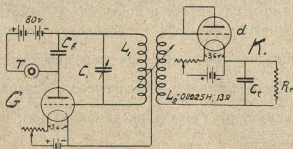
<sup>2)</sup> Möller, „Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen“; В. К. Лебединский, ТИТбп № 10, стр. 453 1921; Г. А. Остроумов, ТИТбп № 38, стр. 474.



называть такую трансгенерацию „емкостной“. Вот несколько измерений частоты<sup>1)</sup> емкостной трансгенерации.

| $R_i$ омы. | $C_i$<br>микроф. | $f$ наблюд.<br>пер. в сек. | Множитель $a$<br>в формуле $f = \frac{1}{aR_i C_i}$ |
|------------|------------------|----------------------------|-----------------------------------------------------|
| 10500      | 0,05             | 435                        | 4,37                                                |
| 10300      | 0,1              | 217,5                      | 4,46                                                |
| 5000       | 0,2              | 217,5                      | 4,58                                                |
| 6000       | 0,1              | 435                        | 3,82                                                |
| 6000       | 0,2              | 217,5                      | 3,85                                                |
| 9700       | 0,05             | 435                        | 4,73                                                |
| 5000       | 0,1              | 435                        | 4,6                                                 |
| 11000      | 0,03             | 435                        | 6,97                                                |
| 30000      | 4,95             | 2                          | 3,36                                                |
| 29000      | 8                | 1                          | 4,28                                                |
| 29000      | 4                | 2                          | 4,28                                                |

При сравнениях с камертоном ( $f_0 = 435$ ), сопротивление  $R_i$  и емкость  $C_i$  подгонялись так, чтобы возникали биения. Телефон  $T$  вклю-



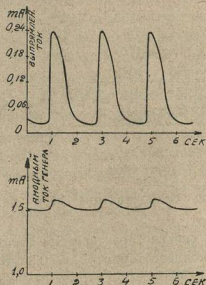
Черт. 8.

чался в анодную цепь генератора (черт. 8); но для проверки он иногда

<sup>1)</sup> Период пропорциональный  $RC$  наблюдался в 1921 году С. Н. Ржевским и Б. А. Введенским в „Прерывистом триодном генераторе“, как период прерываний колебаний высокой частоты грид-ликом. Явление это применяется теперь в супер-регенеративном приемнике Фроми-Флюэлинга. См. С. Н. Ржевский и Б. А. Введенский: ТиТбп № 11, стр. 67, 1921. См. также: Mac Gregor-Morris, Dowty and Privett „Электричество“ № 4, стр. 224, 1923, или А. Г. Белявский, ТиТбп № 32, стр. 468, 1925.

присоединялся и непосредственно к контуру  $R_1 C_1$  через маленькую емкость порядка 10 см.

Форма колебаний емкостной трансгенерации не синусоидальна; на черт. 9 приведена кривая, зарисованная от руки по движению стрелки гальванометра  $mA$  при очень медленных колебаниях. Гальванометр имел сопротивление в 10  $\Omega$  и включался последовательно с  $R_1$ , но за  $C_1$  (как на черт. 11). Время отсчитывалось по хронометру. Кривая черт. 10—зарисовка соответственных колебаний анодного тока генера-



Черт. 9 и 10.

тора  $G$  (он был отрегулирован на повышение анодного тока с увеличением мощности его генерации).

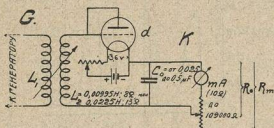
Но и признание возможности емкостной трансгенерации окончательно не объяснило еще нескольких эффектов. Например, в некоторых определенных случаях, период сильно уменьшался с увеличением омического сопротивления в контуре  $L_1 C_1 R_1$ , что как раз противоположно влиянию сопротивления на период емкостной и томсоновской (период томсоновской очень незначительно увеличивается с увеличением  $R_1$ ). Иногда, увеличение емкости уменьшало период.

Возникло предположение о „самоиндукционной“ трансгенерации с периодом пропорциональным  $\frac{L_1}{R_1}$ ; это было высказано также и проф. М. А. Бонч-Бруевичем. Имеющиеся пока у автора измерения частот предполагаемой самоиндукционной трансгенерации не дают окончательного ответа для ее признания.

При всех трансгенерациях период изменяется несколько от 1) изменения величины связи между  $L_1$  и  $L_2$ , обычно, увеличиваясь с увеличением связи, 2) изменения накала выпрямителя  $d$ , 3) включения

омического сопротивления последовательно с контуром  $R, C, L$  и выпрямителем  $d$  и т. д. При томсоновской—эти изменения периода весьма незначительны; они заметны при емкостной и в особенности при самоиндукционной трансгенерации.

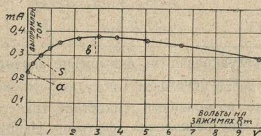
**3. Характеристики; отрицательное последовательное сопротивление и отрицательное сопротивление утечки.**—Кривую изменения тока ( $i$ ) и напряжения ( $E$ ) на сопротивлении  $R_m$  (черт. 11), выпрямленных выпрямителем  $d$ , в зависимости от  $R_m$  мы будем называть характеристикой трансгенерационного устройства. Под сопротивлением  $R_m$  под-



Черт. 11.

разумеается омическое сопротивление всей цепи, присоединенной к выпрямителю  $d$ .

**Метод.** Во время снятия характеристик было переменным только  $R_0$ , зашунтированное конденсатором  $C_0 = 0,5$  до  $0,025 \mu F$ . Падением



Черт. 12.

высокочастотного напряжения на зажимах  $C_0$ , при тех длинах волн, которые давал генератор  $G^1$ , можно пренебречь по сравнению с остальными участками цепи ( $L_2 = 0,00995$ , или же  $0,0225 H$ ) и считать, что с изменением  $R_0$  (от 10 до  $109010 \Omega$ ) сопротивление высокой частоте практически остается неизменным, т. е. оно изменяется только через посредство изменения нагрузки на выпрямитель  $d$ .

Сказанное доказывается почти полной неизменностью выпрямленного тока—он изменялся не больше, чем на 2%, при уменьшении  $C_0$  от 0,5 до  $0,008 \mu F$ , при различных значениях как  $R_0$  (до  $109010 \Omega$ ), так и величины связи между  $L_1$  и  $L_2$  (причина испытания при различной связи—см. черт. 4 и 5).

<sup>1)</sup> Указаны в §-е 1-ом.

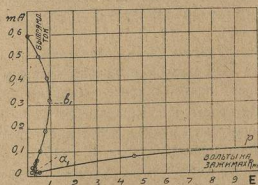


Выпрямленный ток  $i$  отсчитывался по миллиамперметру  $mA$  (черт. 11);  $E$  на зажимах сопротивления  $R_m$  (магазин сопротивлений, омическое сопротивление миллиамперметра в  $10 \Omega^1$ ) и омическое сопротивление катушки  $L_2$ ; последнее было 8 или же  $13 \Omega$ , вычислялось  $E = iR_m$ .

Черт. 12 представляет характеристику при режиме для томсоновской трансгенерации; черт. 13—при режиме для емкостной. Перед снятием каждой характеристики, на место  $R_0$   $C_0$  включался томсоновский ( $L_1 C_1$ ) или емкостной ( $C_1 R_1$ ) контур для нахождения соответствующего режима. Чтобы не могла возникнуть трансгенерация в контуре  $C_0 R_0$  и тем сделать необходимым внесение поправок на нагрузку от трансгенерации, во время снятия характеристики емкостного режима, приходилось уменьшать  $C_0$  до  $0,025 \mu F$  (по сравнению с  $C_1 = 0,5 \mu F$ , при котором режим перед этим был найден). При томсоновском режиме  $C_0 = 0,5 \mu F$ ; трансгенерация не возникала (благодаря отсутствию  $L_1$ ) во время снятия характеристики.

*Отрицательное сопротивление и утечка.* Как видно на отрезке  $ab$  кривой черт. 12, с увеличением сопротивления  $R_m$  ток через  $R_m$  и напряжение на  $R_m$  возрастают; такой эффект может получиться только в том случае, если к сопротивлению  $R_m$  на участке  $ab$  присоединено отрицательное сопротивление *утечки*<sup>2</sup>).

На отрезке  $a_1 b_1$  кривой черт. 13, наоборот, с увеличением  $R_m$  напряжение на зажимах  $R_m$  и ток падают. В этом случае (на участке



Черт. 13.

$a_1 b_1$ ), сопротивление  $R_m$  является присоединенным к отрицательному сопротивлению, которое будем называть „последовательным“. (На отрезке  $a_1 p$  и дальше вправо, действует небольшая отрицательная утечка).

Действительно, если, не изменяя режима, включить вместо  $R_0$   $C_0$

<sup>1</sup>) Магазином сопротивлений служили магазин Гартмана и Брауна № 9640 до 11.111  $\Omega$ , а также графитовое сопротивление, каждый раз промеряемое на меггере, или сопротивление Сименса и Гальске № 1594070 до 99.000  $\Omega$ . Миллиамперметр  $mA$ —Сименса и Гальске № 1748298; он имел омическое сопротивление 10  $\Omega$ .

<sup>2</sup>) Об отрицательном сопротивлении утечки и о последовательном отрицательном сопротивлении см.: 1) F. Kiebitz, Jahrb. d. d. T. u. T., B. 27, H. 6, S. 136, 1926. 2) Г. А. Остроумов ТГТбл № 38, стр. 465. 1926.

контур  $L, C, R$ , то только в диапазоне изменений  $R$ , соответствующем (для выпрямленного тока) участку  $ab$  кривой черт. 12 может возникнуть томсоновская трансгенерация. При этом томсоновский колебательный контур должен быть обязательно „параллельным“ (черт. 7); в этом случае, как известно, перечисленное сопротивление (для колебаний трансгенерации) на выпрямитель  $d$  при резонансе  $R_n = \frac{L}{C R}$ <sup>1)</sup>. Контур:  $C = 0,1 \mu F$ ,  $L = 1,77 H$ ,  $R =$  от 312 до 1612  $\Omega$ , когда его включали, колебался на участке от места  $S$  и ниже, т.-е. на наиболее крутом (черт. 12).

Наблюдения выяснили, что „емкостный контур“ (см. черт. 8) колеблется с отрицательным „последовательным“ сопротивлением. Контур:  $C = 0,5 \mu F$ ,  $R =$  от 3200 до 8900  $\Omega$  мог колебаться почти на всем участке  $a_1 b_1$  (черт. 13).

Очевидно, что для колебаний трансгенерации (в условиях их возникновения) именно выпрямитель  $d$  служит отрицательным сопротивлением или утечкой; опыт показал, что  $d$  будет представлять собой утечку или сопротивление в зависимости от режима контуров высокой частоты: 1) величины связи между  $L_1$  и  $L_2$ , 2) коэфф. трансформации между ними-же, 3) отношения  $\frac{L}{C}$  в генераторе  $G$  и т. д. Это отрица-

тельное сопротивление или утечка „перечисляются“, конечно, из генератора  $G$ , который именно и служит источником энергии для трансгенерации, не участвуя своими элементами в ее колебательном контуре (см. также черт. 4 и 5).

Несколько характеристик было снято также при автотрансформаторной связи между генератором и выпрямительным контуром и при замене выпрямительной лампы  $d$  кристаллическим детектором.

Обычные характеристики отрицательного сопротивления и сопротивления утечки могут быть получены путем определенных преобразований из кривых, приведенных на черт. 12 и 13<sup>2)</sup>.

Самоиндукционная трансгенерация могла получаться при режиме отрицательной утечки.

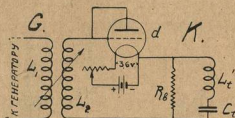
#### 4. Трансгенерация в последовательном томсоновском контуре.—

В последовательном томсоновском контуре, как известно, при резонансе  $R_n = R$ ;  $R_n$  является включенным последовательно с  $C$ . Было испытано, возникнет-ли томсоновская трансгенерация в схеме черт. 14; но при режиме, отрегулированном, как для емкостной трансгенерации

<sup>1)</sup> См. Г. А. Остроумов, ТИТбп № 38, стр. 474.

<sup>2)</sup> На наших кривых, отрицательный наклон (с места  $b$  и дальше вправо.— на черт. 12; выше  $b_1$  на черт. 13) соответствует переходу выпрямителя  $d$  в положительное сопротивление; такой отрицательный наклон, например, получится, если вычерчивать зависимости тока и напряжения на каком-либо омическом сопротивлении, включенном последовательно с другим омическим сопротивлением и источником постоянного напряжения.

(при характеристике отрицательного последовательного сопротивления, — см. черт. 13). Действительно, она возникала исключительно при режиме последовательного отрицательного сопротивления<sup>1)</sup>. Омическое сопротивление  $R_b$  служит для прохождения как высокой частоты, так



Черт. 14.

и постоянного (выпрямленного) тока, т.-е. играет роль аналогичную роли балластного сопротивления в кристаллических и дуговых схемах (хотя в схеме черт. 14 высокая частота идет, главным образом, через собственную емкость катушки  $L'_1$ , которая порядка 100—300 см).

Табличка наблюденных частот:

| $R_b (\Omega)$ | $R_t (\Omega)$ | $L_t (H)$ | $C_t (\mu F)$ | $f$ наблюденная<br>(пер/сек.) | $\frac{1}{2\pi\sqrt{L_t C_t}}$<br>(пер/сек.) |
|----------------|----------------|-----------|---------------|-------------------------------|----------------------------------------------|
| 11000          | 5038           | 35,32     | 0,03          | 145                           | 155                                          |
| 11000          | 892            | 6,63      | 0,02          | 400                           | 437                                          |
| 11000          | 417            | 2,8       | 0,00418       | 1160                          | 1470                                         |
| 11000          | 5038           | 35,32     | 0,00201       | 560                           | 597                                          |

Под  $R_t$  подразумевается омическое сопротивление катушек, входящих в колебательный контур трансгенерации.  $L_t$  — сумма  $L'_1 + L_2$ , ибо  $L_2$  на схеме черт. 14 тоже входит в колебательный контур трансгенерации;  $L_2$  была равна 0,0225 генри. Можно контур  $L'_1 C$  присоединять и к  $d$ , тогда  $L_2$  не будет входить в него.

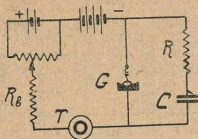
Верхнее число таблички получено путем сравнения 3-ей гармоники телефона с камертоном ( $f_0 = 435$ ); нижние наблюдения — Frequenzmesser'ом Зейбта типа 2, № 130; он был включен в анодную цепь генератора  $G$  параллельно телефону.

Емкостная, самоиндукционная и томсоновская последовательная трансгенерации получались также и при кристаллическом детекторе (галеновый, периконовый) в качестве выпрямителя.

<sup>1)</sup> Ср. Лосев. ТГТбп № 14, стр. 380 и 384. 1922.



**5. Различные генерации.**— „Емкостный“<sup>1)</sup> и, повидимому, „самоиндукционный“ периоды могут появляться не только трансформированными из первичных томсоновских колебаний, как это, например, выше имело место в трансгенерационных схемах. По схеме черт. 15 получалась



Черт. 15.

емкостная генерация с кристадином в контуре  $RC$ , с периодом пропорциональным  $R \cdot C$ . (Генерирующий детектор  $G$  дает *последовательное* отрицательное сопротивление)<sup>2)</sup>.

**6. Грид-лик с последовательным томсоновским контуром.**— Выше было выяснено, что для емкостного периода необходимо отрицательное последовательное сопротивление (не утечка); поэтому явилось предположение, что в условиях грид-лика<sup>3)</sup> сможет колебаться и томсоновский *последовательный* контур. И действительно, когда он был включен к грид-лику  $R_b$  по схеме черт. 16, в нем происходили колебания с периодом близким к  $2\pi \sqrt{L'_g C_g}$ . Пришлось значительно уменьшить сопротивление грид-лика (до  $45.000 \Omega$ ), чтобы дать возможность заметно пройти высокой частоте;  $L'_g$  была  $= 2,78 \text{ Н}$ ;  $C_g =$  от  $0,001$  до  $0,02 \mu\text{Ф}$ ;  $L_1 = 0,00247 \text{ Н}$ , при наблюдениях периодов ею пренебрегалось по сравнению с  $L_g$ . Можно „томсоновский грид-лик“ включать и по схеме черт. 17; тогда самоиндукция половины катушки  $L_1$  не будет входить в его колебательный контур. Хорошо в этом случае шунтировать  $R_b$  маленьким конденсатором  $C_k \sim 200 \text{ см}$  для лучшего прохода высокой частоты к сетке (черт. 17).

Таким образом, разница в действии кристаллического детектора

<sup>1)</sup> См. Mac Gregor-Morris, Dowty and Privett „Электричество“ № 4, стр. 224. 1923, или А. Г. Беляевский, ТиТбп № 32, стр. 468. 1925, где указывается, что неоновая „тлеющая“ лампа может давать периодические разряды через равные промежутки времени пропорциональные  $RC$ . Ср. также с мультивибратором Абрагама и Блока (Radio Reveiw, Vol. 1, № 1, стр. 43 и № 2, стр. 91. 1919; также „Радиотехник“ № 14, стр. 458. 1921), где в системе 2-х ламп, связанных крест на крест через емкости и сопротивления, получается колебательный процесс без наличия самоиндукции. Из характеристик данных М. А. Бонч-Бруевичем в 1918 году для такой системы ламп (ТиТбп № 2, стр. 68; 1918), мы усматриваем, что эта система может дать как раз отрицательное последовательное сопротивление. Неоновая лампа тоже даст, вероятно, устойчивый отрицательный наклон („последовательный“) в своей характеристике, если ее включить через достаточно большое балластное сопротивление.

<sup>2)</sup> О. Лосев, ТиТбп № 14, стр. 380 и 385 1922 и ТиТбп № 18, стр. 45 1923; также, „Zeitschrift für Fernmeldetechnik“ № 7, стр. 97. 1926.

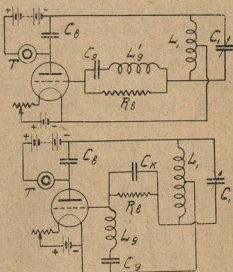
<sup>3)</sup> См. С. Н. Ржевский и Б. А. Введенский, ТиТбп № 11, стр. 67. 1921.

в трансгенерационных схемах и обычного грид-лика несколько стирается (см. §§ 3 и 4).

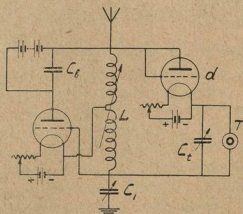
7. Некоторые приемные схемы с трансгенерацией. — По схеме черт. 18 был осуществлен прием сигналов Морзе с использованием явления трансгенерации. Левая часть схемы — обыкновенный регенеративный приемник; правая часть служит для получения трансгенерации с собственным периодом самоиндукции телефона  $T$  и конденсатора  $C_1$ . Лампа  $d$ , анод которой соединен накоротко с сеткой (или кристаллический детектор) служит в качестве выпрямителя.

Схема подрегулирована (посредством переменного конденсатора  $C_1$ ) так, что в такт приходящим сигналам возникают и прекращаются собственные звуковые колебания трансгенерации. Прием получался сильным. Как не трудно видеть, схема эта является вдвойне регенеративной<sup>1)</sup>, ибо в ней отрицательная утечка лампы  $G$  регенерируется контур высокой частоты  $L_1 C_1$ , а отрицательная утечка выпрямителя  $d$  регенерирует контур  $C_1 T$ .

Г. А. Остроумов посоветовал мне использовать колебания транс-



Черт. 16 и 17.



Черт. 18.

генерации в качестве промежуточной частоты, т. е. построить трансгенерационный приемник аналогичный супер-гетеродину.

8. Трансгенерация, как одна из причин паразитных колебаний в различных схемах; устранение паразитов. — Почти все схемы приемников, усилителей, передатчиков содержат в себе элементы необхо-

<sup>1)</sup> Ср. Р. В. Львович, ТнТбп № 23, стр. 66. 1924.

димые для возникновения колебаний трансгенерации. Паразитная трансгенерация часто наблюдается в схемах регенеративно-рефлексных, простых регенеративных; обычно—в контуре телефона (или первичной обмотки трансформатора, если имеется дальнейшее усиление низкой частоты) и блокировочного конденсатора<sup>1)</sup> или, если телефон ничем не заблокирован, его собственной емкости. Особенно удобным моментом для ее возникновения является режим близкий к регенерации, в момент наибольшей чувствительности приемника. Как было упомянуто выше, паразитная трансгенерация возникает и в кристаллиновых схемах.

Методами борьбы являются: 1) шунтирование телефона омическим сопротивлением; 2) включение хотя бы очень большой емкости (несколько микрофард) *последовательно* с телефоном; звуковая частота сигналов через большую емкость пройдет, но трансгенерация, как показал опыт, ни в коем случае не сможет возникнуть<sup>2)</sup>; 3) шунтирование несколько большим конденсатором, чем имеющийся блокировочный. Последнее наименее надежно, ибо, как показала практика, часто (при другой регулировке приемника) взамен режима отрицательной утечки появляется режим отрицательного сопротивления, и тогда с новой силой возникает паразит с собственным периодом сопротивления телефона (или трансформатора) и шунтирующей его емкости.

В заключение считаю необходимым указать на то, что мне во многом была чрезвычайно полезна идея о регенерирующей трехэлектродной лампе, как об отрицательной *утечке*, высказанная Г. А. Остроумовым на 53 Лабораторной беседе Р. Л. 14 октября 1925 года.

Нижегородская Радиолaborатория.

13 августа 1926.

<sup>1)</sup> Ср. Д. Скотт-Tarrart, „Radio News“, Vol. 6, № 8, стр. 1416, 1925, Г. Гартман „Радио всем“ № 6, стр. 9, 1926, где упоминается про паразиты, возникающие в рефлексных схемах; Ф. Лбов, „Самодельный ламповый приемник“, 3-е изд, стр. 46. Б. Л. Максимовых указал мне, что в схемах микрофона может появляться паразитная звуковая частота, которую тоже, повидимому, следует отнести на счёт явления трансгенерации. Также, автор наст. статьи еще в 1922 г. наблюдал появление паразитной звуковой частоты в схеме простого кристаллического (перикон) детекторного приемника, сильно связанного с ламповым гетеродином; тогда не выяснял сущности этого явления.

<sup>2)</sup> Ибо постоянный ток не сможет пройти.



## Сеточные и анодные паразитные колебания в цепях катодных ламп.

*М. А. Бонч-Бруевич, д. ч. РОРИ.*

1. Паразитные колебания высокой и низкой частоты в цепях катодных ламп представляют собою общеизвестное явление. Однако, не существует ни теории, ни систематизированных правил, на основании которых они могли бы быть заведомо избегнуты. Обычно устранение тех паразитов, которые явно проявляют себя, практически достигается изменением монтажа или элементов схемы, а также включением в различных местах схемы дополнительных приспособлений, главным образом, в виде емкостей и сопротивлений.

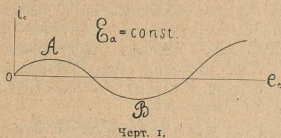
Однако, кроме тех паразитов, присутствие которых явно обнаруживается в силу их устойчивости, существуют также паразиты, появляющиеся спорадически, которые могут быть сильно замаскированы основным режимом схемы. Часто они появляются лишь на короткое время, например, в моменты прохождения сеточного или анодного потенциала через определенные значения. В силу спорадичности, с которой эти паразиты возникают, а также вследствие неустойчивости их периода, обнаружить их каким-либо резонатором обычно бывает невозможно. Они могут быть обнаружены осциллографически или по косвенным признакам, например, по характерному искажению речи в усилителе, плохой отдаче лампы в генераторе и т. п. Эти неустойчивые или спорадические паразиты могут быть низкой, высокой и весьма высокой частоты; действие их на лампу часто бывает не менее разрушительно, чем паразитов устойчивых.

Причинами возникновения паразитных колебаний могут быть, во-первых, различные непредвиденные или плохо учтенные электрические и магнитные связи между элементами схемы. Устранение их сводится к изменению монтажа или к устройству замкнутых экранов из хорошо проводящих металлов. Во-вторых, причиной их могут быть свойства самих катодных ламп. Последнее обстоятельство до сих пор мало привлекало к себе внимания. Настоящая работа имеет целью указать на некоторые свойства катодных ламп, обуславливающие появление паразитов. Несмотря на кажущуюся простоту механизма катодной лампы, в действительности действие ее сильно усложняется различными, так сказать, «вторичными» внутренними взаимодействиями, учесть вполне которые пока еще невозможно. Однако, уже элементарное рассмотрение указываемых ниже свойств дает возможность установить некоторые правила, несоблюдение которых должно обязательно вызвать паразит в явном или скрытом виде. Дальнейшее более глубокое изучение внутреннего механизма катодной лампы является назревшей задачей. Весьма вероятно, что это изучение приведет к таким

выводам, которые повлияют как на устройство питаемых лампой цепей, так и на конструкцию самой лампы.

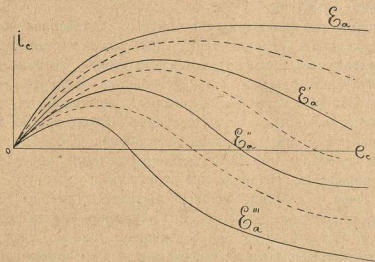
2. Известно, что при высоких потенциалах на аноде катодной лампы ток сетки изменяется в зависимости от ее потенциала по кривой вида, показанного на черт. 1.

Эта кривая от начала координат до некоторой точки  $A$  поднимается вверх, что соответствует все большему поглощению сеткой



электронов, вылетевших с волоска. Однако, сетка не только поглощает электроны, но и сама испускает вторичные электроны, образующиеся от удара первичных электронов о тело сетки. Число вторичных электронов зависит от материала сетки и от ее потенциала. С увеличением последнего оно быстро растет. Некоторая часть образовавшихся вторичных электронов возвращается обратно на сетку, часть их увлекается полем анода. Число увлеченных на анод электронов зависит от распределения поля анода вблизи сетки и от разности потенциалов между анодом и сеткой.

Кривая, черт. 1, показывает своим падением вниз, что число вторичных электронов непрерывно растет в промежутке между  $A$  и  $B$ .



Черт. 2.

Это соответствует увеличению числа выбитых вторичных электронов вследствие увеличивающегося потенциала сетки. От точки  $B$  кривая на-

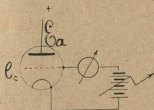
чинает подниматься вверх вследствие ослабления действия поля анода по мере уменьшения величины  $\mathcal{E}_a - e_c$ .

На черт. 2 дано семейство таких характеристик  $i_c = f(e_c)$  при различных величинах  $\mathcal{E}_a$ ; на этом чертеже  $\mathcal{E}_a < \mathcal{E}'_a < \mathcal{E}''_a$ .

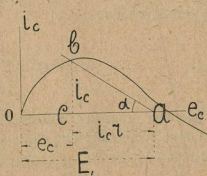
Схема, которой следует пользоваться для снятия этих кривых, показана на черт. 3 и характеризуется тем, что в цепь сетки не введено сопротивления, а изменение потенциала производится батареей. Введем теперь в цепь сетки кроме батареи еще некоторое сопротивление  $r$  и построим кривую  $i_c = F(E)$ , где  $E$  есть напряжение батареи. Очевидно, что потенциал сетки выражается формулой:

$$e_c = E - i_c r. \quad (1)$$

Эта новая кривая может быть получена из прежней (например черт. 1), которую будем называть „исходной кривой“, — графически.



Черт. 3.



Черт. 4.

Для этого, взяв на оси абсцисс какую-либо точку  $a$ , отстоящую от начала координат на величину  $E_1$  (черт. 4), проведем через эту точку прямую под углом  $180^\circ - \alpha$ , причем

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{r}.$$

Ордината точки  $b$  пересечения этой прямой с кривой  $i_c = f(e_c)$  дает величину тока сетки, соответствующего данному напряжению батареи  $E_1$ . Отрезок  $ca = -\frac{i_c}{\operatorname{tg} \alpha}$  дает падение напряжения в сопротивлении  $r$  и отрезок  $oc$  — величину потенциала сетки. Таким путем может быть построена по точкам вся кривая зависимости сеточного тока от напряжения батареи при включенном сопротивлении  $r$ .

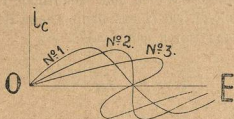
Черт. 5 дает три типичных случая таких кривых. № 1 соответствует случаю, когда сопротивление  $r_1$  относительно невелико, так что



угол  $\alpha$  велик и поэтому для всех точек основной кривой

$$\operatorname{tg}(\pi - \alpha) < \frac{di_c}{de_c}. \quad (2)$$

№ 2 представляет критический случай, когда величина сопротивления  $r_3$  как раз такова, что в некоторой точке прямая  $ab$  делается



Черт. 5.

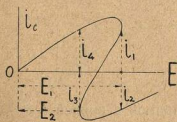
касательной к исходной кривой. Для этой точки (или для ряда точек) имеет место условие

$$\operatorname{tg}(\pi - \alpha) = \frac{di_c}{de_c}. \quad (3)$$

Наконец, кривая № 3 дает случай, когда для некоторых точек кривой при сопротивлении  $r_3$

$$\operatorname{tg}(\pi - \alpha) > \frac{di_c}{de_c}. \quad (4)$$

В этом случае прямая  $ab$  (черт. 4) пересекает исходную кривую более,



Черт. 6.

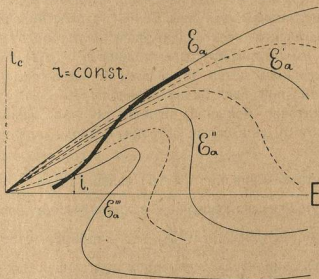
чем в одной точке. Мы будем говорить, что в этом случае сопротивление  $r_3$ , включенное в цепь сетки, больше критического. Очевидно, что при сопротивлении, большем критического, при медленном изменении напряжения  $E$  сеточный ток будет плавно увеличиваться, пока напряжение не достигнет значения  $E_1$  (черт. 6); в этот момент положение сделается неустойчи-

вым и ток скачком изменит свою величину со значения  $i_1$  на  $i_2$ , переменяв при этом направление.

Если теперь уменьшать напряжение  $E$ , то ток постепенно будет изменяться от  $i_2$  до  $i_3$ , соответствующего  $E_2$ . В этот момент положение снова станет неустойчивым и ток, изменив направление скачком, примет величину  $i_4$ .

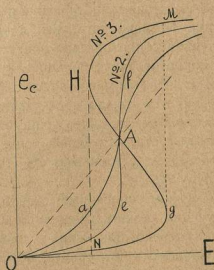
Соответственно черт. 2 можно начертить семейство характеристик  $i_c = F(E)$ , причем каждая отдельная кривая будет соответствовать определенному анодному потенциалу.

Такое семейство кривых дано на черт. 7. Значение жирной кривой, нанесенной на чертеже, будет объяснено в дальнейшем. Подобным же



Черт. 7.

образом не трудно графически получить характеристики, выражающие зависимость сеточного потенциала  $e_c$  от напряжения батареи  $E$ , пользуясь построением, показанным на черт. 4, и трансформируя исходную кривую



Черт. 8.

$i_c = f(e_c)$  при  $E_a = \text{const.}$  Три типичных случая, соответствующих ранее разобранному случаю для  $r_1 > r_2 > r_3$ , где  $r_2$  — критическое сопротивление, даны на черт. 8. Прямая  $OA$  составляет с осью абсцисс угол  $45^\circ$

и является геометрическим местом точек, для которых  $e_c = E$ . Для всех точек, лежащих ниже этой прямой, очевидно  $e_c < E$  и наоборот для точек, лежащих над этой линией,  $e_c > E$ .

Точка, в которой  $e_c = E$ , соответствует прохождению сеточного тока через нуль. Очевидно, что в этот момент в статическом режиме сопротивление не играет никакой роли. При динамическом режиме, когда, кроме постоянной величины  $E$ , в цепи действует еще некоторая переменная слагающая электродвижущей силы, роль сопротивления сказывается в изменении крутизны кривой  $e_c = \varphi(E)$ , благодаря чему амплитуда потенциала сетки отличается от амплитуды действующей в ее цепи переменной эдс. Будем предполагать пока, что переменная эдс имеет достаточно большой период, так что можно пренебречь емкостным током в цепи сетки; потенциал анода попрежнему примем постоянным.

Когда крутизна кривой  $e_c = \varphi(E)$  равна  $45^\circ$ , то  $\frac{de_c}{dE} = 1$  и, следовательно, включенное сопротивление в динамическом режиме не играет роли. В тех районах кривой, где  $\frac{de_c}{dE} < 1$  (например, участок  $oa$  кривой № 1), очевидно, амплитуда переменной слагающей потенциала сетки меньше амплитуды действующей в ее цепи переменной эдс. Сопротивление играет роль тормоза.

Для участков, где  $\frac{de_c}{dE} > 1$ , наоборот, амплитуда напряжения на сетке больше, чем амплитуда действующей в цепи эдс, и таким образом *цепь сетки, благодаря включенному сопротивлению, становится усилителем*. Это усилительное действие сопротивления приближается к бесконечно большой величине по мере того, как данный участок кривой приближается с увеличением сопротивления к вертикальному (участок  $ef$  кривой № 2). При сопротивлениях больших критического (кривая № 3) функция  $e_c = \varphi(E)$  становится многозначной. Рассматривая кривую № 3, черт. 8, нетрудно видеть, что, по мере увеличения  $E$ , положение остается устойчивым на участке  $Og$ ; далее происходит скачек сеточного потенциала до величины, соответствующей точке  $M$ ; при обратном движении положение остается устойчивым до точки  $H$ , после чего происходит скачек в точку  $N$ .

При статическом режиме описанные скачки потенциала сетки приводят к соответствующим резким изменениям или „заскокам“ анодного тока. Ниже будет выяснено, при каких условиях включение в цепь сетки сопротивления, большего критического, обуславливает появление в цепи сетки паразитного колебания. Здесь же отметим, что при генерировании колебаний с большой и немодулируемой амплитудой явление заскока может сильно повысить отдачу лампового генератора, придавая кривой тока в лампе коробчатую форму.

В случае усиления уже модулируемых колебаний, а также в случае



усиления низкой частоты с изменяющейся амплитудой, явление заскока может само по себе независимо от паразитных колебаний явиться причиной искажений, так как усилительные свойства ламп при некоторой амплитуде изменяются резким скачком.

Включение сопротивлений, несколько меньших критического, наоборот, не вызывая искажений, может сильно повысить усилительные свойства лампы. Обозначая критическую величину сопротивления через  $R$ , а включенное сопротивление через  $r$ , напомним условие устойчивости для статического или медленно изменяющегося режима:

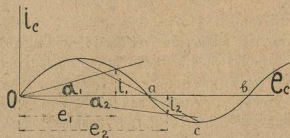
$$R > r. \quad (5)$$

3. Нить и сетка лампы могут рассматриваться, как конденсатор, внутри которого существует некоторая утечка.

Имея кривую сеточного тока, снятую при отсутствии сопротивления, легко графически определить эту утечку.

При этом следует различать два случая: первый—когда ее сопротивление определяется для постоянного напряжения  $e_c$ , и второй—когда оно определяется для некоторой переменной слагающей, причем величина  $e_c$  является средним арифметическим значением начального потенциала плюс переменного напряжения.

В первом случае сопротивление утечки будет  $g = \frac{e_c}{i_c}$ . Графически (черт. 9) он определится, как  $\frac{1}{\tan \alpha}$ , где  $\alpha$  есть угол, составленный осью абсцисс с прямой, соединяющей начало координат с точкой кривой, имеющей абсциссой данную величину потенциала сетки. Легко видеть на черт. 9, что эта утечка для постоянного тока может быть как положительной, так и отрицательной. В первом случае батарея, включенная



Черт. 9.

в цепь сетки, *расходуется*, во втором—она *заряжается*. Сопротивление утечки для переменного тока бесконечно малой амплитуды будет:

$g' = \frac{de_c}{di_c}$ . Оно положительно на участке  $OA$  (черт. 1). У точки  $A$  оно проходит через значение  $g' = \infty$ . В этот момент конденсатор не имеет утечки для переменного тока бесконечно-малой амплитуды. Далее  $g'$  делается

отрицательным и достигает своего минимума в точке, где  $-g' = R$ ; здесь  $R$  критическое сопротивление. В точке  $B$   $g'$  снова  $= \infty$  и далее имеет положительную величину.

В случае переменного тока не бесконечно-малой амплитуды величина  $g'$  изменяется в течение периода и поэтому можно говорить лишь о средних величинах, которые приближенно можно определить, как

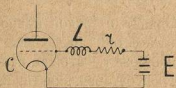
$$g' = \frac{e'_c - e''_c}{i'_c - i''_c}, \quad (6)$$

где  $e'_c$  и  $e''_c$  суть крайние значения потенциала сетки, а  $i'_c$  и  $i''_c$  соответственные крайние значения тока сетки<sup>1)</sup>.

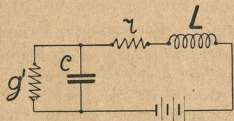
Таким образом, цепь сетки является конденсатором с утечкой, могущей иметь, при определенных потенциалах сетки, отрицательные значения.

Минимальное значение сопротивления отрицательной утечки (равное критическому сопротивлению) определяет максимальное действие этой утечки, как генератора.

Введем в цепь сетки, кроме электродвижущей силы  $E$  и сопротивления  $r$ , еще и самоиндукцию  $L$  (черт. 10). Тогда, имея ввиду, что сетка и волосок являются емкостью  $C$ , получим контур, в пучности



Черт. 10.



Черт. 11.

напряжения которого включена утечка  $g'$ , могущая быть как положительной, так и отрицательной (черт. 11), в зависимости от величины  $r$ .

Перечисляя сопротивление  $r$  на пучность напряжения, найдем эквивалентную утечку  $\rho$ , которая заменит своим действием  $r$  в колебательном режиме. В контуре  $L$ ,  $C$ ,  $r$ ,  $g'$  появляются незатухающие колебания, если  $\rho > g'$ , т.е.

$$g' < \frac{L}{Cr}. \quad (7)$$

<sup>1)</sup> При синусоидальной электродвижущей силе изменяющийся характер сопротивления вызовет появление гармоник. Слагающая основного тона определится сопротивлением  $g'$ , вычисленным по формуле (6).

Это будет „сеточный паразит“, появление которого обусловливается наличием в цепи сетки самоиндукции

$$L > g^1 r C. \quad (8)$$

При неизменных величинах  $g^1$  и  $C$  величина  $L$ , которая может быть включена в цепь сетки при постоянном анодном потенциале, определяется максимальной величиной  $r$ , которая ограничена выведенным ранее условием (5), гарантирующим схему от заскоков ( $r < R$ ).

Поэтому для максимального значения  $g^1 = R$  и для максимального значения  $r = R$  имеем следующее условие, предохраняющее от возникновения паразитов

$$\sqrt{\frac{L}{C}} \leq R. \quad (9)$$

Заметим, что для того, чтобы вызвать сеточный паразит, кроме включения  $L$  желательно включить параллельно аноду и волоску конденсатор с малой самоиндукцией соединительных проводов, чем обусловливается постоянство напряжения на аноде. При лампах, обладающих малой величиной критического сопротивления, колебания могут происходить даже при коротком соединении зажимов волоска и сетки, так как условие (9) оказывается невыполненным. Таким образом, схема, состоящая из колебательного контура в цепи сетки, при заблокированной конденсатором анодной цепи является простейшим видом лампового генератора. Такого рода генератор может служить для получения весьма коротких волн. Его можно назвать „сеточным генератором“.

4. До сих пор мы предполагали, что при изменении потенциала сетки потенциал анода остается неизменным.

При статическом режиме или при очень медленных изменениях потенциала сетки изменение потенциала анода происходит за счет падения напряжения в анодном сопротивлении. В динамическом режиме к этому добавляется реактивная эдс последовательно включенных самоиндукций и емкостей в цепи анода.

Влияние сопротивления в цепи анода сводится к понижению потенциала анода при возрастании потенциала сетки. Известными способами<sup>1)</sup> из основных анодных характеристик нетрудно графически получить зависимость  $\mathcal{E}_a = \Theta(e_c)$  при данном (полном) анодном напряжении и данной величине анодного сопротивления. Пусть кривая черт. 12 выражает эту зависимость для некоторого случая.

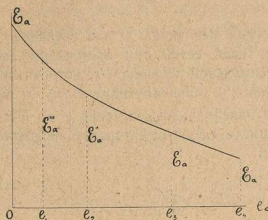
На основании кривых черт. 2 можно построить указанным уже

<sup>1)</sup> См. наприм. М. А. Бонч-Бруевич: „Основания технического расчета пустотных катодных реле малой мощности“. „Радиотехник“, № 7, стр. 230. 1919.



способом семейство кривых  $e_c = \varphi(E)$ , причем каждая из этих кривых будет соответствовать определенному потенциалу анода (черт. 13).

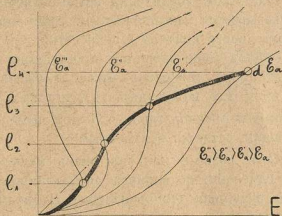
Задаваясь теперь различными значениями потенциала сетки  $e_c$ ,



Черт. 12.

определим по графику черт. 12 соответствующие им потенциалы анода. Далее, находим по графику черт. 13 значение  $E$ , которое соответствует данным потенциалам как анода, так и сетки.

При этом, по мере повышения потенциала сетки, потенциал анода



Черт. 13.

понижается и величина  $E$  отыскивается сначала по кривой  $E_a'''$ , затем по кривой  $E_a''$  и т. д. (черт. 13).

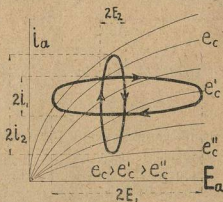
Получаемая при этом кривая нанесена на черт. 13 жирно. Она делается все более пологой по мере увеличения сопротивления в аноде. Это показывает, что усилительные свойства цепи сетки уменьшаются с увеличением анодного сопротивления. Очевидно также, что введение достаточного сопротивления в анод уничтожает заскок потенциала сетки. Кривая черт. 13 дает кроме того связь между напряжением  $E$  и анодным потенциалом  $E_a$ .

Зная эту связь, можно аналогичным путем построить кривую  $i_c = F_1(E)$  при наличии сопротивления в цепи анода.

Эта кривая нанесена жирно на черт. 7. Не трудно убедиться, что введением сопротивления в анод можно произвольно увеличить критическое сеточное сопротивление и даже вовсе лишить цепь сетки отрицательного сопротивления.

Таким образом, последовательное введение сопротивления в анод является надежным средством для уничтожения отрицательного сопротивления в цепи сетки, однако практически не всегда возможно им пользоваться из-за вносимых при этом потерь. В качестве примера, когда такое сопротивление может быть рационально использовано, можно привести схему усилителя комбинированного типа, имеющего в анодах сопротивление, а в сетках реактивные катушки.

Очевидно также, что при работе лампы на любую ваттную нагрузку цепь сетки в большей или меньшей степени теряет свои свойства отрицательного сопротивления и требует затраты большей мощности на возбуждение лампы. Эти невыгодные условия в сетке существуют при работе лампы на настроенный колебательный контур, в котором всегда емкостное и индукционное сопротивления взаимно уравновешены для рабочего периода и не уравновешены для всех посторонних периодов. Поэтому лампа оказывается наименее восприимчивой именно к тому периоду, на который настроен потребляющий контур.



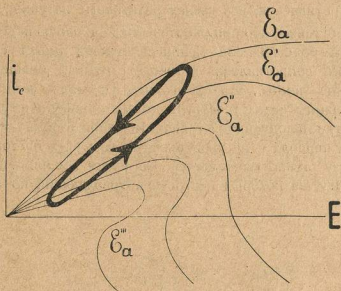
Черт. 14.

5. При наличии в цепи анода только индукционного сопротивления, фаза переменной слагающей анодного тока на  $90^\circ$  отстает от фазы переменной эдс самоиндукции, которая уравнивается переменной слагающей потенциала анода. Другими словами, фаза анодного напряжения отстает от фазы анодного тока на  $90^\circ$ . Мгновенные значения потенциала анода, потенциала сетки и силы анодного тока связаны между собою определенной для данной лампы зависимостью, которая дается семейством анодных характеристик  $i_a = \psi(E_a)$  при  $e_c = \text{const}$ , приведенных на черт. 14.

При наличии сдвига фазы между переменными составляющими

$E_a$  и  $i_a$  кривая, выражающая динамическую зависимость между обеими величинами, примет эллипсообразную форму, причем полуоси эллипса будут соответственно представлять собою амплитуды переменных слагающих. Если самоиндукция очень мала, то и амплитуда напряжения мала, по сравнению с амплитудой тока; большая полуось эллипса располагается вертикально. Обратно, при большой самоиндукции—ток мал, а напряжение велико и поэтому большая полуось располагается горизонтально.

Имея такого рода динамическую кривую, нанесенную на семейство анодных характеристик, можно для любого значения  $i_a$  или  $E_a$  найти соответствующее значение  $e_c$  и путем простого построения найти сдвиг фаз между переменными потенциалами сетки и анода. Легко видеть,



Черт. 15.

что в случае весьма малой самоиндукции (большая ось эллипса вертикальна) фаза сетки опережает фазу анода в предельном случае на  $90^\circ$ . При весьма же большой самоиндукции этот сдвиг приближается к  $180^\circ$ , т.е. к той величине, которая имеет место при чисто омическом сопротивлении в цепи анода.

Таким образом введение в цепь анода большой самоиндукции влияет на возникновение сеточного паразита, как и введение в анод омического сопротивления.

Кривая  $i_c = F_2(E)$  для этого случая представлена на черт. 15. Она отличается от кривой черт. 7 тем, что имеет эллипсообразную форму вследствие того, что сдвиг фазы между анодом и сеткой не равен в точности  $180^\circ$ .

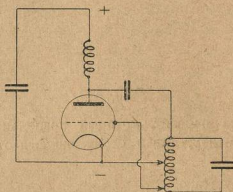
Кривая показывает, что введением самоиндукции в цепь анода можно парализовать отрицательную утечку в цепи сетки. Это и подтверждается на опыте.



Те же рассуждения в отношении большого емкостного сопротивления, введенного в анод, приводят к аналогичному выводу с той только разницей, что фаза сетки запаздывает относительно фазы анода. Кривая  $i_c = F_1(E)$  отличается в этом случае от кривой черт. 15 направлением стрелок на эллипсе, так что верхняя половина эллипса дает значение  $i_c$  при уменьшающемся  $E$ , а нижняя—при увеличивающемся.

6. Рассмотренные выше случаи относились к „сеточному паразиту“, который может быть назван таким образом, так как причина его появления лежит в самой цепи сетки и период его определяется сеточными контурами. Он характеризуется:

а) чрезвычайно большой переменной слагающей сеточного тока и напряжения;



Черт. 16.

- б) большим анодным током;
- в) малой постоянной слагающей сеточного тока; часто эта слагающая имеет обратный знак;
- г) малой амплитудой анодного напряжения.

Разрушительные действия его касаются главным образом цепи сетки.

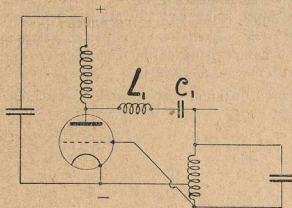
При спорадическом появлении он характеризуется малым возрастанием или даже падением тока в контуре нагрузки (напр. в антенне) при повышении напряжения на аноде.

Среди благоприятных условий для возникновения этого паразита было указано шунтирование цепи анода конденсатором.

Между тем в обычных схемах конденсатор контура в аноде непосредственно или через конденсатор передачи блокирует цепь анода (черт. 16). При этих условиях не всегда возможно действительно освободиться от сеточного паразита, особенно, если лампа имеет отдельный возбудитель.

В этом случае дает хорошие результаты испытанная автором схема, показанная на черт. 17, в которой связь между нагрузочным контуром и анодом лампы происходит через фильтр  $L_1 C_1$ , настроенный на рабочую волну.

Дроссель  $L_1$  играет указанную выше роль, уничтожая отрицательное сопротивление в сетке для коротких периодов. Величина его должна соответствовать данным схемы. Не следует брать его более необходимой, определенной экспериментом величины, во избежание появления другого паразита, который появляется в цепи анода при известном соотношении параметров схемы.



Черт. 17.

7. Этот второй паразит, который правильно назвать анодным паразитом, дает картину, резко отличающуюся от картины сеточного паразита.

Он характеризуется:

- а) большим напряжением на аноде при малом анодном токе,
- б) малой амплитудой потенциала и тока в сетке,
- в) периодом близким к периоду, определенному самоиндукцией анодного дросселя и емкостью анода лампы (если нет других параллельных конденсаторов),
- г) разрушительным действием, распространяющимся на анодную цепь и обусловливающимся перенапряжением.

Обстоятельствами, способствующими появлению этого паразита, являются:

- а) наличие самоиндукции в цепи сетки,
- б) наличие относительно большой самоиндукции в цепи анода.

С увеличением этой последней при неизменной самоиндукции в сетке амплитуда его растет до некоторого максимума, после которого он прекращается. Для этого, чтобы вызвать его снова, не уменьшая анодной самоиндукции, можно увеличить сеточную самоиндукцию.

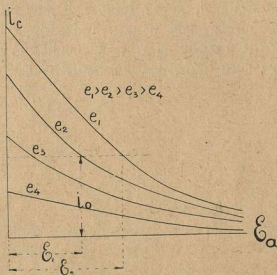
Он может быть уничтожен или ослаблен:

- а) включением очень большой емкости между нитью и сеткой,
- б) увеличением анодного дросселя сверх той величины, которая является благоприятной, или, наоборот, уменьшением этого дросселя до величины, при которой паразит не возникает,
- в) включением конденсатора между анодом и нитью.

Так как при работе высокой частотой период этого паразита обычно только в несколько раз отличается от рабочего периода, он практически исчезает во время работы на урегулированной схеме. Что касается причины его возникновения, то не подлежит сомнению, что он порождается лампой, как отрицательной утечкой в конденсаторе, так как на аноде имеет место пучность напряжения.

Период этого паразита определяется данными анодной цепи, поэтому возникновение его нельзя приписывать отрицательному сопротивлению цепи сетки, а следует искать таких внутри-ламповых связей между элементами лампы, которые объяснили бы появление в цепи анода отрицательного сопротивления.

Что касается емкостной связи внутри лампы между анодом и сеткой, то она может играть некоторую роль при очень коротких



Черт. 18.

волнах; однако, для более длинных волн значение ее падает и опыт показывает, что возможно ослабление ее в сотни раз путем включения большого конденсатора между сеткой и нитью, причем режим паразита может почти не измениться. Однако, существует еще связь между анодом и сеткой, которая до сих пор упускалась из вида и которая, между тем, имеет большое значение. Это—связь через катодный поток. Если сетка имеет неизменный потенциал, а анодное напряжение изменяется, то это вызывает изменение тока сетки. Таким образом может быть получена характеристика  $i_c = \varphi(E_a)$  при  $e_c = \text{const.}$

Семейство таких характеристик дано на черт. 18.

Пусть напряжение на аноде было  $E_1$  и потенциал сетки  $e_2$ , тогда в цепи сетки протекал ток  $i_0$ . Положим, что потенциал анода внезапно изменился и принял значение  $E_2$ . Если в цепи сетки есть самоиндукция, то она будет стремиться поддержать прежнюю величину  $i_0$  сеточного



тока, вследствие чего потенциал сетки изменится в сторону  $e_1$ , т.е. в ту же сторону, что и потенциал анода. Эти изменения потенциала сетки будут особенно сильны в том случае, когда дело будет происходить при потенциале сетки близком к нулю и при больших анодных потенциалах, так как в этом случае кривые  $i_c = f(\mathcal{E}_a)$  наиболее пологи.

При появлении в цепи анода периодической эдс ток сетки подвергается периодическому изменению. Нетрудно убедиться, что благодаря наличию самоиндукции в цепи сетки, фаза потенциала последней будет опережать фазу анода, независимо от устройства анодной цепи.

С другой стороны мы видели, что, при наличии в цепи анода весьма малого индуктивного сопротивления, в лампе устанавливается режим, при котором фаза сетки опережает фазу анода на угол, близкий к  $90^\circ$ . Это условие может быть выполнено для периодов несколько более коротких, чем собственный период анодного дросселя с присоединенной к нему лампой, когда омические потери компенсируются отрицательным сопротивлением лампы. Таким образом возможно расхождение фазы анода и сетки на угол, больший  $90^\circ$ , что и дает лампе свойства отрицательного сопротивления для данного периода.

Н.-Новгород.

Радиолaborатория.

## Этюды лампового приема.

Г. А. Остроумов.

### Этюд II. Катодная лампа, как отрицательное сопротивление.

СОДЕРЖАНИЕ: Введение.—1. Падающая характеристика катодной лампы в колебательных контурах. „Динамическая характеристика“.—2. Катодная лампа, как сложный источник электрической энергии.—3. Раздвоение динамической характеристики.—4. Нормальная схема. Нормальная динамическая характеристика.—5. Физическая картина генерации колебаний. Потоки электрической энергии. Рациональная схема генератора.—6. Экспериментальные доказательства отрицательного сопротивления анода—сетки катодной лампы. Лехерова система и кварцевый кристалл, как контуры лампового генератора.—7. Наклон динамической характеристики, как мера отрицательного сопротивления лампы. Его численное значение для усилительной лампы.—8. Устанавливающийся режим в ламповом генераторе.—9. „Эффективная динамическая характеристика“.—10. Амплитуда колебаний в ламповом генераторе. Лампа, как устойчивый генератор в параллельном контуре, и дуга, как таковой же в последовательном контуре. Мощность, отдаваемая лампой.—11. Экспериментальное снятие эффективных динамических характеристик.—12. Учет сеточного тока.—Заключение.

Теории действия ламповых генераторов многочисленны, но за сложностью имеют небольшое применение. Постоянная и разнообразная работа с катодными генераторами и регенераторами настойчиво требует весьма простого и достаточно точного представления о поведении лампы в контурах, трафаретно применимого во всех случаях практики. Подробно излагаемый ниже взгляд, выработавшийся в процессе работ в Нижегородской Радиолaborатории за 1925—26 гг., удовлетворяет этому требованию. Он сводит действие лампы в обычных схемах к действию некоторого отрицательного сопротивления, которое по форме своей характеристики („эффективная динамическая характеристика лампы“) таково, что может возбуждать колебательный контур, являясь (отрицательной) утечкой его конденсатора.

1. Как известно, в ламповом генераторе активным контуром является контур анода, в то время как сеточный контур имеет лишь управляющее значение.

Представим себе совокупность анодных характеристик достаточно жесткой лампы—характеристик активной части контура генератора<sup>1)</sup>. Опыт показывает—и в этом заключается эмпирическое основание изложенного далее умозрительного материала—, что эта совокупность кривых имеет вид, подобный черт. 11<sup>2)</sup>.

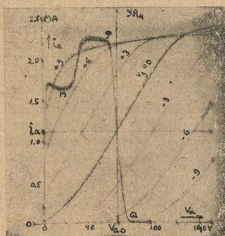
<sup>1)</sup> Об анодных характеристиках сравн. Тип. № 26, стр. 425, 1924. IV С'езд русских физиков (Сообщ. о научно-техн. работах в Респ. вып. XIV) стр. 16, 1924. E. Green. *Experimental Wireless*, v. III, № 34 (July 1926), p. 402; № 35 (August 1926), p. 469.

<sup>2)</sup> Снято характерографом НРЛ, как и черт. 34 на стр. 484.

Каждая из  $x$ -ик семейства соответствует определенному сеточному вольтажу  $V_g$ .

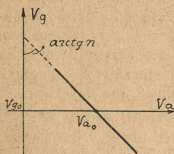
При определенном постоянном анодном напряжении  $V_{a0}$  и определенном сеточном смещении  $V_{g0}$  точка, характеризующая поведение лампы в состоянии покоя (отсутствие колебаний), вполне определена и будет иметь координаты  $V_{a0}, i_{a0}$ .

Схемы наших генераторов составляются таким образом, что фаза переменного вольтажа на сетке почти противоположна фазе переменного



Черт. 11.

анодного вольтажа. Допустим на первый раз, что между анодной и сеточной частью контура коэффициент связи столь близок к 1, что обе эти фазы действительно противоположны. Тогда при колебаниях, при уклонении от состояния покоя, точка, характеризующая мгновенное поведение лампы, будет скользить вдоль некоторой линии, новые координаты которой  $V_a$  и  $V_g$  (черт. 12) будут подчинены условию



Черт. 12.

$$V_a = V_{a0} - n(V_g - V_{g0}),$$

где  $n$  коэф. трансформации с анода на сетку.

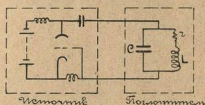
В наших прежних координатах  $V_a, i_a$  эта кривая, отмеченная буквами  $MPQ$ , будет иметь смысл динамической характеристики. Мы видим, что она имеет „падающий“ участок  $PQ$ , удовлетворяющий условию  $\left(\frac{dV_a}{di_a}\right)_d < 0$  и являющийся причиной генерирования колебаний (см. пред. этюд, ТИТбп № 37, стр. 346).

Итак, анализируя (посредством построения анодных характеристик) поведение лампы в существующих схемах генераторов, мы приходим к заключению, что причиной генерации колебаний с периодом приключенного контура является наличие в результирующей („динамической“)

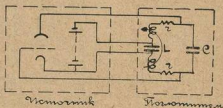


анодной  $x$ -ке падающего участка, подобно тому, как аналогичное явление имеет место при вольтовой дуге (п. 6 первого этюда). Детализации этого утверждения посвящаются остальные параграфы этой главы.

2. Применительно к установленным выше понятиям (п. 5 первого этюда), мы можем в генераторных контурах считать лампу вместе с ее питанием новым источником эл. энергии, который обладает отрицательным сопротивлением и питает теперь тот или иной контур. На черт. 13 изображен принципиально более простой пример подобного деления, на черт. 14 более сложный (сравн. этюд I, черт. 4 и 9). Зато



Черт. 13.



Черт. 14.

практически первый гораздо капризнее второго вследствие наличия сеточного и анодного дросселей; последние должны быть мыслимы, как соотв. сеточная и анодная части контура  $LC$ , и в этом смысле деление черт. 13 не строго.

Сравнивая эти чертежи с черт. 9 (этюд I) для вольтовой дуги, мы усматриваем следующую важную разницу. Вольтова дуга питает контур, будучи включена в него последовательно; она является в контуре „последовательным отрицательным сопротивлением“. Лампа питает контур, будучи присоединена к нему параллельно; она является „параллельным отрицательным сопротивлением“ или „отрицательной утечкой“. Это различие принципиальное, оно обусловлено формой характеристик и требует особого разъяснения (см. ниже п. 10).

3. Если связь на сетку не велика и фазы сеточного и анодного voltaжа не точно противоположны, то нетрудно усмотреть, что эта одна динамическая характеристика раздвоится: путь „туда“ не будет совпадать с путем „обратно“ (см. черт. 15 и 16, являющиеся вариациями черт. 11 и 12). Строя векторные диаграммы сеточного и анодного контуров, нетрудно усмотреть, что точка, характеризующая мгновенное состояние лампы, будет обегать получившуюся петлю либо по часовой стрелке, либо против, смотря по тому, который контур выше настроен, анодный или сеточный.

Размер участка кривой, описываемого точкой при колебаниях, зависит от нагрузки контура и выяснение его есть одна из основных задач исследования (см. л. 10).

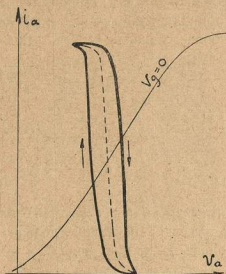
4. Обычно по соображениям конструктивного или эксплуатационного характера (например, добиваясь плавного нарастания амплитуды при начале колебаний, либо искажений резонансной кривой<sup>1)</sup>), допускают

<sup>1)</sup> Ср. E. Bennet a. L. Peeters, J. A. E. E. March 1922; реф. ТГТбп № 27, стр. 543.

петлю на динамической характеристике, настраивая сеточную и анодную части контуров на разные волны и уменьшая коэффициент связи между ними.

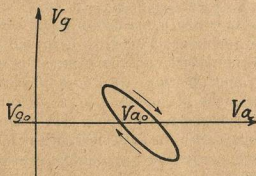
Иногда же приходится считаться с соображениями, которые заставляют избегать этой петли. Эти соображения двоякого характера.

С одной стороны, связанность контуров сетки и анода неминуемо



Черт. 15.

влечет за собой двуволдность генератора, как целого, и в тех случаях, когда период одного из контуров не может быть произвольно повышен над желаемым периодом генератора без проигрыша мощности, вследствие сеточной или анодной емкости, эта двуволдность значительно затрудняет настройку. С ней особенно приходится считаться при корот-



Черт. 16.

ких волнах, где емкости лампы и катушек зачастую суть единственные или главные емкости контуров, а коэффициент затухания их невелик. Тогда приходится всячески избегать всех лишних контуров, нагружающих лампу и искажающих (как связанные) колебания главного контура.

С другой стороны, при сдвиге фаз между напряжениями сетки и анода, отличающемся от  $180^\circ$ , максимальному или минимальному сеточ-

ному вольтажу соответствует не оптимальное обратное значение анодного вольтажа, являющегося суммой анодного напряжения и рабочей реакции контура; оптимальным в смысле отдаваемой мощности сдвигом фаз будет несомненно, так сказать, „резонанс“ между нагрузкой и генератором, соотв. контуром и лампой. Этот „резонанс“ требует точно  $180^\circ$  сдвига по фазе анодного вольтажа относительно анодного тока, а потому и относительно сеточного вольтажа. Следствием сдвига именно в  $180^\circ$  будет слияние обеих ветвей динамической петли в одну, так что д. х-а будет иметь вид, представленный на черт. 11.

Повидимому избежать одновременно и петли на д. х-е, и двувольности генератора можно только путем сокращения числа всех колебательных контуров до одного, что приводит нас к трехточечной схеме генератора (см. выше, черт. 14)—при том, если связь между анодной и сеточной его частями весьма велика. Несоблюдение этого чрезвычайно важного условия соответствует тому, что мы имеем дело не с контуром, содержащим сосредоточенные элементы, а с системой распределенных величин, наиболее ярким представителем которых является лехерова система с присущими ей обертонами.

Устранить петлю характеристики в трехточечной схеме можно, разрезая (блокировочным конденсатором с присоединением к накалу) самоиндукцию контура в такой точке, где потенциал непрерывно имеет то же значение, что и потенциал нити накала: только тогда на нить не пойдет емкостный ток того или другого знака, вообще меняющий значения и фазы переменных вольтажей между нитью, анодом и сеткой. Правильный выбор этой точки тем более важен, чем меньше емкость конденсатора  $C$  (черт. 14) сравнительно с внутренними емкостями лампы (коротк. волны), и теряет всякое значение при весьма больших  $C$  (длинные волны) и весьма сильных связях между анодом и сеткой.

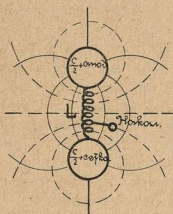
Будем называть схему с правильно выбранной точкой присоединения накала „нормальной схемой“, соответствующую нераздвоенную д. х-ку—„нормальной х-кой“.

Коэффициент трансформации на сетку, вообще произвольный, приобретает в нормальной схеме совершенно определенное значение, не зависящее от емкости  $C$  (поскольку электрическое поле конденсатора  $C$  не распространяется внутрь лампы, а самоиндукция ведущих к нему проводов исчезает сравнительно с самоиндукцией контура). Этот коэффициент трансформации обусловлен отношением рабочих емкостей сетка-нить и анод-нить и потому является для данной лампы более или менее универсальным. В самом деле, мгновенное состояние колебательного электрического поля трехточечного генератора можно себе представить таким, как на черт. 17, из которого видно, что абсолютное увеличение емкости анод-сетка не изменит положения той эквипотенциальной поверхности, на которой расположена нить накала, а потому не изменит номера того витка, который лежит в той же поверхности и

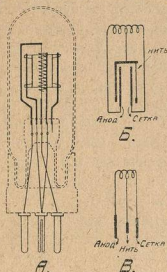


к которому должна быть присоединена нить. (Эти последние соображения верны; пока емкости анод-земля, сетка-земля исчезают сравнительно с емкостью анод-сетка).

Конструкция усилительных ламп такова, что значения рабочих



Черт. 17.



Черт. 18.

емкостей сетка-нить и анод-нить близки; непосредственный опыт с коротковолновыми генераторами подтверждает это обстоятельство. На черт. 18 показана в масштабе конструкция лампы УА—4 или ДА—3 НРЛ и переход к идеализированному эквиваленту лампы в колебательном контуре с средней точкой *посредине* катушки самоиндукции. Таким образом, для получения нормальной схемы коэффициент трансформации на сетку  $n$ . (см. форм. стр. 466) при усилительных лампах следует брать равным 1.

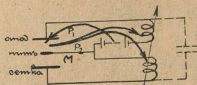
5. Физическую картину явлений в генерирующей лампе можно себе представить в таких чертах. При режиме, когда сеточный ток непрерывно отсутствует, ток электронов направляется только на анод (черт. 18 *Б*), подчиняясь по величине преимущественно сеточному вольтажу („коэффиц. усиления“). В частности, когда последний повышен, ток электронов возрастает, несмотря на то, что анодный вольтаж при этом понижен (черт. 11): ток электронов, подчиняясь *длительно* положительному потенциалу анода, работает против *временно* отрицательного колебания анодного вольтажа (сравн. этюд I, черт. 4). То же происходит и при противоположных элонгациях сеточного и анодного вольтажей.

Эту физическую картину удобно себе представлять в следующей теоретической абстракции. Всю пространственную и временную сложность потока энергии — вектора Пойнтинга, сопровождающую генерирование колебаний лампой, мы можем разбить на две части: поток постоянного тока  $P_1$  (черт. 19), начинающийся в питании и шествующий непрерывно по проводам к аноду и к пространству между

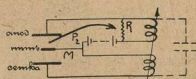
анодом и нитью, и поток переменного тока  $P_1$ , рождающийся именно в пространстве между анодом и нитью и движущийся характерным для переменного тока пульсирующим образом в места нагрузки положительным сопротивлением переменному току.

Мы считаем, что в большинстве наших радиотехнических сооружений энергия, длительно связанная с каким-либо контуром, во много раз превосходит энергию, лишь временно проходящую контур, и стоячая волна значительно преобладает над бегущей. В этих случаях мы имеем право забывать о точной локализации в контуре поглотителей и источников колебательной энергии, соотв. положительных и отрицательных сопротивлений. Мы можем говорить, с одной стороны, что тот или иной поглотитель питается контуром, или что поток энергии  $P_2$  питает наш контур, пренебрегая при этом точным фиксированием путей энергии.

Охватывая же дело шире и точнее, мы должны рассматривать стоячую волну в нашей схеме только, как хронометр, как сердечный синус-



Черт. 19.



Черт. 20.

совый узел, регулирующий частоту; прохождение из лампы в нагрузку больших количеств энергии через контур, который является локализацией этой стоячей волны, надлежит рассматривать, как явление случайное. Мы можем избавить контур от этой проходящей энергии, если присоединим поглотитель энергии  $R$  как можно теснее к источнику  $P_2$ —к выводам анод-нить нашей лампы (черт. 20) и, по возможности, устраним нагрузку (сопротивление) из контура.

Итак, правило создания наиболее рациональной схемы триодного генератора будет такое: элемент генератора, определяющий период, нужно включить параллельно аноду-сетке лампы, поглотитель же энергии параллельно аноду-нити.

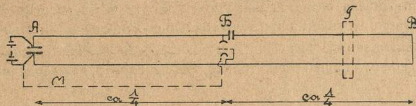
Лишь в редких случаях нагрузка  $R$  имеет конституцию действительного омического сопротивления<sup>1)</sup>. Гораздо чаще нам приходится под  $R$  понимать какое-то высокочастотное устройство, напр., антенну, причем не исключается возможность, что, кроме чисто омической ваттной составляющей, оно будет иметь и безваттную составляющую сопротивления. Изложенные выше соображения о петле на х-ке и двуволности чрезвычайно побуждают нас к тому, чтобы, во-первых, устранить безваттную составляющую из сопротивления—настроить это устройство точно в резонанс—и, во-вторых, увеличить его декремент, т. е. сократить временную постоянную, до крайних пределов. Чем полнее будет удовлетворено второе требо-

<sup>1)</sup> Днатермический аппарат С. Н. Ржевкина. ТиТбп № 24, стр. 494, 1924.

вание, тем ближе нагрузка будет походить на чисто омическую, что соответствует ее назначению поглотителя энергии.

В большинстве случаев, при большой стоячей волне, когда мы можем рассматривать контур, как целое, не отделяя функций хронометрической и транспорта энергии, тогда он и лампу нагружает, как целое. Питая такой контур, лампа просто является источником энергии с отрицательным сопротивлением, причем борнами этого источника мы должны считать выводы анода и сетки.

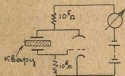
6. Существуют два опыта, подтверждающие подобный взгляд. Первый опыт есть приведение в колебания лехеровой системы посредством катодной лампы в пучности напряжения (черт. 21<sup>1)</sup>). Здесь  $AB$



Черт. 21.

представляют две полулучейки лехеровой системы с пучностями тока по концам и пучностью напряжения в  $Б$ . В этом месте помещается усиительная лампа, приключаемая анодом и сеткой к проводам системы и, возбуждающая последнюю. Длина волны при этом получается такая, что длины  $AB$  и  $БВ$  несколько меньше четверти длины волны, что объясняется действием емкости анод-сетка лампы, увеличивающей емкость центральной части проводов лехеровой системы. Эта емкость, определенная именно из такого удлинения волны, оказалась для лампы типа ДА—3 без цоколя равной 5,3 см. Амплитуду колебаний без каких-либо затруднений можно довести до того, что прикосновение к проводам вызывает ожоги токами высокой частоты. В то же время эти колебания совершенно тушатся наложением на провода системы на участке  $БГ$  доски из сырого дерева. Перемещением ее по участку  $ГВ$  устанавливается любая амплитуда колебаний от 0 до максимальной.

Второй опыт заключается в следующем. Существует много ламповых схем, используемых для приведения в колебание пьезоэлектрических кварцевых кристаллов; последние, как известно, сами обладают свойствами эл.-магн. колеб. контуров. Все эти схемы обладают, кроме кристалла, рядом контуров, слабо затухающих и связанных друг с другом, что вызывает нежелательные явления затягивания и пере-  
скоков и маскирует колебательные свойства кварца. Для выявления этих последних свойств в чистом



Черт. 22.

виде была осуществлена схема черт. 22 без всяких колебательных контуров. Кварцевый кристалл в ней действительно колебался со

<sup>1)</sup> Сравни. Н. А. Скрицкий, ТиТбп № 34, стр. 12, 1924.



свойственным ему периодом, будучи питаем лампой, что обнаруживалось как по анодному гальванометру, так и на приемнике, помещенном неподалеку.

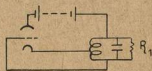
Эти оба опыта являются экспериментальным доказательством того, что анод-сетка лампы действительно обладают свойствами отрицательного сопротивления<sup>1)</sup>, каковой вывод согласуется с наличием падающей характеристики. Важно количественно оценить свойства этого отрицательного сопротивления.

7. Как вытекает из построения черт. 11, вид динамической кривой зависит от сосредоточенного контура, питаемого лампой, только через коэффициент трансформации  $n$ ; поскольку последний фиксирован, эта кривая однозначно изображает поведение лампы. Наклон этой д. кривой в данной точке ( $V_a, i_a$ ) выражается, как это нетрудно усмотреть, следующим образом

$$\left(\frac{dV_a}{di_a}\right)_d = -R_d = \frac{\frac{\partial V_a}{\partial i_a}}{1 - \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial V_a}{\partial V_c}} = \frac{R_a}{1 - \frac{\mu}{n}},$$

где значения производных  $R_a$  и  $\mu$  вычисляются для данной точки  $V_a, i_a$ . Принимая для усилительной лампы  $n = 1$ ,  $R_a = 45.000 \Omega$ ,  $\mu = 10$ , мы получаем для  $R_d$  абсолютное значение  $5.000 \Omega$ . Вот каково то значение нагрузки  $R$  (черт. 20), при котором лампа может приводить в колебания контур (если в нем самом нет потерь).

Если сопротивление  $R$  включено не так, как изображено на черт. 20, а так, как на черт. 23, т. е. шунтирует не часть катушки контура, а ее всю, то эта катушка явится автотрансформатором, работающим на повышение на нагрузку  $R_1$ . Сопротивление  $R_1$ , эквивалентное  $R$ , будет равно:



Черт. 23.

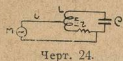
$$R_1 = R(1 + n)^2.$$

Если сюда вместо  $R$  подставить значение  $R_d$ , то абсолютная величина  $R_1$  будет представлять собою отрицательное сопротивление лампы, перечисленное на утечку к конденсатору контура. Назовем эту величину  $R_{d1}$ . В частном случае нормальной схемы с усилительной лампой ( $n = 1$ ) величина  $R_{d1}$  приобретает значение  $20.000 \Omega$ .

<sup>1)</sup> Укажем еще третий опыт, менее ярко, но не менее убедительно доказывающий это положение. В трехточечной схеме генератора (черт. 19 или 20) можно включить дроссель в провод М и тем самым совершенно изолировать накал от контура в смысле токов высокой частоты (в схеме черт. 21 роль этого дросселя играет самый провод М). Лишь в редких схемах мы заметим при этом существенное нарушение установившегося режима колебаний и то, вероятно, в сторону упорядочения.

Исследуем, что будет в тех случаях, когда величина  $R$  уклоняется от фиксированного значения  $R_d$ .

8. Несложные математические операции убеждают нас в следующем. Если источник электрической энергии  $M$  (черт. 24) питает автотрансформаторно параллельный сосредоточенный контур  $LCr$  так, что потенциал на конденсаторе  $C$  растет по закону  $e^{\alpha t} \sin \omega t$  (на зажимах  $M$  он будет в  $1+n$  раз меньше) и при том, если ток  $i$  не содержит безваттной составляющей, то источник  $M$  ведет себя так, как будто он работает на два параллельных сопротивления



Черт. 24.

$$R_x = \frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2\alpha C} \text{ и } R_r = \frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{L}{C r}.$$

Таким образом, сопротивление полной нагрузки на генератор в этом случае будет

$$R_g = \frac{1}{\frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_r}} = \frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2C(\alpha + \frac{r}{2L})}.$$

При этом частота  $\omega$  тока, даваемого генератором, должна удовлетворять равенству

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \alpha^2 - \frac{r^2}{L^2},$$

где  $\omega_0^2 = \frac{1}{CL}$ .

Под эти условия подходит и тот случай, когда источником  $M$  служит лампа в нормальной схеме (черт. 14), т.е. когда нет петли на д. х-ке. На основании тех соображений, из которых вытекает построение д. х-ки, лампа не может держать себя иначе, чем это соответствует д. х-ке, т.е. она будет непременно работать на сопротивление  $R_d$ , определяемое ходом д. х-ки в условиях данной точки ( $V_{a0}$ ,  $V_{g0}$ ). Следовательно, в этих условиях контур непременно должен колебаться по закону  $e^{\alpha t} \sin \omega t$ , где  $\alpha$  определится из ур-ия

$$R_d = \frac{1}{\frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_r}} = \frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2C(\alpha + \frac{r}{2L})},$$

$$\alpha = \frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2C} \left( \frac{1}{R_d} - \frac{1}{R_r} \right) = \frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2CR_d} - \frac{r}{2L}.$$

Эта формула, справедливая для небольших колебаний, не выходящих за пределы прямолинейной части д. х-ки, где  $R_d$  сохраняет постоянное значение, заслуживает подробной интерпретации.

1). Когда  $\frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2CR_d} > \frac{r}{2L}$ , т.-е., когда конденсатор  $C$  невелик, д. х-ка круга, затухание  $\frac{r}{2L}$  контура невелико,  $\alpha > 0$  и колебания растут с постоянным положительным показателем  $\alpha$ .

2). Когда  $\frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2CR_d} < \frac{r}{2L}$ , т.-е. при обратных условиях, колебания будут затухающими с постоянным отрицательным показателем  $\alpha < 0$ .

3). При  $\frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{1}{2CR_d} = \frac{r}{2L}$  показатель  $\alpha = 0$ ; колебания незатухающие, амплитуда их не зависит от лампы, а устанавливается внешними причинами. Величина  $(1+n)^2 \cdot 2CR_d$  может быть охарактеризована, как отрицательная временная постоянная лампы с данным конденсатором  $C$ . Если этим конденсатором служит только сама лампа (анод-сетка), то значение  $2CR_d(1+n)^2$  достигает минимума; это значение определяет ту минимальную временную постоянную, которой еще может обладать беземкостная самоиндукция контура, емкостью которого служит лампа, и который лампа еще может раскачать. Для усиленной лампы отрицательная временная постоянная составляет около

$$2 \cdot \frac{5,3}{9 \cdot 10^{11}} \cdot 5.000 (1+1)^2 = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

4). Когда значение  $\frac{r}{2L}$  превзойдет то, при котором контур становится аperiodическим, и в то же время, когда условие 1-е соблюдено, могут происходить негармонические колебания особого рода<sup>1)</sup>.

Если к контуру присоединено сопротивление утечки, как  $R$  в черт. 20 (или  $R_1$  в черт. 23), то оно влияет на процесс, только нагружая лампу добавочным параллельным сопротивлением так, что

$$R_d = \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_r}} = \frac{1}{\frac{(1+n)^2}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_r}}$$

Сопротивление  $R$  совершенно не касается контура  $LCr$  (частоты колебаний и т. п.).

<sup>1)</sup> Ср. статью О. В. Лосева. ТИТбп № 38, стр. 439.



Величину  $R_r = \frac{1}{(1+n)^2} \cdot \frac{L}{Cr}$  будем называть *перечисленным* на анод сопротивлением контура генератора; для лампы это фиктивное сопротивление совершенно равноправно с сопротивлением  $R$  реальной утечки (черт. 20) или перечисленной на анод трансформированной утечки

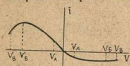
$$\frac{R_1}{(1+n)^2} \text{ (черт. 23).}$$

Если бы динамическая характеристика лампы была бесконечная прямая, нарастание амплитуды, определенное вышеприведенной формулой, шло бы безгранично. Между тем д. х-ка есть кривая линия, и когда колебания выйдут за пределы прямолинейного участка д. х-ки, для описания процесса понадобится особое рассмотрение.

9. В виду сложности вопроса о больших колебаниях в ламповых контурах с большими декрементами, ограничимся в этом параграфе исследованием случая, когда декремент контура мал. Тогда ваттный ток в контуре мал сравнительно с безваттным, небольшие обертоновые наслоения на первом совершенно исчезают на фоне последнего, и потенциал на конденсаторе мы можем считать строго синусоидальным.

Приток же энергии в контур, идущий на пополнение потерь в нем и обусловленный отрицательным сопротивлением лампы, всецело определяется кривой и не всегда симметричной д. х-кой. Он и дает те обертоновые наслоения, которыми можем пренебрегать в случае малых декрементов контура. При этом под контуром мы понимаем исключительно тот хронометрический механизм, о котором трактовалось в п. 5, совершенно не считаясь с затуханием, вносимым сопротивлением утечки ( $R$  черт. 20 или  $R_1$  черт. 23); нам будут важны лишь абсолютные величины этой утечки (п. 11).

Несложные соображения, основанные на рассмотрении баланса энергии при несинусоидальных кривых переменного тока, убеждают

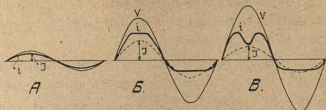


Черт. 25.

нас в том, что для контура будет иметь актуальное значение некая новая „эффективная“ симметричная д. х-ка, построенная из действительной д. х-ки данной лампы. Ее ордината — ток  $I$  —, построенная, как функция от амплитуды  $V_A$  синусоидального вольтажа  $V = V_A \sin \omega t$ , равна значению коэффициента при  $\sin \omega t$  в разложении в ряд Фурье текущих значений анодного тока  $i$ , соответствующих д. х-ке лампы при синусоидальном изменении текущего вольтажа  $V$  с амплитудой  $V_A$ .

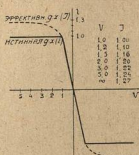
Таким образом, если динамическая х-ка лампы имеет вид, указанный на черт. 25, где она отнесена к началу  $V_{a0}$ ,  $i_{a0}$  (сравни черт. 11), соответствующему средним условиям, то при трех амплитудах вольтажа  $V_A$ ,  $V_B$ ,  $V_C$  временное течение питающего тока  $i$  и сеточного вольтажа  $V$  будет иметь вид черт. 26. Для энергии в контуре будет иметь значение величина  $I$ , равная первому коэффициенту в тригонометриче-

ском разложении  $i$  в ряд Фурье. Пока колебания не выходят за пределы почти прямолинейной части, величина  $I$  лишь ничтожно отличается от амплитуды  $i$ ; при больших же колебаниях вычисление  $I$ , как функции



Черт. 26.

амплитуды  $V_A$ , по д. х-ке лампы составляет отдельную задачу. Она решена на черт. 27 для случая, когда д. х-ка—зависимость  $i$  от текущего потенциала  $V$ —имеет форму кривой ( $i$ ); тогда „эффективная“ д. х-ка—зависимость величины  $I$  от амплитуды  $V_A$  имеет форму кривой ( $I$ ); весь чертеж исполнен в относительном масштабе. Несколько иной



Черт. 27.

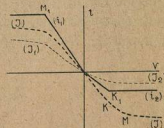


Черт. 28.

случай изображен на черт. 28, на котором ординаты кривой ( $I$ ) вдвое меньше соответств. ординат кривой ( $I$ ) черт. 27.

Наконец еще случай приведен на черт. 29; эфф. д. х-а здесь отмечается двумя горбиками  $K$  и  $M$ , соответствующими точкам  $K_1$  и  $M_1$  истинной д. х-и. Кривые черт. 28 и 29 построены по численным значениям, приведенным при черт. 27.

Черт. 27, 28 и 29 указывают, что эфф. д. х-и в общих чертах сохраняют форму и размеры истинных д. х-к; поэтому последними можно пользоваться для грубых ориентировочных расчетов. В частности, необходимо указать, что соответственно участку  $MP$  истинной д. х-и (черт. 11), чрезвычайно усиливаемому действием сеточных токов (см. далее п. 12, черт. 34), на эффективной д. х-е необходимо будет соответствующее снижение (участок  $B$  черт. 30).



Черт. 29.

Точное решение общей сложной задачи об отыскании  $I$ , как функции от  $V_A$ , по данной д. х-ке важно для теории мощных генераторов и отчасти для теории суперрегенеративного приема. Для регенеративного





Нетрудно дать графическую интерпретацию этого процесса. Из чертежа 30 ясно, что питающий ток  $I_A$  от генератора можно представлять себе, как сумму двух токов: тока  $I_r = \frac{V_A}{R_r}$ , питающего контур как бы в установившемся режиме, и избытка тока ( $I_A - I_r$ ), синфазно заряжающего конденсатор контура и тем самым увеличивающего энергию и амплитуду в контуре. Этот избыток — расстояние между эфф. д. х-кой и прямой  $R_r$  — убывает по мере увеличения  $V_A$  до значения  $V_B$ , что соответствует уменьшению скорости нарастания энергии и амплитуды.

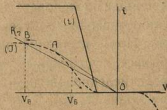
Необходимо иметь в виду, что при асимптотическом росте амплитуды колебаний, вместе с изменением показателя  $\alpha$  меняется и частота колебаний  $\omega$  (см. стр. 474):

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \alpha^2 - \frac{r^2}{L^2}.$$

Таким образом, у начала эфф. д. х-ки, где  $\alpha$  велико, частота несколько выше, чем в установившемся режиме: эта частота понижается до частоты устойчивого режима также асимптотически, подобно тому как  $\alpha$  убывает до 0 или как амплитуда нарастает до окончательного значения<sup>1)</sup>.

Задаваясь начальной амплитудой  $V_A$ , большей, чем  $V_B$ , мы найдем, что  $\alpha$  будет меньше нуля и амплитуда таким же асимптотическим образом *убавится* до величины  $V_B$ , сопровождаясь снова понижением  $\omega$  от начального высокого до установившегося нормального значения. Таким образом, амплитуда  $V_B$  (между анодом и нитью), получаемая графически, как абсцисса пересечения д. х-ки с прямой  $R_r$ , является той *устойчивой* амплитудой незатухающих колебаний, которую будет давать лампа в контуре при установившемся режиме.

Мы видим, что решающим фактором в процессе установления амплитуды является направление вращения эффект. д. х-ки около начала



Черт. 31.

координат; это направление на черт. 30 было против часовой стрелки. В некоторых ненормальных случаях, напр., при чрезмерно больших

<sup>1)</sup> Это можно проверить экспериментально, слушая на радиоприемник гетеродия, включая и выключая последний; если затухание в контуре гетеродина очень мало, не трудно уследить ход изменений его частоты по изменению тона биений в моменты включения и выключения.

сеточных смещениях или чрезмерно большом сопротивлении грид-лика, направление вращения эффект. д. х-ки меняет знак. Такой случай грубо изображен на черт. 31 (сравн. черт. 7). Нетрудно проследить, как выше, что на участке  $OA$  не будет устойчивых колебаний; если начальная амплитуда будет меньше  $V_B$ , то колебания затухнут несмотря на принципиальную правильность схемы. Если же начальная амплитуда будет больше  $V_B$ , то точка, характеризующая явление, побежит по эфф. дин. х-ке прочь от начала и притом до точки  $A$  ускоренным, а далее замедленным темпом, пока не сольется асимптотически с точкой  $B$ , лежащей на устойчивой части эфф. д. х-ки, где вращение снова идет против часовой стрелки.

Тот признак эфф. д. х-ки, который графически может быть охарактеризован, как вращение около начала *против* часовой стрелки, является физической причиной факта, что лампа имеет характер отрицательного сопротивления *утечки* конденсатора<sup>1)</sup>. Соображениями, подобными вышеприведенным (п. 8), мы могли бы доказать, что вольтова дуга (также цинкитный детектор), эфф. д. х-ка которой похожа на черт. 3Б и имеет вращение около начала *по* часовой стрелке, является генератором устойчивых колебаний только в *последовательном* контуре<sup>2)</sup> (так же, как и машина—серие<sup>3)</sup>).

Так как произведение  $VI$  определяет собой ту мощность, которую лампа передает в контур, то, пользуясь эфф. д. х-ой, мы легко можем определить эту мощность при установившихся колебаниях и данном значении  $R_r$ . Очевидно, что она достигает максимума, когда точка  $B$  совпадает с точкой  $M$  (черт. 30), являющейся точкой касания эфф. д. х-и с равнобокой гиперболой  $VI = \text{const}$  (кривая  $H$ ).

Совершенно очевидно, что параллельное сопротивление утечки (как  $R$  черт. 20 или  $R_1$  черт. 23) не меняет характера процесса устанавливания амплитуд, но, прибавляясь к перечисленному на утечку контурному сопротивлению  $R_r$ , нагружает лампу и, как это вытекает из вида эфф. д. х-ки, уменьшает амплитуду. Далее, проследив ход эфф. д. х-ки, мы увидим, что чем меньше последовательное сопротивление контура (чем больше оно по перечислению на утечку), тем больше амплитуда устойчивых колебаний. При увеличении последовательного сопротивления амплитуда убывает; устойчивые колебания невозможны (амплитуда нуль), когда перечисленное на анод лампы последовательное сопротивление делается меньше  $R_d$  (см. п. 8 усл. 2-е). Обратно, если нагрузить контур сопротивлением утечки, то, чем это сопротивление больше, тем больше амплитуда; колебания прекратятся, когда сопротивление утечки будет меньше  $R_d$ . В виду равноправия сопротивления

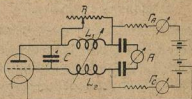
<sup>1)</sup> Ср. F. Kiebitz, Jahrb. d. d. T. u. T. В. 27, Н. 6, р. 163, 1926. (Ошибочный взгляд). Ср. также H. Barkhausen, *ibid.* В. 27, Н. 5, р. 150, 1926.

<sup>2)</sup> Ср. F. Ollendorf. Die Grundlagen d. Hochfrequenztechnik, р. 217, 1926.

<sup>3)</sup> Ср. инж. Н. А. Скрицкий. *Общ. курс. беспров. телеграфа*, стр. 128, 1913.

реальной утечки и перечисленного на утечку последовательного сопротивления, нам придется, при наличии их обоих, складывать оба сопротивления, как параллельные, и для отыскания амплитуды оперировать с результатом этого сложения.

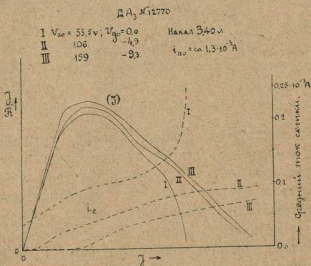
11. Эффект. дин. хар-ку данной лампы (мы будем иметь в виду усиленную) можно снять экспериментально следующим образом. Схема черт. 32 составляется с максимальной возможной связью между одинаковыми катушками  $L_1$  и  $L_2$  контура ( $L_1 L_2$ );  $C$  в разрыв контура, заблокированный большими конденсаторами и соответствующий средней точке самоиндукции ( $L_1 L_2$ ), включается тепловой миллиамперметр или термоэлемент А. Анодная половина самоиндукции  $L_1$  шунтируется переменным графитовым сопротивлением  $R$ , величина которого непосредственно после каждого отсчета определяется по меггеру. Опыт заключается в варьировании сопротивления  $R$ , в измерении каждого его значения и соответствующих отсчетах эффективной силы тока  $J$  по тепловому гальванометру А. Легко видеть, что искомые координаты д. х-ки, отнесенной к аноду-нити, определяются для каждого значения  $J$  и  $R$  по формулам:



Черт. 32.

$$V = \frac{1}{1+n} \cdot V_{2J} \cdot \frac{(L_1 L_2)}{C}; \quad I = \frac{V}{R_r} + \frac{V}{R}; \quad R_r = \frac{(L_1 L_2)}{Cr}.$$

Под  $r$  здесь понимается сопротивление катушек ( $L_1 L_2$ ) вместе с гальванометром А.



Черт. 33.

Выключая совершенно сопротивление  $R$ , т. е. делая его равным  $\infty$ , мы не снимаем с лампы нагрузки  $R_r$  перечисленного на анод омиче-





Изложенный способ думать о качественных и количественных закономерностях в ламповом генераторе, мне кажется, отличается большой простотой, так как он резко расчленяет контур и лампу. Для законности того исследования, которому отдельно подвергается поведение лампы, оказывается необходимым наложить на контур ряд не тяжелых условий, не исключающих из рассмотрения деликатного случая коротких волн. Наиболее неприятным из этих условий является допущение о весьма большой связи между витками самоиндукции контура; несоблюдение его нарушает ту простоту, с которой мы игнорируем гармоники при больших амплитудах колебаний; в остальном оно не отзывается на правильности исследования.

Поведение лампы исследуется весьма тщательно путем построения д. х-ик; по ним, в случае надобности подробного исследования больших колебаний, можно построить эффективные динамические характеристики, которые одной засечкой прямой совокупности сопротивлений, перечисленных из данного контура на анод лампы, однозначно и исчерпывающе определяют установившуюся амплитуду, ход ее при устанавливающемся режиме, ход частот колебаний контура при этом, мощность и проч. Эффективная характеристика вообще мало отличается от истинной, так что можно пользоваться последней при грубых расчетах. Обе характеристики особенно близки в той области, которая важна для регенеративного режима лампы—на почти прямолинейной части динам. х-ки. В этой области малых колебаний мы можем изучать колебания любых колебательных контуров, тогда как при больших колебаниях контура с большим декрементом из рассмотрения исключены. Экспериментальное снятие эффективных динамических характеристик не встречает затруднений. Влияние сеточного тока на динамическую характеристику учитывается несложным графическим построением.

Возможно, что у ламп, работающих при более высоких напряжениях вид поля характеристик отличается от черт. 11 или 34 вследствие заметного влияния вторичных электронов; метод исследования вряд ли от этого изменится, хотя выводы и могут быть иными. На черт. 11 и 34 влияние вторичных электронов сказалось в небольших вершинках анодной динамической характеристики вблизи самой оси  $i_a$ , вполне соответствующих углублению на сеточной д. х-е.

Н.-Новгород.

Радиолaborатория.

Июль—Август 1926.

## О постройке десяти радиовещательных передатчиков типа Нижегородской Радиолaborатории.

*В. В. Ширков. Ассистент РЛ. Ч.-учр. РОРИ.*

В конце прошлого года Нижегородской Радиолaborаторией разработан передатчик мощностью в 1,2 квт в антенне, предназначенный для радиовещания.

Схема и описание передатчика уже появлялись в печати. Напомним лишь, что передатчик состоит из трех главных частей: шестикратный выпрямитель с кенотронами типа ВО, генераторно-модуляторное устройство и усилительный столик, содержащий двухкаскадное усиление низкой частоты. Микрофонное устройство, удлинительная самоиндукция для антенны и грозовой переключатель дополняют установку.

Высокая частота развивается генератором с шестью лампами типа ГИ. При помощи таких же шести ламп осуществляется и модуляция по схеме „модуляции на анод“. Передатчик работает от трехфазной осветительной сети низкого напряжения. Вращающихся преобразователей в этом случае передатчик не требует.

В дальнейшем была организована постройка нескольких передатчиков для удовлетворения потребностей на местах, что было осуществлено Народным Комиссариатом Почт и Телеграфов, в лице Коммерческого Агенства „Связь“ и под'отдела Радиосооружений, совместно с Нижегородской Радиолaborаторией.

Специальные детали и лампы доставлялись Нижегородской Радиолaborаторией; металлические каркасы, деревянные детали, трансформаторы (за небольшим исключением), реактивные катушки, измерительные приборы и монтажный материал заказывались в Москве. Сборка производилась на радиоаппаратном заводе „Радио“. Испытания передатчиков—предварительные и приемные производились в лаборатории завода.

Первый передатчик был выпущен в сентябре прошлого года, последний, десятый—весной текущего года.

Постепенно были произведены установки в Минске, Воронеже, Ростове/Д, Вел. Устюге, Гомеле, Ставрополе, Вологде, Баку, Эривани и Твери.

Поименованные станции работают следующими длинами волн.

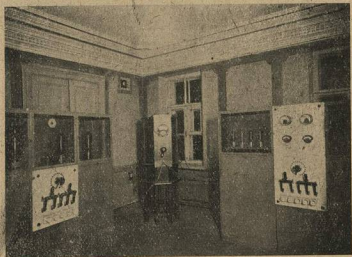
Баку—860 м; Вологда—700 м; Воронеж—950 м; Гомель—904 м; Минск—900 м; Ростов/Д—1000 м; Ставрополь—655 м; Тверь—965 м; В.-Устюг—960 м; Эривань—950 м. Антенны по большей части Г-образного типа или же в виде одиночной наклонной колбасы, подвешенной к одной мачте. Следует отметить, что такие антенны, при высоте подвеса 60—70 м, дают хороший эффект и удобны, так как требуют всего одной мачты.



Отзывы радиолюбителей свидетельствуют об отсутствии фона и чистоте модуляций, о глубине которой можно судить по тем расстояниям, на которых передача принимается любительскими средствами.

На детектор эти передатчики принимались в среднем на 200—300 км, достигая в отдельных случаях 600—700 км и даже 1000 км. Примерами могут служить прием в Ярославле Северо-Двинской станции (В.-Устюг), Ростовской станции в Тифлисе, Ставропольской в Тульской губернии и т. д. Прием на ламповый регенеративный приемник дает большую дальность, примерно 1200 км в среднем, достигая 1600—1700 км и даже 2400 км в некоторых случаях (прием Воронежского передатчика в Архангельске и Свердловске, Бакинского в Москве и Нижнем-Новгороде). Довольно многочисленные отзывы о слышимости получались преимущественно в первое время после открытия каждой станции и, хотя они не дают достаточного материала для определенных цифровых заключений о радиусе уверенного приема этих станций, но тем не менее можно сказать, что он безусловно выходит за границы обслуживаемых областей.

На фот. 1 показано расположение частей передатчика на Воронежской станции. Налево стоит выпрямитель, направо генераторно-

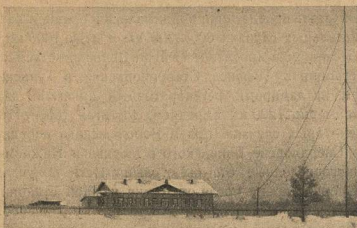


Фот. 1.

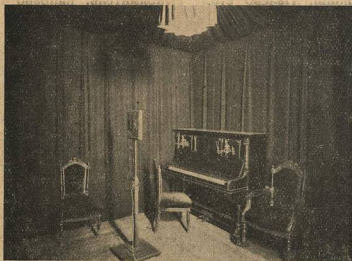
модуляторный каркас, посредине в углу—удлинительная самоиндукция. На ее передней доске видна ручка, укрепленная на конце оси вращающейся катушки связи с сетками ламп, выше ручки—антенный амперметр. Внешний вид станции в В.-Устюге показан на фот. 2. На фот. 3 можно видеть оборудование одной из студий, в частности Воронежской. Посредине студии стоит раздвижная микрофонная подставка с микрофонами.

Как упоминалось выше, передатчики работают непосредственно

от городских трехфазных сетей. Две станции, однако были снабжены умформерами ввиду неимения на местах трехфазного тока, и для одного



Фот. 2.



Фот. 3.

передатчика была сооружена местным п.-т. округом собственная трехфазная силовая установка.

Москва.

Сентябрь. 1926.

# Х р о н и к а.

**ТиТбп № 5 (38).**—Статья проф. М. А. Бонч-Бруевича затрагивает чрезвычайно важный для практики вопрос: „О возникновении паразитных колебаний в цепях катодных ламп“. Она имеет задачей установить некоторые свойства катодных ламп, вызывающие паразиты, выясняет влияние, оказываемое на возникновение паразитов изменением физических постоянных (сопротивления, самоиндукции) цепи, дает характерные признаки сеточного и анодного паразитов и указывает способы их уничтожения.

Статья „Этюды лампового приема. Этюд II“ Г. А. Остроумова представляет естественное продолжение статьи, напечатанной под тем же названием (Этюд I) в предыдущем № 37 ТиТбп. Рассматривая катодную лампу, как отрицательное сопротивление, автор дает физическую картину генерации колебаний, разбирает устанавливающийся режим, особенности динамических характеристик и пр.

Совокупность работ проф. М. А. Бонч-Бруевича, Г. А. Остроумова, О. В. Лосева, В. В. Татаринова и П. Н. Рамлау (печатаются в № 6 (39) ТиТбп) представляет богатый материал, разносторонне освещающий явления, происходящие в столь важном для современной радиотехники аппарате, каковым является катодная лампа.

Статья В. В. Ширкова: „О постройке десяти радиопередатчиков типа Нижегородской Радиолaborатории“ знакомит нас с большой работой в области радиостроительства, а также сообщает некоторые детали установ-

ленных радиовещательных устройств.

**Из ТиТбп за границей.**— В „Onde Electrique“, издаваемом в Париже, прореферированы за последний год следующие статьи:

1) В ноябрьском номере 1925 г.: Description du poste à ondes courtes, à longue portée, du Radiolaboratoire nom de Lenine, de Hijni Novgorod (ТиТбп № 30, стр. 259—267. 1925).  
2) В Мартовском номере 1926 г.: Théorie et calcul des générateurs cathodiques. Ing. Lwowicz (ТиТбп № 28, стр. 70—83, № 29, стр. 166—184. 1925). Exploration des propriétés électriques des métaux en haute fréquence. R. V. Lwovitch (ТиТбп № 32, стр. 416—420. 1925).

В журнале: „QST français et Radioélectricité réunis“, представляющем собою пример сокращения числа радиожурналов посредством соединения двух изданий в одно, в № 30 от сентября 1926 помещен реферат работы Н. Циклинского и В. Волюнкина о выборе мощности радиостанции (ТиТбп № 33, 1925), сделанный однако не по нашему журналу, но по Proc. Inst. Radio Eng., где наши авторы поместили свою статью на английском языке.

**О терминологии в радио.**—В настоящее время очень остро стоит вопрос с терминологией в области радио, в смысле ее многообразия. На одно и то же понятие имеется целый ряд терминов. Для упрощения терминологии и введения однообразия Ленинградское Отделение РОРИ образовало специальную комиссию по выработке терминов. По докладу этой комиссии и по обсуждении предложенных терминов, на общих собраниях ЛОРОРИ и РОРИ в Москве приняты следующие термины:



1. *Радиовещание, радиовещательная станция* (термин ширококвещание предложено не применять).

2. *Замирание* — для выражения английского fading, обозначающего внезапное недолгое ослабление сигналов, особенно при коротких волнах.

3. *Помехи* (термин „паразиты“ и аналогичные не применять).

4. *Несущая волна* („бегущая волна“ не применять).

5. *Боковые волны*.

6. *Искажение* („дисторция“ не применять).

7. *Электронная лампа* (как общий термин, вместо применявшихся до сих пор: катодная лампа, электронное реле и пр.).

Допускаются термины, выражающие частные типы электронных ламп, как-то *триод* (для определения числа электродов), *генераторная лампа*, *усилительная лампа* (для определения назначения электронной лампы).

8. *Электронный выпрямитель* (термин „кенотрон“ нежелателен).

9. *Электроды электронной лампы*

называть: *анод, сетка, катод* (термины: нить, волосок, цилиндр, пластинка не применять).

10. *Магнетрон*

11. *Двухсетчатый динактрон*.

12. *Эмиссия* (термин, специально обозначающий вылет электронов в электронной лампе), причем для частных случаев обозначать: *полная эмиссия*—то, что может дать катод, т.е. ток насыщения; *рабочая эмиссия*—то, что дает катод в работе; *удельная эмиссия* есть эмиссия на единицу поверхности.

13. *Проницаемость* (немецкое „Durchgriff“).

14. *Коэффициент усиления* обозначается буквой *k* (а не  $\mu$ ).

15. *Рассеяние* (вместо „диссипация“).

16. *Затягивание* (немецкое „Ziehen“).

17. *Торированный катод*.

18. *Оксидированный катод*.

19. *Реактивная катушка* (термин „дроссель“ нежелателен).

С. Горленко.

## ИСПРАВЛЕНИЙ.

## ТиТбп № 3 (36).

| Стран. | Строка | Напечатано: | Должно быть: |
|--------|--------|-------------|--------------|
| 206    | 11 сн. | черт. 1.    | черт. 2.     |
| 207    | 2 сн.  | черт. 2,    | черт. 1.     |

## ТиТбп № 4 (37).

| Стран. | Строка | Напечатано:               | Должно быть:               |
|--------|--------|---------------------------|----------------------------|
| 339    | 8 сн.  | 91,4 т А,                 | 0, 141 тА,                 |
| 355    | 7 св.  | 58                        | 50                         |
| 359    | 5 сн.  | тельности иметь непосред- | тельности, иметь ненастро- |
|        |        | ственную                  | енную                      |
| 367    | 13 св. | вообще                    | вообще                     |
| 368    | 9 св.  | наконец                   | наконец,                   |
| 368    | 11 св. | $h_e = \beta h_2$ ;       | $h_e^2 = \beta^2 h_s^2$ ;  |
| 368    | 14 св. | $40 \beta^2 h_1^2$        | $40 \beta^2 h_s^2$         |
| 368    | 13 сн. | $(h_2/m)^2$               | $(h_s/m)^2$                |
| 371    | 8 св.  | подвешенная               | подвешена                  |
| 372    | 2 св.  | $0/00$                    | $0/00,$                    |
| 374    | 17 сн. | диапазона „коротковолных“ | диапазона „коротковолно-   |
|        |        |                           | вых“                       |
| 376    | 2 сн.  | 4 (37)                    | № 4 (37)                   |
| 376    | 2 сн.  | сентября                  | сентября                   |

## ТиТбп № 5 (38).

| Стран. | Строка | Напечатано:                | Должно быть:                    |
|--------|--------|----------------------------|---------------------------------|
| 402    | 3 св.  | черт. 2                    | черт. 1                         |
| 402    | 10 св. | черт. 3                    | черт. 2                         |
| 402    | 13 св. | эдс потенциалов            | потенциалов                     |
| 409    | 8 сн.  | постоянного сеточного тока | пульсирующего сеточного<br>тока |
| 418    | 16 сн. | $Ri_{e1} =$                | $R_g i_{e1} =$                  |
| 418    | 6 сн.  | черт. 16 и 19              | черт. 16                        |
| 419    | 2 св.  | $b_g = \sim 7$             | $bE_g = \sim 7$                 |

---

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина.

Тираж 1000 экз. — Гублит. 147.

---

Печатание ТиТбп № 5(38) закончено 10 ноября 1926 года.

---

Н.-Новгород, Радионабережная, 8.