



Зар 60731

Том IX, № 3 (48), ИЮНЬ, 1928

ТЕЛЕГРАФИЯ и ТЕЛЕФОНΙΑ БЕЗ ПРОВОДОВ

ТИПОГРАФИЯ
НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ
ИМЕНИ В. И. ЛЕНИНА

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

(ТиТбп)

===== 10-й ГОД ИЗДАНИЯ =====

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина

РЕДАКЦИЯ ЖУРНАЛА „ТиТбп“

ЛЕНИНГРАД. Васильевский Остров, 4 линия, 5, кв. 4. Телефон 52-79.

КОНТОРА ЖУРНАЛА „ТиТбп“

НИЖНИЙ-НОВГОРОД. Радиолaborатория имени В. И. Ленина. Радионабережная, 8.
Телефон 20-46.

СКЛАДЫ ИЗДАНИЯ „ТиТбп“

НИЖНИЙ-НОВГОРОД. Радиолaborатория имени В. И. Ленина. Радионабережная, 8.

МОСКВА. Московское Бюро Радиолaborатории. Рождественский Бульвар, 15.
Телефон 3-17-18.

ЛЕНИНГРАД. Вас. Остров, 2 линия, 41/13, кв. 17, телефон 170-39 и во всех
крупных книжных магазинах.

НА СКЛАДАХ ИМЕЮТСЯ „ТиТбп“ №№ 21—48.

ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО НОМЕРА 1 руб. 25 коп.

УСЛОВИЯ ПОДПИСКИ на 1928 год: На год—6 руб. = На 1/2 г.—3 руб. 50 к

„Т. и Т. б. н.“

Ж У Р Н А Л

ТЕЛЕГРАФИЯ и ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

ИЗДАНИЕ НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ им. В. И. ЛЕНИНА

ПОД РЕДАКЦИЕЙ ПРОФ. В. К. ЛЕБЕДИНСКОГО и ПРОФ. А. А. ПЕТРОВСКОГО

ОСНОВАН В 1918 ГОДУ

◀▶

Том IX

№ 3 (48) ИЮНЬ

1928

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

The Magazine of Wireless Telegraphy and Telephony

Published by Radio Laboratory, Nizhny-Novgorod. Founded by

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

Volume IX

№ 3 (48), June, 1928

C O N T E N T S:

A. Original papers

N. P. Suvorov, Eng., Leningrad. A Graphical Method for Calculations by Austin's Formula.—S. N. Obolensky, Eng., Leningrad. The Phenomenon of Blocking of Potential of an Insulated Grid.—N. J. Jakovlev, Moscow. Analysis of a Circuit with a Condenser Microphone.—S. J. Turlygin and M. J. Ponomarev, Engs., Moscow. Complicated Transmitting Antennae.—N. Kharkevitch, Leningrad. An Experimental Investigation of some Characteristics of Loud speakers.—N. L. Minz and N. J. Oganov, Engs., Moscow. A Wavemeter with Increased Sharpness of Tuning.—V. S. Gabel, Eng., Leningrad. A Method of Wave-length Measurement by means of Piezo-quartz.—N. D. Morgulis, Kiev. Empirical Formulae for Dependence of Tungsten Resistance on Temperature.—N. Pistolkors, Eng., N.-Novgorod. Calculation of Radiation Resistance for Directive Short-wave Antennae.—G. N. Seitlenok. Conditions of Generating Oscillations in Vacuum Tube Oscillators.—N. M. Kugushev, Eng., N.-Novgorod. An Approximate Design of Choke Coils with Iron Cores.

B. Bibliography. Abstracts from Foreign Literature. Errata.

Subscription 6 dollars per Annum for all Foreign Countries

Address: for editorial communication—Leningrad, 34, U. S. S. R., Vass Ostr., 4 linia, 5, kv. 4; for Subscriptions—Nizhny-Novgorod, U. S. S. R. Rdionaberezhnia, 8, Radiolaboratoria.

Содержание ТиТбп № 3 (48)

Х. П. Суворов , инж. (Ленинград). Графический метод расчета по формуле Остина	251
С. А. Оболенский , инж. (Ленинград). Явление заскока свободной сетки триода	259
А. М. Яковлев (Москва). Анализ электрической схемы с конденсаторным микрофоном	274
С. Я. Турлыгин , инж. и М. М. Пономарев , инж. (Москва). Сложные передающие антенны	281
А. Харкевич (Ленинград). Экспериментальное исследование некоторых свойств репродукторов	305
А. Л. Минц , инж. и Х. М. Оганов , инж. (Москва). Волномер с повышенной остротой настройки	317
В. С. Табель , инж. (Ленинград). Метод измерения длин волн при помощи пьезо-кварца	323
Х. Д. Моргулис (Киев). Эмпирические зависимости сопротивления вольфрама от температуры	330
А. Пистолькорс , инж. (Н. Новгород). Расчет сопротивления излучения для направленных коротковолновых антенн	333
Т. А. Зейтленок , инж. (Ленинград). К теории самовозбуждения катодного генератора	348
А. М. Кугушев , инж. (Н.-Новгород). Конструктивный расчет дросселей с железом	363
Библиография	370
Из иностранной литературы	371

Графический метод расчета по формуле Остина

Инж. Н. П. Суворов

Формула Остина, при помощи которой обычно решаются все вопросы, связанные с дальностью радиопередачи, применяется всегда в том виде, какой был дан ей ее автором, а именно она как бы служит, главным образом, для вычисления напряженности поля в месте приема. Между тем именно напряженность поля приходится вычислять реже всего; наиболее же часто перед нами стоит одна из следующих задач:

1. При заданных расстояниях, длине волны и напряженности поля найти необходимое значение площади тока на отправительной станции.
2. При данной длине волны найти расстояние, на котором данная площадь тока создает заданную напряженность поля.
3. Определить наивыгоднейшую для заданного расстояния длину волны.

Первая и третья задачи решаются просто, хотя и требуют затраты значительного количества времени в каждом отдельном случае, особенно при применении формулы Остина в ее последнем виде, а именно с показателем при λ (в множителе поглощения), равном 0,6. Что же касается второй задачи, то она вообще не может быть решена непосредственно, требуя либо подстановки величин, взятых наугад, либо графического решения.

Приведенные соображения заставили автора настоящей заметки, во-первых, изменить внешний вид формулы для придания ей более простого и практически удобного начертания, а во-вторых, попытаться найти такой метод решения всех могущих встретиться вопросов, который давал бы достаточно точные результаты при минимальной затрате времени.

Приведением формулы к случаю работы на наивыгоднейшей волне и введением нескольких отвлеченных условных величин удалось найти такой, чисто графический, способ, который позволяет любую искомую величину, входящую в формулу Остина, определить достаточно точно при помощи четырех кривых, понятие о форме которых дают приводимые чертежи (черт. 1 и 2).

Основной условной величиной является отношение площади тока (в метр-амперах) на отправительной станции к напряженности поля (в микровольтах на метр) в месте приема, которое мы обозначаем буквой N . Итак:

$$N = \frac{Ih}{E}. \quad (1)$$

Тогда формула Остина, независимо от значений коэффициентов

(которые зависят от выбора единиц для расстояния и длины волны), принимает вид:

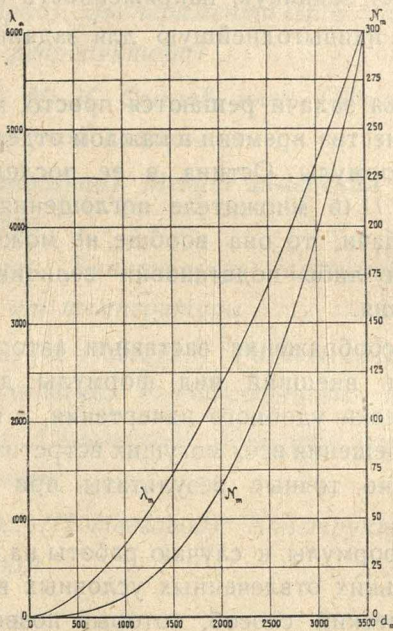
$$N = k \cdot d \lambda e^{\frac{\alpha d}{\lambda^{0,6}}}, \quad (2)$$

где, если d дано в километрах, а λ —в метрах, коэффициенты равны:

$$k = 2,65 \cdot 10^{-6}; \alpha = 0,0883.$$

Прежде всего находим наивыгоднейшую длину волны λ_m , как функцию расстояния d ; она соответствует уравнению

$$f'(\lambda) = \left(\lambda e^{\frac{\alpha d}{\lambda^{0,6}}} \right)' = 0 \text{ или } \lambda_m^{0,6} = 0,6 \alpha d, \quad (3)$$



Черт. 1

откуда:

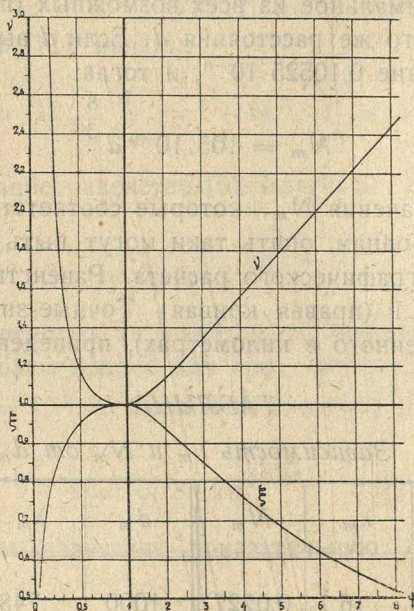
$$\lambda_m = (0,6 \alpha d)^{\frac{5}{3}} = \beta d^{\frac{5}{3}}. \quad (4)$$

Если $\alpha = 0,0883$, имеем: $\beta = 0,007478$, почему можно считать:

$$\lambda_m = 75 \cdot 10^{-4} d^{\frac{5}{3}}. \quad (5)$$

Формула (5) дает наивыгоднейшую длину волны в метрах, если расстояние d выражено в километрах (см. черт. 1, левая кривая).

Разумеется, при малых расстояниях это равенство дает чисто фиктивные значения λ_m (слишком короткие волны, для которых формула Остина вообще неприменима); однако, для наших дальнейших целей даже эти фиктивные величины вполне пригодны.



Черт. 2

Подставляя из равенства (3) значение $\lambda_m^{0.6}$ в показатель множителя поглощения, получаем:

$$e^{-\frac{\alpha d}{\lambda_m^{0.6}}} = e^{-\frac{5}{3}} = 0,189, \quad (6)$$

или

$$e^{\frac{\alpha d}{\lambda_m^{0.6}}} = e^{\frac{5}{3}} = 5,2945. \quad (7)$$

Таким образом, если мы для каждого расстояния будем подбирать наивыгоднейшую длину волны, множитель поглощения формулы Остина превращается в постоянную величину, равную 0,189, показательная же функция равенства (2) принимает постоянное значение, равное приблизительно 5,3.

Это позволяет нам определить величину N , как функцию одного только расстояния d (при условии работы на наивыгоднейшей длине волны).

Подставляя в равенство (2) значения λ_m и степени e из равенств (4) и (7), получаем:

$$N_m = k \cdot d \cdot \beta d^{\frac{5}{3}} \cdot e^{\frac{5}{3}} = \gamma d^{\frac{8}{3}}. \quad (8)$$

Это есть минимальное из всех возможных (при других λ) значений N для одного и того же расстояния d . Если d выражено в километрах, γ принимает значение $0,10525 \cdot 10^{-6}$, и тогда:

$$N_m = 105 \cdot 10^{-9} d^{\frac{8}{3}}. \quad (9)$$

Фиктивные значения N_m , которые соответствуют малым расстояниям и коротким волнам, опять таки могут быть в некоторых случаях использованы для графического расчета. Равенство (9) выражено графически на черт. 1 (правая кривая). Точные значения λ_m и N_m , как функций d (выраженного в километрах), приведены в таблице 1.

ТАБЛИЦА 1
Зависимость λ_m и N_m от d_m

d_m	λ_m	N_m	d_m	λ_m	N_m
100	16,1	0,0227	1000	748	10,5
150	31,7	0,0668	1200	1012	17,1
200	51,1	0,144	1400	1310	25,8
250	74,1	0,261	1600	1635	36,9
300	101	0,425	1800	1990	50,4
350	130	0,640	2000	2370	66,8
400	162	0,914	2200	2780	86,2
450	198	1,25	2400	3210	108,7
500	236	1,66	2600	3675	134,5
600	319	2,69	2800	4160	164
700	412	4,07	3000	4660	197
800	515	5,80	3200	5190	234
900	627	7,95	3500	6030	297

Теперь введем еще три условных величины. Если, вообще, при расстоянии d и длине волны λ , мы имеем некоторое N , причем

$$N = k \cdot d \cdot \lambda e^{\frac{\alpha d}{\lambda^{0,6}}}, \quad (10)$$

то, выбрав некоторое расстояние d_m и подобрав для него наивыгоднейшую длину волны λ_m , получаем для него минимальное N_m , которое также может быть представлено в виде:

$$N_m = k \cdot d_m \lambda_m e^{\frac{\alpha d_m}{\lambda_m^{0,6}}} \quad (11)$$

Разделив (10) на (11), полагая

$$\frac{N}{N_m} = \nu \quad (12), \quad \frac{d}{d_m} = \xi \quad (13), \quad \frac{\lambda}{\lambda_m} = \psi, \quad (14)$$

и принимая во внимание равенство (6), получаем:

$$\nu = 0,189 \xi \psi e^{\frac{5\xi}{3\psi^{0,6}}} \quad (15)$$

Так как это равенство не может быть выражено графически достаточно просто, решаем вопрос для трех частных случаев:

1. Полагаем $\xi = 1$, т.-е. сохраняем значение d . Тогда

$$\nu = 0,189 \psi e^{\frac{5}{3\psi^{0,6}}} \quad (16)$$

Заменяя в этом равенстве показательную функцию степенью десяти, получаем:

$$\nu = 0,189 \psi \cdot 10^{\frac{0,724}{\psi^{0,6}}} \quad (17)$$

и, найдя при помощи обыкновенных логарифмических таблиц значения степеней десяти, получаем ряд значений ν , соответствующих выбранным значениям ψ . Эта функция имеет минимум, равный 1, при $\psi = 1$.

Вид ее приведен на черт. 2 (верхняя кривая), а для точного построения даны значения 32 точек (таблица 2).

2. Полагаем $\psi = 1$, т.-е. сохраняем значение λ . Тогда

$$\nu = 0,189 \xi e^{\frac{5}{3}} \quad (18)$$

Если эту функцию выразить графически, то полученная кривая будет неудобна для пользования, так как ν растет слишком быстро. Поэтому такой случай нецелесообразно применять для расчета.

3. Полагаем $\nu = 1$, т.-е. сохраняем значение N . Тогда

$$0,189 \xi \psi e^{\frac{5\xi}{3\psi^{0,6}}} = 1, \quad (19)$$

или

$$0,189 \xi \psi \cdot 10^{\frac{0,724 \xi}{\psi^{0,6}}} = 1. \quad (20)$$

Логарифмируя по основанию 10, получаем:

$$\lg \xi = 0,724 - \lg \psi - \frac{0,724 \xi}{\psi^{0,6}}. \quad (21)$$

Это уравнение решается графически, для чего строится кривая, выражающая левую часть, и ряд прямых (для нескольких значений ψ), выражающих правую часть. Зависимость ξ от ψ для 32 точек приведена в таблице 2, а вид кривой—на черт. 2 (нижняя кривая). Эта кривая имеет максимум, равный 1, при $\psi = 1$.

ТАБЛИЦА 2

Зависимость ν и ξ от ψ из равенства $\nu = 0,189 \xi \psi e^{\frac{5\xi}{3\psi^{0,6}}}$

ψ	Значения ν при $\xi=1$	Значения ξ при $\nu=1$	ψ	Значения ν при $\xi=1$	Значения ξ при $\nu=1$
0,05	222	0,526	1,1	1,004	0,999
0,07	48,5	0,590	1,2	1,013	0,996
0,10	14,3	0,661	1,4	1,035	0,985
0,12	8,64	0,699	1,7	1,080	0,965
0,15	5,15	0,742	2,0	1,135	0,940
0,20	3,00	0,800	2,5	1,23	0,893
0,25	2,16	0,842	3,0	1,34	0,850
0,30	1,75	0,874	3,5	1,45	0,805
0,35	1,51	0,901	4	1,56	0,761
0,4	1,35	0,922	5	1,78	0,685
0,5	1,18	0,952	6	2,00	0,620
0,6	1,09	0,973	8	2,44	0,518
0,7	1,04	0,989	10	2,87	0,440
0,8	1,017	0,994	12	3,30	0,382
0,9	1,004	0,998	15	3,93	0,318
1,0	1,0	1,000	20	4,98	0,250

При помощи двух кривых черт. 1 и одной из двух кривых черт. 2 легко решается любая задача. Способ пользования ими следующий:

а) Даны d и λ , требуется найти N (или одну из трех величин, входящих в N , при заданных двух других). Полагая $d = d_m$, находим для него λ_m и N_m (по кривым черт. 1). Из равенства (14), деля λ на λ_m , получаем ψ , при помощи которого (по верхней кривой черт. 2) определяем ν . Наконец, из равенства (12), умножая N_m на ν , находим N .

б) Даны λ и N , требуется найти d . Полагая $N = N_m$, находим соответствующие значения d_m и λ_m (по кривым черт. 1). Из равенства (14), деля λ на λ_m , получаем ψ , по которому определяем ξ (по нижней кривой черт. 2).

Умножая d_m на ξ , согласно равенству (13), находим d .

в) Даны d и N , требуется найти λ . Полагая $d = d_m$, находим для него λ_m и N_m (по кривой черт. 1). Деля N на N_m , определяем ν , которое дает нам (по верхней кривой черт. 2) два значения ψ . Умножая на них λ_m , получаем два значения λ , из которых одно больше, а другое меньше λ_m .

Пример 1. Действующая высота отправительной сети равна 80 м, рабочая длина волны—1450 м. Какая требуется сила тока в сети, чтобы на расстоянии 2200 км получить $E = 200 \frac{\mu V}{m}$?

Полагаем $\xi = 1$, т.-е. $d = d_m$. Из черт. 1 находим: $\lambda_m = 2780$, $N_m = 86$. Отсюда $\psi = \lambda:\lambda_m = 1450:2780 = 0,52$. Из черт. 2 находим $\nu = 1,16$. Следовательно $N = \nu N_m = 1,16 \cdot 86 = 100$; $Ih = NE = 100 \cdot 200 = 20000$; $I = 20000:80 = 250$ А.

Проверка по формуле Остина дает:

$$E = 0,377 \frac{250 \cdot 80}{2200 \cdot 1450} e^{-\frac{0,0014 \cdot 2200}{1,45^{0,6}}} \cdot 10^6 = 2360 e^{-2,46} = 202 \frac{\mu V}{m}.$$

Пример 2. Дано: $I = 120$ А, $\lambda = 2700$ м, $d = 1500$ км, $E = 150 \frac{\mu V}{m}$.

Какая необходима действующая высота сети h ?

Полагая $\xi = 1$, т.-е. $d = d_m$, находим (черт. 1): $\lambda_m = 1475$; $N_m = 31$; $\psi = 2700:1475 = 1,83$. Черт. 2 дает: $\nu = 1,105$; $N = 1,105 \cdot 31 = 34,3$; $Ih = 34,3 \cdot 150 = 5150$; $h = 5150:120 = 43$ м.

Проверка дает $E = 150 \frac{\mu V}{m}$.

Пример 3. Дано $I = 90$ А, $h = 85$ м, $\lambda = 7000$ м. На каком расстоянии можно еще рассчитывать получить $E = 100 \frac{\mu V}{m}$?

Полагаем: $\nu = 1$. Тогда $N_m = N = Ih:E = 90 \cdot 85:100 = 76,5$. Черт. 1 дает: $d_m = 2100$, $\lambda_m = 2580$, откуда $\psi = 7000:2580 = 2,71$. Черт. 2 дает: $\xi = 0,875$, откуда $d = 0,875 \cdot 2100 = 1840$ км.

Проверка дает $E = 100,5 \frac{\mu V}{m}$.

Пример 4. Дано: $Ih = 15000$ мА. На каких длинах волн следует работать, чтобы на расстоянии 1500 км получить E не менее $300 \frac{\mu V}{m}$?

Черт. 1 дает для $d = 1500$ km наивыгоднейшую волну $\lambda_m = 1475$ m. Но из этого же чертежа: $N_m = 31$, а так как $N = 15000:300 = 50$, то $\nu = 50:31 = 1,61$. Из черт. 2 получаем $\psi_1 = 0,325$, $\psi_2 = 4,23$, откуда $\lambda_1 = 1475 \cdot 0,325 = 480$ m, $\lambda_2 = 1475 \cdot 4,23 = 6240$ m. Следовательно, длины волн от 500 до 6000 метров обеспечивают $E > 300 \frac{\mu V}{m}$; наивыгоднейшая же волна $\lambda_m = 1475$ m дает $E = Ih:N_m = 1500:31 = 484 \frac{\mu V}{m}$.

Приведенные здесь кривые допускают, конечно, лишь приближенный расчет, погрешностью которого, однако, можно пренебречь, так как она менее пределов ошибок самой формулы Остина.

На черт. 2 взяты разные масштабы для ν и ξ , а также для $\psi < 1$ и для $\psi > 1$, иначе кривые были бы неудобны для пользования ими.

Следует отметить, что кривая ν в пределах от $\psi = 2,5$ до $\psi = 10$ растет практически прямолинейно по закону:

$$\nu = 0,22 \psi + 0,68, \quad (22)$$

дальше же ее рост замедляется и при очень больших значениях ψ можно считать

$$\nu = 0,2 \psi. \quad (23)$$

Рассмотрение кривых черт. 2 позволяет сделать вывод, что только очень значительные отклонения от наивыгоднейшей длины волны вызывают невыгодные результаты, небольшие же изменения λ в ту или другую сторону не влияют практически на силу и дальность приема. Например, укорочение или удлинение волны вдвое относительно λ_m вызывает увеличение N на 18% в первом случае и на 13,5% — во втором (относительно N_m); расстояние же сокращается в этих же случаях только на 5 и на 6%.

Кривая ξ (черт. 2) показывает, что дальность падает быстрее при удлинении волны, чем при укорочении ее. На величину N эти изменения λ действуют как раз обратно, т.е. укорочение волны вызывает более быстрый рост N , уменьшая E , или требуя больших значений Ih , тогда как при удлинении волны N растет медленно и плавно.

Для облегчения построения подобных кривых в более крупных масштабах на миллиметровой бумаге, которые позволили бы вести точный расчет в полном согласии с формулой Остина, приводятся таблицы значений всех рассмотренных здесь функций, причем таблица 1 дает практически пригодные значения λ_m и N_m только для расстояний от 600 до 2600 km. Величины же, соответствующие меньшим или большим расстояниям, служат лишь в качестве промежуточных звеньев цепи расчета по предлагаемому методу.

Явление заскока потенциала свободной сетки триода

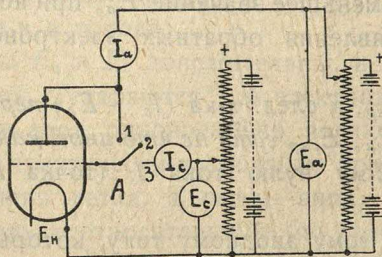
Инж. С. А. Оболенский

СОДЕРЖАНИЕ — В применении к нескольким типам приемных триодов, разбирается случай заскока потенциала свободной сетки $E_{сc} = E'_{сc}$. После физического обоснования явления, устанавливаются условия, необходимые для него: $E_a > E_{ак}$ и $E_{сн} > E_{сc}$. Анализируется зависимость главных факторов заскока $E_{ак}$ и $E_{сc}$ от ряда условий. Экспериментально устанавливается линейный характер зависимости $E_{ак}$ от I_e данного триода. Выясняется значение коэффициентов A (как индивидуальной) и B как типовой характеристики триода). Демонстрируются случаи срыва заскока уменьшением E_a и увеличением E_n . Выясняется физическое значение $E_{сc}$. Определяется мощность, выделяемая на свободной сетке при заскоке. Указываются случаи заскока в результате включения E_n после E_a (при хорошей и плохой изоляции сетки). Даются выводы практического характера.

I. Общее понятие

§ 1. *Явление I.* В сентябре 1925 г. гл. инж. ЛЭ ВЗ С. А. Векшинским было замечено, что некоторые из „микро“—ламп ЛЭ-ВЗ уже при $E_a \cong 60$ до 100 V обнаруживают следующую особенность:

Если, поддерживая постоянными напряжение накала E_n и достаточно большой анодный потенциал E_a^1 , сетке такого триода сначала сообщить потенциал E_{a1} (полож. 1 переключателя A на черт. 1), а затем



Черт. 1

сетку отключить (полож. 2), то анодный ток I_a не спадает до величины нормального анодного тока при свободной сетке— I_{acc} , но устойчиво принимает некоторое значение I_{a2} , близкое к величине полной эмиссии триода— I_e .

Произведенные нами, по поручению С. А. Векшинского, исследования тогда же установили следующее:

1) Явление это имеет место у ламп всех исследованных нами типов (Микро, УТ—1. Р—5 и др.), если при каком-нибудь E_n установить $E_a > E_{acr}$.

¹) E_a , E_c и т. п. измеряются по отношению к (—) катода.

2) Величина $E_{аср}$ зависит а) от типа триода, б) для данного типа — от материала электродов, метода откачки и способа распыления магния. Так, для микро—при $E_n = 3,6$ V, $E_{аср} \cong 50$ до 120 V или же 250—300 V, в зависимости от того, распылен ли магний в них высокой частотой или же электронной бомбардировкой с сетки; для УТ—1, при $E_n = 3,6$ V, $E_{аср} = 200—300$ V (магний распылен высокой частотой); для Р—5 (без магния)—при $E_n = 3,8$ V, $E_{аср} = 300—400$ V.

§ 2. Явление II. Тогда же нами было обнаружено, что явление, подобное вышеописанному, возможно не только в результате предварительного сообщения свободной сетке триода потенциала $E_a > E_{аср}$. Оказалось, что, если, поддерживая постоянными E_n и $E_a > E_{аср}$ (это необходимо и теперь), сетке предварительно сообщить потенциал $E_c > E_{скр}$, а затем оставить ее свободной, то, опять-таки, вместо тока $I_{асс}$, устанавливается ток $I_{аз}$, точно равный току $I_{аз}$ явления I при тех же E_n и E_a .

Равенство токов $I_{аз}$ в обоих случаях легко наблюдать по схеме черт. 1, если оставлять сетку свободной (полож. 2 переключателя А) после предварительного переключения ее то на анод с $E_a > E_{аср}$ (полож. 1), то на потенциометр сетки с $E_c > E_{скр}$ (полож. 3).

§ 3. Физическое значение $E_{аср}$, $E_{скр}$ и $I_{аз}$. Снятие хар-к ($I_a — E_c$) и ($I_c — E_c$) при постоянстве разных значений E_n и E_a , а также опыты по схеме черт. 1 позволили нам установить физическое значение потенциалов $E_{аср}$ и $E_{скр}$, а также тока $I_{аз}$. Оказалось, что:

1) $E_{аср}$ есть не что иное, как $E_{ак}$, т.-е. то (соответствующее данному $E_n = Const.$) наименьшее значение E_a , при котором ток I_c , уменьшаясь в результате явления обратных электронов на сетке, может стать равным нулю.

2) Если $E_a > E_{аср}$, а след. х-ка ($I_c — E_c$) пересекает ось абсцисс, то при данных E_n и E_a , $E_{скр}$ есть не что иное, как $E_{со}$, т.-е. потенциал сетки, отвечающий 2-му нулю тока I_c (точка В кривой $I_c — E_c$ на черт. 2).

3) Ток $I_{аз}$ равен тому анодному току, который (при данных E_n и E_a) соответствует потенциалу сетки $E'_{со}$, т.-е. 3-му нулю тока I_c (точка Д той же кривой).

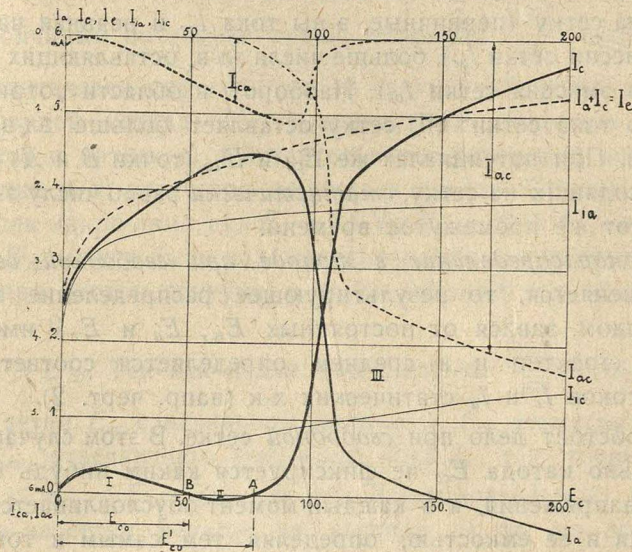
Примечание: В дальнейшем, вместо $E_{скр}$, будем писать $E_{со}$, а вместо $E_{аср} — E_{ак}$.

§ 4. Обобщение всех случаев заскока $E_{сс}$. Анализируя явление обратных электронов в триоде, не трудно убедиться, что всегда $E'_{со} < E_a$, а так как $E_{со} < E'_{со}$, то и подавно, $E_c = E_a > E_{со} = E_{скр}$. Следовательно, „явление I“—частный случай „явления II“; приэтом оба явления по существу не что иное, как результат заскока потенциала свободной сетки $E_{сс} = E'_{со}$.¹⁾

¹⁾ Т. к. потенциал $E'_{со}$, хотя и меньше, но близок к $E_a > E_{ак}$, то ток $I_{аз}$ всегда отвечает полной эмиссии триода I_e .

II. Физическое обоснование явления заскока потенциала свободной сетки

§ 5. Прямые и обратные составляющие токов триода. В соответствии с выводами § 3, при физическом обосновании явления заскока



Черт. 2

E'_{co} мы будем исходить из х-к ($I_c - E_c$) и ($I_a - E_c$), например для микро-лампы ЛЭ-ВЗ № 3, при $E_n = 3,6$ V и $E_a = 100$ V $> E_{ak} = 88$ V (черт. 2). Прежде всего проанализируем эти х-ки со стороны влияния на них обратных¹⁾ э-в в триоде.

Если потенциалы E_a и E_c положительны, и образующие „первичные“ токи I_{1a} и I_{1c} э-ны „ударяются“ об электроды с достаточной скоростью, то и сетка, и анод одновременно являются источниками обратных э-в. Так как практически-возможным приемником обратных э-в анода может быть лишь сетка, а сетки—анод, то потенциалы E_a и E_c определяют не только относительную (по сравнению с соответствующим первичным током) величину обратной эмиссии *своего*, но и степень явности обратной эмиссии *другого* электрода. Обозначая величину *полной* обратной эмиссии анода— I_{oa} и явную (т.-е. доходящую до сетки) часть ее— I_{ac} , а для сетки соответственно— I_{oc} и I_{ca} , имеем:

$$I_a = I_{1a} - I_{ac} + I_{ca}, \quad (1)$$

$$I_c = I_{1c} - I_{ca} + I_{ac}. \quad (2)$$

Изменение составляющих токов I_{1a} , I_{1c} , I_{ac} и I_{ca} , в зависимости от E_c при E_n и E_a постоянных, видно на черт. 2, где дано примерное

¹⁾ См. пред. статью автора, ТиТбп № 47, стр. 142, 1928.

разложение хар-к „микро“ — лампы ЛЭ-ВЗ № 3 на „первичные“ и „обратные“ составляющие.

Исходя из форм. (2), мы видим, что области положительного тока сетки (I и III) характеризуются тем, что здесь число э-в, приходящих из вакуума на сетку (первичные, э-ны тока I_{ac} и неявная часть полной обратной эмиссии сетки I_{oc}), больше числа э-в, оставляющих сетку (полная обратная эмиссия сетки I_{oc}). Наоборот, в области „отрицательного электронного тока сетки“ (II) сетку оставляет больше э-в, чем приходит на нее. При потенциалах же E_{co} и E'_{co} (точки В и Д) число электронов, приходящих на сетку, статистически равно числу э-в, ее оставляющих за тот же промежуток времени.

§ 6. *Токораспределение в триоде при свободной сетке.* Если E_c тоже не меняется, то результирующее распределение э-в между сеткой и анодом, завися от постоянных E_k , E_a и E_c , имеет вполне устойчивый характер и в среднем определяется соответствующими значениями токов I_c и I_a статических х-к (напр. черт. 2).

Иначе обстоит дело при *свободной* сетке. В этом случае потенциал ее относительно катода E_{cc} не фиксируется каким нибудь постоянным источником напряжения, а в каждый момент обуславливается наличным зарядом сетки и ее емкостью, определяя тем самым и токораспределение в триоде.

Если Q_c — положительный заряд сетки, C_{cn} и C_{ca} — статическая емкость сетки относительно нити и анода, то

$$Q_c = C_{cn} E_c + C_{ca} (E_c - E_a) = (C_{cn} + C_{ca}) E_c - C_{ca} E_a. \quad (3)$$

Если $E_a = \text{const}$, емкостные же коэффициенты C_{cn} и C_{ca} тоже не меняются, то, при свободной сетке,

$$dQ_c = (C_{cn} + C_{ca}) dE_{cc}, \text{ т.-е. } \frac{dQ_c}{dE_{cc}} = C_{cn} + C_{ca} = \text{const} > 0, \quad (4)$$

т.-е., как и следовало ожидать, потенциал свободной сетки E_{cc} меняется в ту же сторону, что и положительный заряд ее Q_c .

§ 7. *Возможные значения E_{cc} .* Рассмотрим теперь разные случаи изменения потенциала свободной сетки E_{cc} в зависимости от начальной величины его E_{cn} при $E_a > E_{ak}$.

1) $E_{cn} < E_{co}$. Если E_{cn} отвечает 1-й положительной области х-ки ($I_c - E_c$), то за время dt на сетку придет э-в больше, чем оставит ее, след. $dQ_c < 0$, и потенциал сетки относительно катода снизится ($dE_{cc} < 0$). В следующий момент произойдет то же и т. д., пока, следуя х-ке (конечно почти мгновенно), E_{cc} не спустится до того значения, где $\frac{dQ_c}{dt} = 0$, т.-е. где приход э-в для сетки балансируется с их расходом.

Тогда ток I_a примет некоторое определенное значение, отвечающее данным E_n , E_a и установившемуся „нормальному“ потенциалу свободной сетки E'_{cc} .

Примечание. Потенциал E'_{cc} (характеризующийся, как и всякий другой устойчивый потенциал сетки, условием $\frac{dQ_c}{dt} = 0$), при данных E_n и E_a , фактически определяется: а) внутренней „геометрией“ триода, б) температурой катода— T^0 , в) контактной разностью потенциалов между сеткой и нитью, г) действительными условиями изоляции „свободной“ сетки и д) качеством вакуума в триоде. Обычно отрицательный (напр. для микро-ламп, при $E_n = 3,6$ В и $E_a = 80$ В, $E'_{cc} = -(1 \text{ до } 2)$ В), потенциал E'_{cc} может быть положительным при недостаточной изоляции сетки или при плохом вакууме, и тогда анодный ток при E'_{cc} больше, чем при $E_c = 0$.

2) $E_{cn} > E'_{co}$. Так как и для этого случая $\frac{dQ_c}{dt} < 0$, то потенциал свободной сетки E_{cc} с начальной величины E_{cn} мгновенно упадет до значения E'_{co} , отвечающего 3-му нулю тока I_c , т.е. точке D .

3) $E_{co} < E_{cn} < E'_{co}$. Так как для II (отрицательной) области х-ки приход эл-в на сетку меньше их расхода за то же время dt , т.е. $\frac{dQ_c}{dt} > 0$, то $dE_{cc} > 0$. Поэтому E_{cc} мгновенно возрастет до значения E'_{co} , отвечающего точке D х-ки.

4) Не трудно видеть, что потенциал свободной сетки $E_{cc} = E'_{co}$ стабилен. Хотя, в силу *статистического* характера равенства между приходом и расходом э-в для сетки, равенство это в точке D х-ки ежемоментно должно нарушаться то в одну, то в другую сторону, причем E_{cc} становится то больше, то меньше E'_{co} ,—однако, поскольку мы тогда имеем или 2), или 3) случай, приходо-расходное равновесие для э-в свободной сетки неизбежно восстанавливается опять-таки в точке D , т.е. при потенциале $E_{cc} = E'_{co}$.

5) В противоположность E'_{co} , потенциал E_{co} *лабилен*: E_{cc} или мгновенно возрастет до E'_{co} , или мгновенно упадет до E'_{cc} в зависимости от того, в какую сторону произошло случайное нарушение приходо-расходного баланса для э-в сетки в точке B .

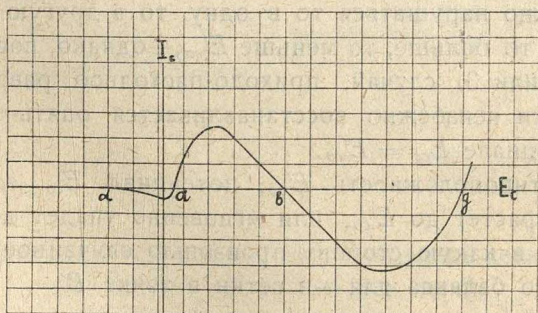
§ 7. Таким образом при $E_a > E_{ak}$, т.е. в случае сильно выраженного явления обратных эл-в на сетке, свободная сетка триода, помимо обычной нулевой области, заканчивающейся потенциалом E'_{cc} , имеет еще один стабильный потенциал E'_{co} , а также один лабильный— E_{co} , при котором неизбежно и *равновозможно* немедленное же изменение $E_{cc} = E_{co}$ в сторону любого из 2-х стабильных потенциалов E'_{cc} или E'_{co} . Все прочие потенциалы свободной сетки E_{cc} , отвечающие значениям I_c не равно 0, *неустойчивы*; однако мгновенное неизбежное изменение их происходит лишь в сторону того из двух стабильных потенциалов (E'_{cc} и E'_{co}), достижение которого возможно без перехода через

лабильный потенциал E_{co} . Поскольку же токораспределение в данном триоде обуславливается значениями E_k , E_a и E_c , анодный ток при $E_a > E_{ak}$ и свободной сетке, в зависимости от начального потенциала ее $E_{cn} > E'_{cc}$, может иметь только 2 устойчивых значения—или I_{acc} , или I_{az} .

§ 8. Значения E_{cc} при $E_a \leq E_{ak}$. Не трудно видеть, что ток I_{az} в триоде возможен лишь при $E_a > E_{ak}$. Так как невозможность I_{az} при $E_a < E_{ak}$ очевидна, то мы рассмотрим лишь вариант $E_a = E_{ak}$. В этом случае точки B и D сливаются в точку касания $B D$, которая соответствует, однако, полулабильному потенциалу E_{co} . В самом деле: если $E_{cn} > E_{co}$, то, по отключении сетки от источника напряжения, потенциал ее сначала примет значение E_{co} , а затем, при первом же бесконечно-малом его дальнейшем уменьшении, немедленно упадет до стабильного значения E'_{cc} .

§ 9. Случай плохой изоляции сетки. Мы предполагаем всюду, что свободная сетка идеально изолирована, так что утечка э-в с сетки по поверхности стекла невозможна. Тогда, как выяснено в нашей предыдущей статье¹⁾, все возможные значения E_{cc} определяются точками x -ки ($I_c - E_c$), общими с осью абсцисс, и по абсолютной величине своей не зависят от E_{cn} .

Не то будет при плохой изоляции отключенной сетки: в этом случае возможные значения E_{cc} даются точками пересечения x -ки уже с „прямой внешнего сопротивления сетки“. Прямая эта, образуя с осью абсцисс острый угол $\gamma = \arctg R$ (при равенстве масштабов для A и V), проходит через точку оси абсцисс с координатой $E_c = E$, где E —тот



Черт. 3

потенциал, к которому через сопротивление изоляции R не $= \infty$ „присоединена“ отключенная сетка.

§ 10. Случай плохого вакуума. Если, в силу плохого вакуума, x -ка ($I_c - E_c$) имеет ионно-отрицательную²⁾ часть ax (черт. 3), то стабильные потенциалы свободной сетки (кроме „нулевой“, до точки a ,

¹⁾ С. Оболенский, ТиТбп № 47, стр. 145, 1928.

²⁾ Термин С. А. Векшинского.

части х-ки) опять-таки отвечают лишь точкам A и D , тогда как потенциал точки a полулабилен (неизбежно изменение его в сторону точки a). Поэтому если свободной сетке, в условиях х-ки черт. 3, предварительно был сообщен к.н. потенциал области $a - a$, то сетка обязательно повысит свой потенциал вплоть до стабильной точки a , и ток I_a примет значение $I_{acc} > I_o$.

§ 11. *Выводы.* Из §§ 7 и 8 видно, что, если $E_a > E_{ак}$, а $E_{сн} > E_{со}$, то при свободной сетке анодный ток неминуемо должен принять вполне определенное, отвечающее точке D кривой ($I_c - E_c$), значение $I_{аз} \cong I_e$. Таким образом, явление установки при свободной сетке тока $I_{аз} \cong I_e$ (§§ 1--2), по существу будучи не чем иным, как случаем заскока потенциала $E_{сн} = E'_{со}$, и с формальной, и с физической стороны полностью раз'ясняется в §§ 5--8. Следует отметить, что краткое указание на сущность этого явления мы нашли у Hull'a¹). Кроме того, физическая сторона явления была раз'яснена С. А. Векшинским в его докладе в ЛОРОРИ 1 декабря 1925 г.

III. Факторы величины $E_{ак}$

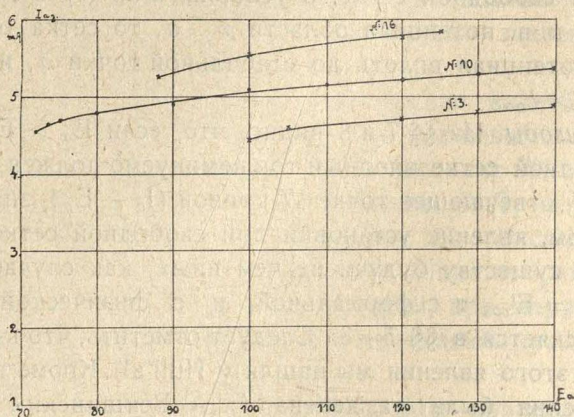
§ 12. *Зависимость ($I_{аз} - E_a$) при $E_n = Const$.* Если в триоде вызвать явление заскока $E'_{со}$, а затем, оставляя сетку отключенной и ток $I_a = I_{аз}$, при $E_n = Const$, увеличивать $E_a > E_{ак}$, то $I_{аз}$ (обыкновенно возрастающая при торированном катоде) меняется соответственно устанавливаемому E_a . Если же, при $E_n = Const$ и свободной сетке, снижать E_a по сравнению с его первоначальным значением, то $I_{аз}$ уменьшается до тех пор, пока E_a превышает $E_{ак}$, определяемое (см. § 15) данным значением E_n ; в момент же, когда $E_a = E_{ак}$, анодный ток, срываясь с величины $I'_{аз}$, принимает значение I_{acc} . Таким образом, $I'_{аз}$ является минимальным значением „тока заскока“ — $I_{аз}$ триода при данном $E_n = Const$. Соответствующие зависимости ($I_{аз} - E_a$) при $E_n = 3,6$ V для 3-х микро-ламп ЛЭ-ВЗ даны на черт. 4.

§ 13. *Методы определения $E_{ак}$.* 1) Из § 12 вытекает очень простой метод определения при данном E_n величины $E_{ак}$, как значения E_a „срывающего“ ток $I'_{аз}$ при $E_n = Const$. Для большей точности опыт следует повторить несколько раз, выбирая в качестве исходных значения E_a все более близкие к $E_{ак}$. Этот способ определения $E_{ак}$ можно назвать „методом срыва $I_{аз}$ “. 2) $E_{ак}$ можно грубо определять еще по минимальному значению E_a , при котором уже имеет место заскок $E'_{со}$. Однако этот „способ пробы“ дает определенно большие значения $E_{ак}$ (обозначим их $E'_{ак}$) по сравнению с „методом срыва $I_{аз}$ “, где наблюдается нечто в роде „затягивания заскока“.

Мы полагаем, что при способе „пробы“ сетка в момент отключения ее от анода (отчасти—в силу изменения своей емкости) получает начальный потенциал $E_{сн} < E_a$, так что, при E_a близких к $E_{ак}$,

¹) Hull. Proc. I. R. E., Vol. VI, № 1, 1918.

заскока может не произойти: явление обратных э-в на сетке в этом случае определяется тем фактом, что действительное $E_{сн}$ будет $< E_{с0}$.



Черт. 4

Так как из §§ 5--7 видно, что, при наличии заскока, потенциал свободной сетки неизбежно равен $E'_{с0}$ и, все время отвечая точке D х-ки, с уменьшением E_a непрерывно понижается вплоть до точки касания х-ки с осью абсцисс $B-D$, когда при $E_a = E_{ак}$ ток $I_{аз}$ срывается до I_{acc} , — то отсюда следует, что именно это „срывающее“ значение E_a и нужно считать равным $E_{ак}$ при данном E_k .

§ 14. *Зависимость $E_{ак}$ от обратно-эмиссионных свойств электродов.* На основании общего анализа явления обратных э-в в триоде можно видеть, что $E_{ак}$ — очень сложная величина, зависящая как от обратно-эмиссионных свойств сетки и анода, так и от всех факторов явности полной обратной эмиссии сетки и анода.

Обратно-эмиссионные свойства поверхности электродов, при определенных скоростях удара о них первичных э-в (т.-е. при потенциалах E_a и E_c с поправками), характеризуются „коэффициентами интенсивности их обратной эмиссии“:

$$0_a = \frac{I_{oa}}{I_{1a}} \quad (5) \quad \text{и} \quad 0_c = \frac{I_{oc}}{I_{1c}}, \quad (6)$$

где I_{1a} и I_{1c} — первичные токи анода и сетки, соответственно обуславливающие полную обратную эмиссию I_{oa} и I_{oc} . Для характеристики же степени явности обратной эмиссии электродов, т.-е. для учета способности этой эмиссии доходить до другого электрода и непосредственно влиять на результирующий ток его, мы вводим „коэффициенты явности обратной эмиссии“

$$Y_{ca} = \frac{I_{ca}}{I_{oc}} \quad (7) \quad \text{и} \quad Y_{ac} = \frac{I_{ac}}{I_{oa}}, \quad (8)$$

где I_{ca} и I_{ac} — явные составляющие полной обратной эмиссии сетки и анода, т.е. I_{oc} и I_{oa} .

Так как коэффициенты γ_{ca} и γ_{ac} при тех же E_a , E_c и полной эмиссии триода I_e обуславливаются главным образом внутренней „геометрией“ триода, то факт большой зависимости E_{ak} от *методов* производства ламп одного и того же типа (см. § 1) следует объяснять сильным изменением обратно-эмиссионных свойств сетки или анода (их влияние на E_{ak} противоположно).

Известно, что коэффициент „0“ особенно велик для металлов с малой „работой выхода“ ϕ и уменьшается с прокалкой большинства из них. Повидимому, оба эти обстоятельства и обуславливают значительное уменьшение E_{ak} для микро-ламп с магнием, распыленным в контуре высокой частоты. В самом деле: при высокочастотном методе распыления магния, сетка раскаляется гораздо слабее, чем в случае, если сама она используется в качестве источника э-в для распыления магния. Поэтому в первом случае магний получает возможность конденсироваться на сетке, образуя на ее (сравнительно слабо прокаленной) поверхности очень устойчивые окислы с малой „работой выхода“ ϕ . Это приводит к значительному усилению обратно-эмиссионных свойств сетки и, при малом изменении их для анода, к снижению E_{ak} для ламп одного и того же типа. Так, если микро-лампу с магнием, распыленным электронной бомбардировкой, поддерживать (хотя бы кратковременно) в катушке распыляющего контура высокой частоты, то E_{ak} сразу же падает (напр. с 280 до 143 В). Наоборот, последующая прокалка сетки микро-ламп, магний которой был распылен способом высокой частоты, как нашел С. А. Векшинский, повышает E_{ak} . Поэтому в таких микро-лампах E_{ak} обыкновенно возрастает даже во время работы с ними, если сетка их при этом разогревается.

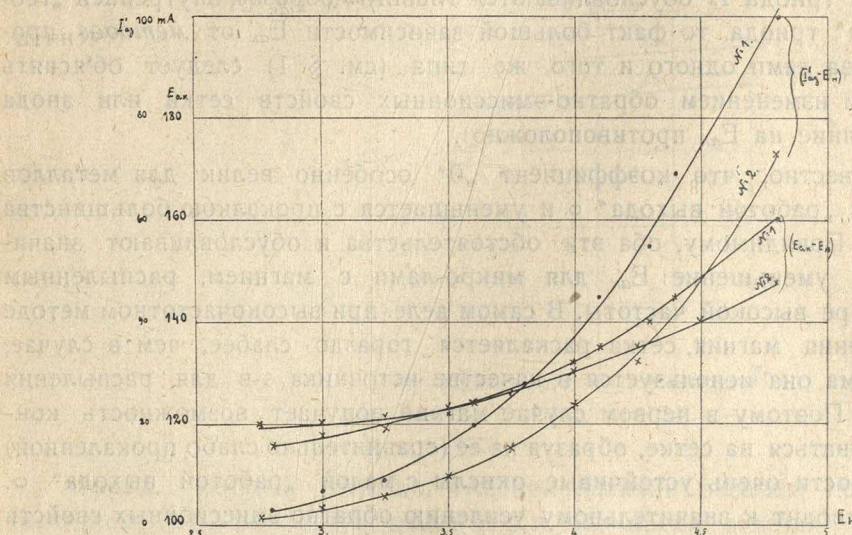
§ 15. *Зависимость ($E_{ak} - I_e$). Коэффициенты А и В.* Из наших опытов над лампами типа микро, УТ—1 и УТ—15 определенно выяснилось, что для одного и того же триода E_{ak} тем выше, чем больше E_n , а след. чем больше „срываемый“ ток $I'_{az} \cong I_e$. Эта зависимость сохраняется как при увеличении (когда можно предположить влияние большего разогрева сетки) так и при уменьшении E_n . См., напр., кривые ($E_{ak} - E_n$) и ($I'_{az} - E_n$) для триодов типа УТ—15 (черт. 5).

Еще более показательны (опять-таки для одного и того же триода) зависимости ($E_{ak} - I'_{az}$) или (что то же) ($E_{ak} - I_e$), напр. для микро—черт. 6, для УТ—1—черт. 7, для УТ—15—черт. 8. Эти кривые позволяют нам сделать следующие выводы:

1) По крайней мере для исследованных типов ламп, зависимость ($E_{ak} - I_e$) имеет *линейный* характер и может быть выражена одной общей формулой:

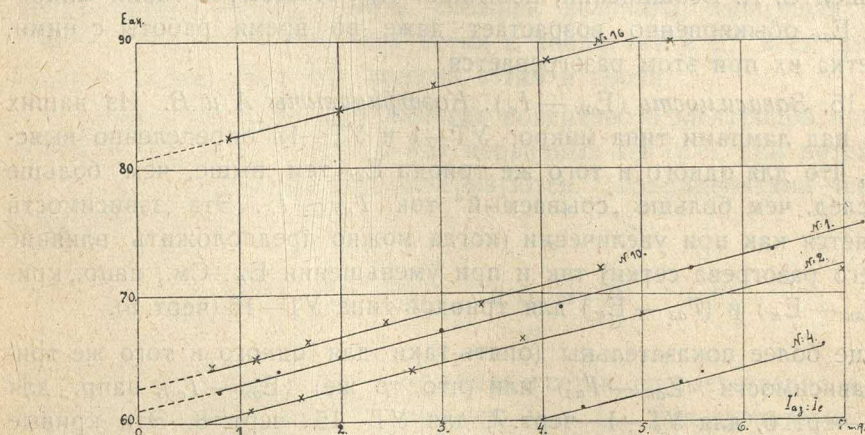
$$E_{ak} = A + B \cdot I_e. \quad (9)$$

При этом коэффициент A , дающий предельное значение $E_{ак}$ при уменьшении эмиссии I_e , является индивидуальной характеристикой триода и меняется от триода к триоду в широких пределах значений,



Черт. 5

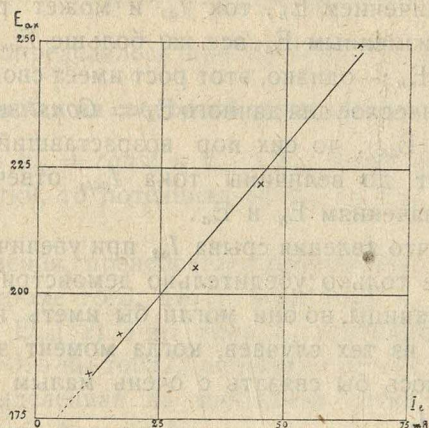
свойственных данному типу триода при определенном методе их производства. Наоборот, коэффициент $B = \frac{\partial E_{ак}}{\partial I_e}$ является, повидимому, специфической характеристикой самого типа триода и обуславливается,



Черт. 6

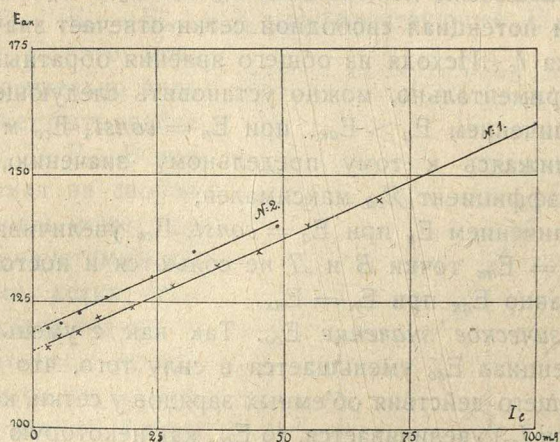
главным образом, его внутренней „геометрией“. Так для микро-ламп ЛЭ-ВЗ (производства в сентябре 1925 г.) $B = 1,9 — 2,0$, а для мощных усилительных ламп (произв. IV—1927 г.) типа УТ—15 и УТ—1 $B = 0,45$ и $1,2$ —соответственно (при этом $E_{ак}$ дано в V, а I_e в mA). Незначи-

тельные отклонения в величинах B вполне объяснимы разницей в конструкции ламп одного и того же типа и погрешностью наблюдений.



Черт. 7

2) Не подлежит сомнению, что сопутствующее росту I_e увеличение



Черт. 8

$E_{ак}$ обусловлено тем что одновременно с увеличением I_e , возрастает и обратная эмиссия сетки $I_{ос}$. В связи с этим действие об'емных зарядов между сеткой и анодом (особенно при E_c близких к E_a)¹⁾ усиливается, коэффициент явности γ_{ca} (а след. и величина тока $I_{ca} = \gamma_{ca} I_{ос}$) при этом уменьшается, потенциал же $E_{ак}$, конечно, увеличивается.

§ 16. *Срыв заскока E'_{co} увеличением E_n .* Как результат зависимости $E_{ак}$ от E_n для одного и того же триода (§ 15), имеет место следующее явление, впервые наблюдавшееся нами для микро-ламп:

Если, оставляя постоянным $E_a > E_{ак}$ для начального значения E_n , *снижать* E_n при отключенной сетке и анодном токе $I_{аз}$, то $I_{аз}$ без

¹⁾ По Becker'y (Ann. d. Phys., B. 78, 1925) наивероятнейшая скорость „вторичных“ электронов около 2 V.

всякого срыва постепенно снижается почти до 0, а затем, с повышением E_n до начальной величины, принимает свое прежнее значение. Хотя, с дальнейшим увеличением E_n , ток I_{az} и может расти при условии, что остающееся неизменным E_a все же больше E_{ak} для вновь устанавливаемых значений E_n ;—однако, этот рост имеет свой предел: как только E_n принимает критическое для данного $E_a = Const$ значение $E_{нк}$ (так что E_a превращается в E_{ak}), до сих пор возраставший ток I_{az} сразу же *срывается* и падает до величины тока I_{acc} , отвечающего конечным, в момент срыва, значениям E_n и E_a .

Мы полагаем, что явления срыва I_{az} при увеличении E_n или уменьшении E_a (§ 12) не только убедительно демонстрируют сущность скачка E'_{co} и его границы, но они могли бы иметь и практическое значение в некоторых из тех случаев, когда момент значительного спада тока (I'_{az}) требовалось бы связать с очень малым изменением напряжения (E_n или E_a).

IV. Физическое значение E_{co}

§ 17. *Зависимость потенциала E_{co} от E_a и E_n .* В § 7 показано, что лабильный потенциал свободной сетки отвечает значению E_{co} , т.-е. 2-му нулю тока I_c . Исходя из общего явления обратных э-в в триоде, а также экспериментально, можно установить следующее:

1) С увеличением $E_a > E_{ak}$, при $E_n = const$, E_{co} медленно уменьшается, приближаясь к тому предельному значению, при котором $Y_{ac} \cong 0$, а коэффициент Y_{ca} максимален;

2) С увеличением E_n при $E_a = const$, E_{co} увеличивается, пока при некотором $E_n = E_{нк}$ точки B и D не сольются и постоянное значение E_a не станет равно E_{ak} при $E_n = E_{нк}$.

§ 18. *Физическое значение E_{co} .* Так как, с уменьшением E_n при $E_a > E_{ak}$, потенциал E_{co} уменьшается в силу того, что при этом, из-за все ослабевающего действия объемных зарядов у сетки, коэффициент Y_{ca} (а следов. и ток I_{ca}) увеличивается, то E_{co} , как некоторую характеристику обратно-эмиссионных свойств сетки данного триода, нужно определять не только при E_a достаточно большом, но еще и при E_n возможно малом. Однако даже в этом случае исправленное (на контактную разность потенциалов сетка-нить, начальную скорость первичных э-в и т. д.). E_{co} равно той первичной скорости, при которой на каждый э-н первичного тока I_{1c} приходится один обратный с сетки, по условиям внутренней „геометрии“ триода, способный дойти до анода (эта оговорка имеет в виду, что потенциалу E_{co} всегда отвечает коэффициент $0_c > 1$, так как максимум Y_{ca} всегда < 1 , а ток $I_{ca} < I_{oc}$). Такая предельно-минимальная (т.-е. определяемая при E_a большом и E_n малом) величина E_{co} у нормальных микро-ламп ЛЭ-ВЗ выпуска IV—1927 г. равна 20—50 V.

Связь между E_{ak} и минимальным E_{co} для одного и того же триода физически очень сложна,—однако для микро-ламп вышеуказанного выпуска (с магнием, распыленным в контуре высокой частоты) она,

как видно из черт. 9, близка к прямой

$$E_{ак} = 8 + 1,8 E_{со}. \quad (10)$$

($E_{со}$ для всех ламп определялось при $E_n = 3,6$ V и $E_a = 250$ V).

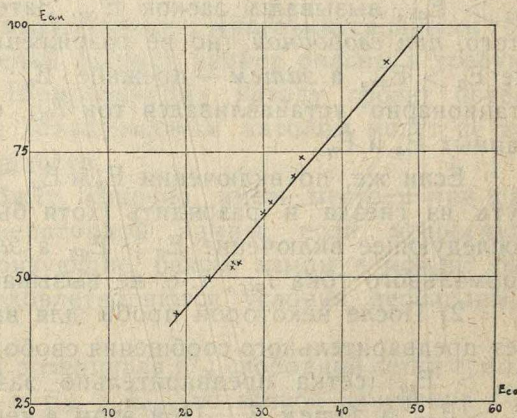
V. Мощность, выделяемая на свободной сетке при заскоке потенциала $E'_{со}$

§ 19. Если при $E_n = const$ и $E_a > E_{ак}$ имеет место заскок потенциала свободной сетки, то потенциал ее $E_{сс} = E'_{со}$, а $I_c = I_{1c} - I_{ca} + I_{ac} = 0$.

В целях упрощения, пренебрегаем работой выхода φ для материала сетки и полагаем, кроме того, что 1) э-ны тока I_{1c} ударяются о сетку со скоростью $E_c = E'_{со}$, 2) э-ны тока I_{ac} поступают на сетку со скоростью $(E_a - E_c)$ и 3) э-ны тока I_{ca} оставляют сетку с нулевой скоростью. Тогда мощность, выделенная на свободной сетке при заскоке потенциала $E'_{со}$, выражается формулой:

$$P_{сз} = I_{1c} \cdot E'_{со} + I_{ac} (E_a - E'_{со}). \quad (11)$$

Так как $E'_{со}$, $(E_a - E'_{со})$ и I_{1c} (соответствующее $E'_{со}$) возрастают с увеличением E_a , то мощность $P_{сз}$, относительно большая вообще, может быть особенно велика при $E_a \gg E_{ак}$. В этом случае выделяемая на свободной сетке мощность может превзойти предел, допустимый для материала сетки, сетка перегреется, произойдет значительное газовыделение, вакуум лампы ухудшится и торированный катод начнет терять свою эмиссию. Вот почему операции с лампами в условиях заскока потенциала $E'_{со}$ следует производить очень осторожно, в особенности если I_e и $E_{ак}$ их велики.



Черт. 9

VI. Практические случаи заскока потенциала свободной сетки

§ 20. Обоснование более близких к практике случаев заскока. Выше мы уже указывали условия для заскока потенциала $E'_{со}$: при наличии напряжения накала E_n и анодного потенциала $E_a > E_{ак}$, сетке предварительно сообщается потенциал $E_{сн} > E_{со}$ (в частности, для „явления 1“ $E_{сн} = E_a$), а затем сетка отключается от источника напряжения. Оказывается, однако, что заскок $E'_{со}$ происходит также и в том случае, если напряжение накала E_n включается в момент, когда уже свободная сетка при $E_a > E_{ак}$ имеет начальный потенциал $E_{сн} > E_{со}$. В самом

деле: при $E_a > E_{ак}$ и $E_{сн} > E_{со}$, в момент включения E_n возможно лишь то первичное и обратное токораспределение, которое, соответствуя областям х-ки ($I_c - E_c$) после 2-го нуля I_c (области II или III), удовлетворяет условиям, необходимым для заскока $E_{сс} = E'_{со}$.

Изолированная же сетка до момента включения E_n может иметь потенциал $E_{сн} > E_{со}$ (соответственно включенному E_n и постоянному $E_a > E_{ак}$) по двум причинам:

1) при достаточно хорошей изоляции свободной сетки, заряд, необходимый для $E_{сн} > E_{со}$, может сохраниться в результате предварительной зарядки сетки (напр. путем соединения сетки накоротко с анодом при $E_a > E_{ак}$);

2) отключенная сетка может сама зарядиться до $E_{сн} > E_{со}$ просто в силу некоторой проводимости между сеткой и анодом, тем более, что $E_a > E_{ак}$ обыкновенно высоко.

§ 21. *Опыты С. А. Векшинского.* Этим случаям как будто самопроизвольного повышения $E_{сс}$ соответствуют следующие эффектные опыты С. А. Векшинского:

1) В микро-лампе с сильно выраженным явлением обратных э-в на хорошо изолированной сетке, при некоторых постоянных E_n и $E_a > E_{ак}$, вызывался заскок $E'_{со}$. Затем выключались E_n и E_a . После этого, *при свободной* (но не разряженной) *сетке* опять включалось то же $E_a > E_{ак}$, а *затем* — прежнее E_n ; при этом мгновенно и вполне стационарно устанавливался ток $I_{аз}$, отвечающий потенциалу $E'_{со}$ при данных E_a и E_n .

Если же, по включении E_n и $E_a > E_{ак}$, лампу предварительно вынуть из гнезда и разрядить (хотя бы путем заземления) ее сетку, то последующее включение $E_a > E_{ак}$ а *затем* E_n — приводит к установке нормального тока $I_{асс}$, т.е. не вызывает заскока $E'_{со}$.

2) После некоторой пробы для выяснения порядка величины $E_{ак}$, без предварительного сообщения свободной сетке начального потенциала $E_{сн} > E_{со}$ (сетка предварительно заземлялась), включалось сначала $E_a > E_{ак}$, а *затем* E_n . При этом в некоторых из микро-ламп, *имеющих проводимость между сеткой и анодом*, даже в этом случае устанавливался ток $I_{аз}$, т.е. заскакивал потенциал $E'_{со}$. Последовательность включений (сначала E_a , а *затем* E_n) в данном случае обязательна: если сначала включить E_n , то первичные э-ны, бросившись на положительно заряженную свободную сетку, сразу же зарядят ее отрицательно. Поэтому в момент включения $E_a > E_{ак}$ не только не будет необходимого для заскока условия ($E_{сн} > E_{со}$), но и вообще обратные э-ны практически не будут выделяться сеткой (так как при хорошем вакууме $E'_{сс}$ будет отрицательным). Очевидно, что в этом случае установится ток $I_{асс}$.

Этот редкий случай заскока $E'_{со}$ был впервые замечен С. А. Векшинским, а на связь его с проводимостью между сеткой и анодом указал А. А. Шапошников.

VII. Некоторые практические выводы

§ 22. Из всего предыдущего можно вывести такие практические директивы:

1) Во избежание заскока E'_{co} и установки тока I_{az} , который, всегда отвечая полной эмиссии катода I_e , в случае высокого, к тому же, потенциала E_a , нередко бывает губителен для анода, — *при свободной сетке не следует включать сначала E_a , а затем E_n .*

Конечно, если $E_a < E_{ak}$, то, даже при наличии проводимости между сеткой и анодом, такой порядок включения приведет лишь к броску I_a : первичные э-ны сразу же разрядят сетку и в цепи анода установится ток I_{acc} .

2) При постановке на тренировку или для испытания на продолжительность жизни ламп с отключенными сетками, опасность предварительного включения сначала E_a , а затем E_n — особенно велика, так как в этих случаях (из-за отсутствия прибора, переключаемого в цепь каждой лампы) анодный ток отдельных ламп обычно не контролируется. Понятно, что лампы (особенно с торированным катодом), которые, в силу проводимости между сеткой и анодом, дадут заскок E'_{co} , испортятся на тренировке или же покажут срок службы, значительно меньший нормального.

3) Даже кратковременные манипуляции с многоэмиссионными триодами по схеме I-го и II-го явлений заскока крайне опасны и требуют большого внимания, так как торированному катоду грозит потеря эмиссии, а сетка и анод ламп с вольфрамовым катодом могут не выдержать выделяемой на них мощности.

4) Явление заскока E'_{co} может, конечно, иметь место и при размыкании сеточного ключа генераторной лампы, если мгновенные значения E_a , E_c и E_n , характеризующие режим лампы в момент разрыва цепи сетки, таковы, что удовлетворяются условия, необходимые для заскока E'_{co} .

5) Так как явление заскока потенциала E'_{co} свободной сетки триода возможно лишь при $E_a > E_{ak}$ и $E_{cn} > E_{co}$, то всякое изменение x -ки ($I_c - E_c$) в сторону повышения E_{ak} , увеличивая вместе с тем и E_{co} , затрудняет самую возможность заскока E'_{co} в данной лампе.

§ 23. Почти все вышеизложенное приложимо к любому электроду, ток в цепи которого, в силу обратных эл-в, может стать отрицательным. Применительно к случаю заскока потенциала свободного анода всюду требуется лишь замена значков a на c и обратно.

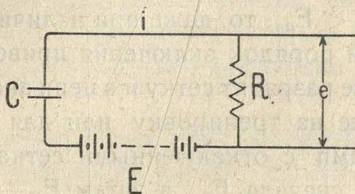
Статья сокращенно излагает одну из частей дипломной работы автора, исполненной под руководством проф. А. А. Чернышева в ЛПИ. Экспериментальная часть в основе своей закончена еще в октябре 1925 г.

Проф. А. А. Чернышеву и С. А. Векшинскому автор приносит свою глубокую благодарность за помощь при разработке вопроса.

Анализ электрической схемы с конденсаторным микрофоном

А. И. Яковлев

На черт. 1 представлена электрическая схема с конденсаторным микрофоном, исследование которой дается в настоящей работе. В ней



Черт. 1

E —батарея, R —омическое сопротивление и C —конденсаторный микрофон. Требуется найти закон изменения силы тока i в зависимости от изменения емкости C .

Для схемы черт. 1 напомним по второму закону Кирхгофа такое дифференциальное уравнение:

$$iR + \frac{1}{C} \int i dt = E. \quad (1)$$

Предположим, что закон изменения емкости выражается формулой:

$$C = \frac{S}{4\pi (d_0 + d_1 \sin \omega t)}, \quad (1a)$$

где S —площадь мембраны в квадр. см, d_0 —расстояние между мембраной и неподвижной обкладкой в см при отсутствии переменного звукового давления на мембрану и d_1 —амплитуда колебаний мембраны в см, вызванного переменным звуковым давлением на нее.

Из (1a) получим

$$\frac{1}{C} = \frac{4\pi d_0}{S} + \frac{4\pi d_1}{S} \sin \omega t = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_1} \sin \omega t, \quad (1b)$$

где

$$C_0 = \frac{S}{4\pi d_0} \quad (1c), \quad C_1 = \frac{S}{4\pi d_1} \quad (1d).$$

Для облегчения письма и большей ясности при решении ур-ния (1) заменим

$$\int i dt = q \text{ и } i = \frac{dq}{dt}.$$

Тогда ур-ние (1) переписывается так:

$$\frac{dq}{dt} + \left(\frac{1}{C_0 R} + \frac{1}{C_1 R} \sin \omega t \right) q = \frac{E}{R}. \quad (2)$$

Ур-ние (2) будем решать по методу последовательных приближений с подстановкой

$$q = q_0 + Q_1,$$

позволяющей уравнение (2) представить следующими двумя уравнениями:

$$\frac{dq_0}{dt} + \frac{q_0}{C_0 R} = \frac{E}{R}, \quad (3)$$

$$\frac{dQ_1}{dt} + \frac{Q_1}{C_0 R} + \frac{Q_1}{C_1 R} \sin \omega t = - \frac{q_0}{R C_1} \sin \omega t. \quad (4)$$

Интеграл дифф. уравнения (3), будет

$$q_0 = EC_0 + K.e^{-\frac{t}{C_0 R}}, \quad (5)$$

где K —постоянная интегриации. При больших t второй член равенства (5) стремится к нулю и уравнение (5) при установившемся режиме примет такой вид:

$$\underline{q_0 = EC_0}. \quad (6)$$

Далее, положив $Q_1 = q_1 + Q_2$, мы можем ур-ние (4) представить такими уравнениями:

$$\frac{dq_1}{dt} + \frac{q_1}{C_0 R} = - \frac{q_0}{C_1 R} \sin \omega t, \quad (7)$$

$$\frac{dQ_2}{dt} + \frac{Q_2}{C_0 R} + \frac{Q_2}{C_1 R} \sin \omega t = - \frac{q_1}{C_1 R} \sin \omega t. \quad (8)$$

Интеграл дифф. уравнения (7) при q_0 , взятом из равенства (6), будет

$$q_1 = - \frac{EC_0 \cos(\omega t + \varphi_1)}{\omega C_1 \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C_0}\right)^2}} + K_1.e^{-\frac{t}{C_0 R}}, \quad (9)$$

где K_1 —постоянная интегриации и

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{1}{\omega C_0 R}. \quad (9a)$$

При больших t второй член равенства (9) стремится к нулю и при установившемся режиме уравнение (9) примет такой вид:

$$q_1 = - \frac{E C_0}{\omega C_1 Z_1} \cdot \cos(\omega t + \varphi_1), \quad (10)$$

где

$$Z_1 = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C_0}\right)^2}. \quad (10a)$$

Далее, положив $Q_2 = q_2 + Q_3$, мы можем уравнение (8) представить такими уравнениями:

$$\frac{dq_2}{dt} + \frac{q_2}{C_0 R} = - \frac{q_1}{C_1 R} \sin \omega t, \quad (11)$$

$$\frac{dQ_3}{dt} + \frac{Q_3}{C_0 R} + \frac{Q_3}{C_1 R} \sin \omega t = - \frac{q_2}{C_1 R} \sin \omega t. \quad (12)$$

Интеграл дифф. уравнения (11) при q_1 , взятом из равенства (10), будет

$$q_2 = - \frac{E C_0 \cos(2\omega t + \varphi_1 + \varphi_2)}{4\omega^2 C_1^2 Z_1 Z_2} - \frac{E C_0^2 \sin \varphi_1}{2 C_1^2 \omega Z_1} + K_2 e^{-\frac{t}{C_0 R}}, \quad (13)$$

где

$$Z_2 = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{2\omega C_0}\right)^2}, \quad (13a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{1}{2\omega C_0 R}, \quad (13b)$$

K_2 —постоянная интегриации.

При больших t третий член равенства (13) стремится к нулю и уравнение (13) при установившемся режиме примет такой вид:

$$q_2 = - \frac{E C_0 \cos(2\omega t + \varphi_1 + \varphi_2)}{4\omega^2 C_1^2 Z_1 Z_2} - \frac{E C_0^2 \sin \varphi_1}{2 C_1^2 \omega Z_1}. \quad (14)$$

Далее, положив $Q_3 = q_3 + Q_4$, получим из (12):

$$\frac{dq_3}{dt} + \frac{q_3}{C_0 R} = -\frac{q_2}{C_1 R} \sin \omega t, \quad (15)$$

$$\frac{dQ_4}{dt} + \frac{Q_4}{C_0 R} + \frac{Q_4}{C_1 R} \sin \omega t = -\frac{q_3}{C_1 R} \sin \omega t. \quad (16)$$

Интеграл дифф. уравнения (15) при q_2 взятом из равенства (14) будет:

$$q_3 = -\frac{E C_0 \cos(3\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)}{24 \omega^3 C_1^3 Z_1 Z_2 Z_3} - \frac{E C_0 \cos(\omega t + 2\varphi_1 + \varphi_2)}{8 \omega^3 C_1^3 Z_1^2 Z_2} - \\ - \frac{E C_0^2 \sin \varphi_1}{2 \omega^2 C_1^3 Z_1^2} \cos(\omega t + \varphi_1) + K_3 e^{-\frac{t}{C_0 R}}, \quad (17)$$

где

$$Z_3 = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{3\omega C_0}\right)^2}, \quad (17a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{1}{3\omega C_0 R}, \quad (17b)$$

K_3 — постоянная интегриции.

В уравнении (17) второй и третий члены малы по сравнению с q_1 , взятому из равенства (10), почему в дальнейшем мы их рассматривать не будем. Четвертый член равенства (17) при больших t стремится к нулю. Следовательно равенство (17) приближенно, для установившегося режима, мы можем написать так:

$$q_3 = -\frac{E C_0 \cos(3\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)}{24 \omega^3 C_1^3 Z_1 Z_2 Z_3}. \quad (18)$$

Производя решение аналогично вышеизложенному, мы получили:

$$q_4 = -\frac{E C_0 \cos(4\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4)}{192 \omega^4 C_1^4 Z_1 Z_2 Z_3 Z_4}, \quad (19)$$

где

$$Z_4 = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{4\omega C_0}\right)^2}, \quad (19a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_4 = \frac{1}{4\omega C_0 R}. \quad (19b)$$

На основании изложенного мы можем написать, для установившегося режима, когда t достаточно велико, такой приближенный интеграл дифференциального уравнения (2):

$$q = q_0 + q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + \dots =$$

$$= EC_0 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{EC_0 \cos(n\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + \dots \varphi_n)}{2^{n-1} \cdot n! \omega^n \cdot C_1^n \cdot Z_1 \cdot Z_2 \dots Z_n} - A, \quad (20)$$

где A —сумма постоянных членов, полученных подобно второму члену равенства (14),

$$Z_n = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{n\omega C_0}\right)^2}, \quad (20a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_n = \frac{1}{n\omega C_0}. \quad (20b)$$

Интеграл же дифф. уравнения (1) будет:

$$i = \frac{dq}{dt} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{EC_0 n \cdot \sin(n\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + \dots \varphi_n)}{2^{n-1} \cdot n! \omega^{n-1} \cdot C_1^n \cdot Z_1 \cdot Z_2 \dots Z_n}. \quad (21)$$

Интеграл (21) тоже приближенный, характеризующий только установившийся режим, причем у всех гармоник отброшены, подобно тому, как мы это сделали со вторым и третьим членом уравнения (17), члены 3-го порядка и выше.

Пример: Дана схема черт. 1, в которой включена батарея $E = 300$ вольт, сопротивление $R = 2 \cdot 10^6 \Omega$ и конденсаторный микрофон с радиусом мембраны $r = 2,5$ см и амплитудой синусоидального колебания мембраны $d_1 = 0,002$ см при $d_0 = 0,2$ см. Требуется найти силу тока в цепи и напряжение на зажимах сопротивления R при установившемся режиме, предположив, что угловая частота колебаний мембраны $\omega = 5000 \text{ sec}^{-1}$.

Решение: 1) По формуле (1c) и (1d) найдем:

$$C_0 = \frac{S}{4\pi d_0} = \frac{\pi r^2}{4\pi d_0} = \frac{(2,5)^2}{4 \cdot 0,2} = 7,82 \text{ см},$$

$$C_1 = \frac{S}{4\pi d_1} = \frac{(2,5)^2}{4 \cdot 0,002} = 782 \text{ см}.$$

¹⁾ См. примечание в конце статьи.

2) Далее можно по формулам (20a) и (21) вычислить Z и i для различных гармоник. Данные этих вычислений приведены в таблице

Наименование	1-ая гарм.	2-ая гарм.	3-я гарм.	4-ая гарм.	5-ая гарм.	Примечание
Z_n в мегомах	23,09	11,66	7,91	6,08	5,02	Вычислять токи i_4 и i_5 нет надобности, т. к. они очень малы.
i_n в микро-амперах	0,13	$1,29 \cdot 10^{-3}$	$9,37 \cdot 10^{-6}$			
$e = i_n \cdot R$ в вольтах	0,26	$2,58 \cdot 10^{-3}$	$18,74 \cdot 10^{-6}$			
$\frac{i_n}{i_1} \%$	100	0,91	0,0072			
$f = \frac{n\omega}{2\pi}$	800	1600	2400			

Таблица показывает, что главное значение имеет основная частота, вторая гармоника составляет только 0,91% от первой. Следовательно схема черт. 1 совершенно не вносит искажений формы тока и с этой точки зрения она не оставляет желать лучшего.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выводится аналитическое выражение для силы тока в схеме черт. 1. Сделан примерный расчет тока и напряжения для схемы черт. 1, который показал, что схема практически совершенно не вносит искажений. Найденное аналитическое выражение для силы тока схемы черт. 1 может применяться при проектировании ламповых усилителей, предназначенных для усиления микрофонного тока в этой схеме.

Примечание.—Е. С. Wentе в работе „A. Condenser Transmitter as a Uniformly Sensitive Instrument for the Absolute Measurement of Sound Intensity“, опубликованной в „The Physical Review“ Vol. 10., № 1, p. 39, 1917 и без изменений перепечатанной в „Handbuch der Physik—Akustik“, redigiert von F. Trendelenburg, S. 560, 1927 г., вкрались ошибки.

1) Wentе написал для емкости конденсаторного микрофона такое выражение:

$$C = C_0 + C_1 \sin \omega t;$$

тогда как правильно надо написать закон для меняющейся емкости в таком виде, полученном из выражения (1b) текста:

$$C = \frac{C_1 \cdot C_0}{C_0 + C_1 \cdot \sin \omega t}.$$

2) Для уравнения (1) Wente дает такой интеграл:

$$i = \frac{E \cdot C_1}{C_0 \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C_0}\right)^2}} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) -$$

$$- \frac{E \cdot C_1^2 \cdot R \cdot \sin(2\omega t + \varphi_1 - \varphi_2)}{C_0^2 \sqrt{\left[\left(\frac{1}{\omega C_0}\right)^2 + 4R^2\right] \left[\left(\frac{1}{\omega C_0}\right)^2 + R^2\right]}} + \text{члены высшего порядка}$$

с отношением $\frac{C_1}{C_0}$, где

$$\varphi_1 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{1}{\omega C_0 R} \text{ и } \varphi_2 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{1}{2\omega C_0 R} \text{ и т. д.}$$

Отношение

$$\frac{C_1}{C_0} = \frac{s}{4\pi d_1} : \frac{s}{4\pi d_0} = \frac{d_0}{d_1},$$

будучи выражено через $\frac{d_0}{d_1}$, по внесении в формулу для i , данную Wente, с несомненностью убеждает, что полученный им ряд для i расходящийся, т. к. $d_0 \gg d_1$, и кроме того он показывает, что чем больше будет амплитуда колебания мембраны d_1 , тем меньше будет i . Это противоречит принципу действия всякого микрофона, в том числе и конденсаторного.

3) Мы убедились, проверяя решение, данное Wente, что с его постановкой

$$i = \Sigma I_n \cdot \sin(n\omega t + \phi_n)$$

уравнения (1) решить вообще нельзя.

Отдел Акустики

Государственного Экспериментального

Электротехнического Института

21 октября 1927 г.

Сложные передающие антенны

Инж. С. Я. Турлыгин д. ч. РОРИ и инж. М. И. Пономарев

За последнее время в литературе появилось большое количество работ по исследованию сложных передающих сетей. Начало этих исследований можно отнести к 1920 г., когда Александерсон осуществил в Лонг-Айланде свою многократную антенну. Не обладая при заданных ей размерах и большой длине волны направленным действием, сеть эта замечательна тем, что повышает сопротивление излучения, осуществляя параллельную работу синхронных вибраторов, питающихся от одного источника энергии.

Новым типом антенн были антенны, работающие на высших гармониках. Они дали возможность создать отдельные потоки энергии в определенных направлениях, образуя таким образом „лучи“.

Переход к коротким волнам вызвал еще больший интерес к направленным антеннам, которые являются развитием первых двух типов антенн и размеры которых равны или кратны размерам рабочей полу-волны. Уже благодаря соотношению между длиной волны и размерами сети получается резко выраженное направленное действие, которое может быть усилено применением рефлектора.

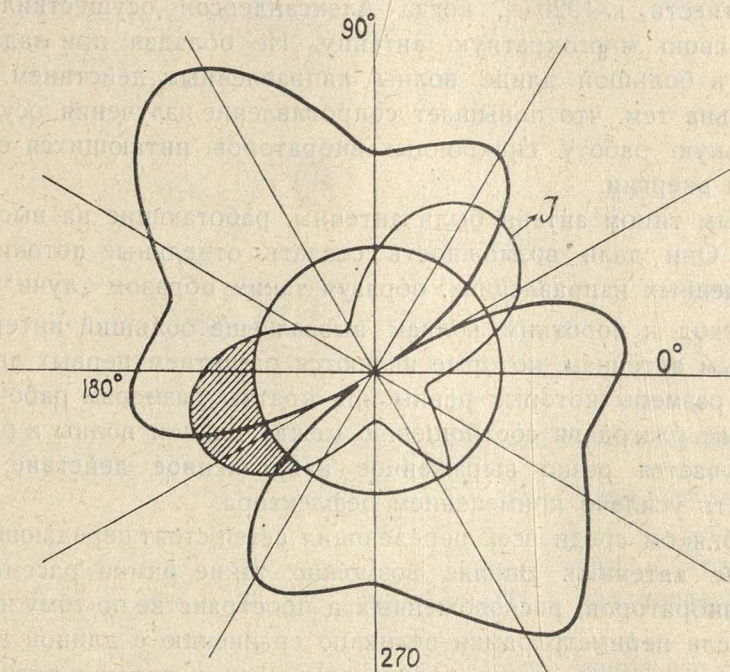
Особняком среди всех передающих сетей стоят передающие рамки (замкнутые антенны). Вполне возможно такие рамки рассматривать, как ряд вибраторов, расположенных в пространстве по тому или иному закону. Если периметр рамки велик по сравнению с длиной волны, то рамка будет делиться на несколько длин волн, которые и расположатся по ее периметру. Настоящая работа разбирает вопрос об излучении энергии такими рамками и отдельными их частями. Такое рассмотрение могло бы дать указания на законы и рациональное устройство не только рамок, но и некоторых из вышеупомянутых типов антенн, так как эти последние состоят из тех же элементов.

К рассмотрению вопроса об излучающих рамках, у которых периметр равен или больше рабочей полуволны, мы перешли тогда, когда стали разрабатывать радиопередачу на волне в 6—2 м¹).

Малая длина волны наталкивает на мысль, что при ней весьма удобно можно использовать оптические свойства электро-магнитных волн; однако, чтобы возможно было применять упрощенные формулы, напр., формулы отражения, размеры зеркала должны были бы быть все же весьма значительны. Поэтому пришлось использовать явление интерференции в чистом виде, для чего в качестве излучающих вибраторов были взяты различные типы плоских и пространственных рамок.

¹) См. Турлыгин: „Радиопередача на ультракороткой длине волны“, ТИТбп, № 44, 525, 1927.

Сила поля определялась для точки P на весьма значительном расстоянии от рамки, так что все радиусы векторы, проведенные из любой точки излучающей рамки в точку P , принимались параллельными между собой. Расчеты абсолютной величины силы поля велись как аналитическим, так равно и графо-аналитическим способом. На черт. 1 дана диаграмма силы поля от круглой рамки в полярных координатах для плоскости, совпадающей с плоскостью самой рамки, полученная графически.



Черт. 1

Чтобы иметь суждение, насколько правильно были сделаны основные предположения о распределении силы тока вдоль вибраторов, была произведена экспериментальная проверка этих положений, а также для некоторых рассчитанных случаев была на опыте снята диаграмма эл.-м. поля. Эти эксперименты подтвердили правильность сделанных предположений. Подробнее об этом будет сказано ниже. Здесь нами будут рассматриваться только рамки с прямолинейными сторонами.

1-й случай. Рамки с пучностью тока в середине вертикальной стороны и с узлом в середине горизонтальной стороны. — Размеры рамки пусть будут $2l$ и $2a$ (черт. 2). Следовательно,

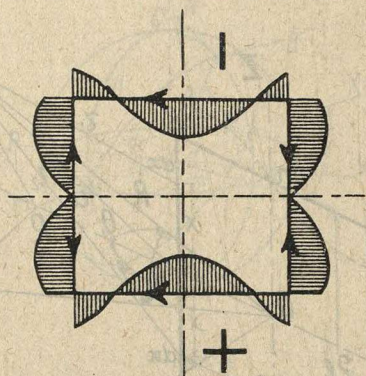
$$l + a = (n + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

В частном случае, при $n = 0$, на всем периметре рамки уложатся две полуволны.

Разбиваем нашу рамку на ряд элементарных диполей, как это показано на черт. 3. Определим сначала поле от двух диполей, расположенных на стороне cb симметрично относительно оси x . Напряжение поля в точке P выразится следующим образом:

$$dE_{cb} = \frac{2\pi c i_x}{r_0 \lambda} \left[\sin \left\{ k_0 (r_1 m - nt) \right\} + \sin \left\{ k_0 (r_2 m - nt) \right\} \right] \cos \Theta dx,$$

где k_0 — число полуволи, укладываемых на одной стороне рамки, $m = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ и $n = \frac{2\pi}{T_0}$. Остальные обозначения понятны из чертежа.



Черт. 2

Так как по условию, сделанному выше, прямые r_0 , r_1 , r_2 и R приняты за параллельные, то легко видеть, что

$$r_1 = r_0 - x \sin \Theta,$$

$$r_2 = r_0 + x \sin \Theta,$$

$$r_0 = R - a \cos \Theta_1.$$

Кроме того из черт. 3 видно, что

$$OP_2 = R \cos \Theta_1 = R \cos \Theta \cos \varphi,$$

отсюда

$$\cos \Theta_1 = \cos \Theta \cos \varphi, \quad r_0 = R - a \cos \Theta \cos \varphi.$$

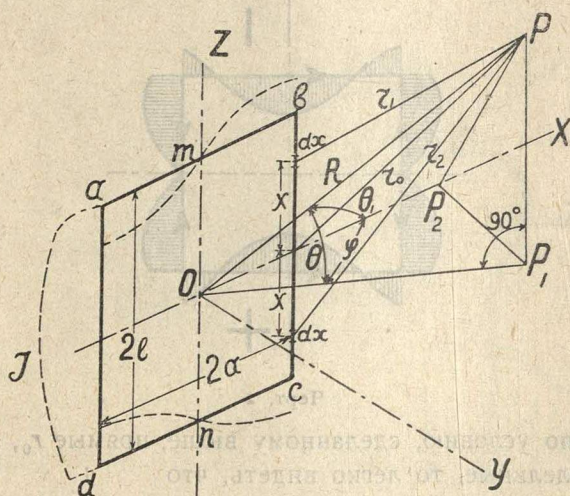
Таким образом после преобразования окончательно будем иметь для полной составляющей E_{cb} следующее выражение в функции координат R , Θ и φ , в котором $k = k_0 m$ и r_0 заменено через R , так как отношение $\frac{R}{r}$ принято за единицу:

$$E_{cb} = \frac{4\pi c}{R\lambda} \int_0^1 i_x \cos(kx \sin \Theta) \sin \left\{ k_0 \left[m(R - a \cos \Theta \cos \varphi) - nt \right] \right\} \cdot \cos \Theta dx.$$

Точно таким же образом найдем, что составляющая поля в точке P от стороны ad будет:

$$E_{ad} = \frac{4\pi c}{R\lambda} \int_0^l i_x \cos(kx \sin \Theta) \sin \left\{ k_0 \left[m(R + a \cos \Theta \cos \varphi) - nt \right] \right\} \cdot \cos \Theta \, dx.$$

Определим теперь поле в той же точке P от горизонтальных сторон ab и cd . Эти стороны можно рассматривать как симметричные вибраторы. Относя начало координат к точке m и n , увидим, что, если



Черт. 3

один вибратор будет сдвинут по отношению стороны bc на 90° , то другой будет сдвинут на 270° .

Производя подсчет тем же методом, как и выше, получим для стороны ab

$$E_{ab} = - \frac{4\pi c}{R\lambda} \int_0^a i_x \sin(k'x \cos \Theta \cos \varphi) \cos \left\{ k'_0 \left[m(R - l \sin \Theta) - nt \right] \right\} \cdot \sin \Theta_1 \, dx,$$

где k'_0 и k' имеют для стороны ab то же значение, что k_0 и k для стороны bd .

Для поля, возбуждаемого стороной cd , получим соответственно

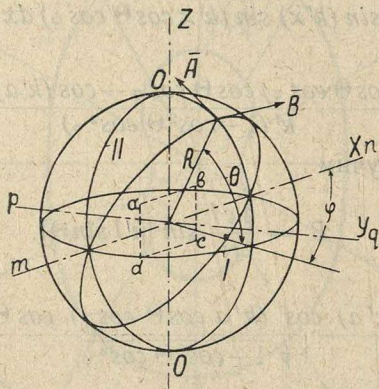
$$E_{cd} = \frac{4\pi c}{R\lambda} \int_0^a i_x \sin(k'x \cos \Theta \cos \varphi) \cos \left\{ k'_0 \left[m(R + l \sin \Theta) - nt \right] \right\} \cdot \sin \Theta_1 \, dx.$$

В обоих этих выражениях следует $\sin \Theta_1$ заменить через

$$\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}.$$

Чтобы получить поле от ab и cd , необходимо полученные выражения проинтегрировать по x в пределах от 0 до a .

Поле рамки в некоторой точке пространства представится геометрической суммой векторов A и B , как это видно из черт. 4, где пунктиром



Черт. 4

$abcd$ обозначена сама рамка. При этом каждый из векторов составляется из арифметической суммы $E_{bc} + E_{ad}$ и $E_{ab} + E_{dc}$, а каждое E дается вышеуказанными интегралами.

В дальнейшем будем пользоваться следующей терминологией. Плоскость $trpq$ будем называть экваториальной плоскостью и будем ее считать горизонтальной; ей припишем индекс I . Плоскость $топо$ назовем плоскостью рамки; она будет вертикальной и со знаком II . Наконец, вертикальной плоскости, нормальной к плоскости рамки, припишем значек III . Соответственными же значками обозначим большие круги, получающиеся от сечения сферы указанными плоскостями. Легко видеть, что на круге I и III вектора A и B будут в квадратуре, а на круге II разность фаз между ними будет ноль или 180° . Во всех остальных точках, не лежащих на этих кругах, разность фаз определяется методом сферической тригонометрии. Поэтому для круга II геометрическое сложение заменяется сложением алгебраическим.

Определим каждый из векторов A и B отдельно. Внося вместо i_x выражение $I \cos(kx)$ и принимая во внимание, что

$$\begin{aligned} \int_0^l \cos(kx) \cos(kx \sin \Theta) dx &= \\ &= \frac{\sin(kl \cos(kl \sin \Theta)) - \cos(kl) \sin(kl \sin \Theta) \sin \Theta}{k \cos^2 \Theta}, \end{aligned}$$

получим:

$$A = \frac{4cI}{R} \cdot \cos(ka \cos \Theta \cos \varphi) \frac{\sin(kl) \cos(kl \sin \Theta) - \cos(kl) \sin(kl \sin \Theta) \sin \Theta}{\cos \Theta} \cdot \sin[k_0(Rm - nt)].$$

Аналогичным же путем находим B , заменяя i_x через $I \sin(k'x) n$; так как

$$\int_0^a \sin(k'x) \sin(k'x \cos \Theta \cos \varphi) dx = \frac{\sin(k'a) \cos(k'a \cos \Theta \cos \varphi) \cos \Theta \cos \varphi - \cos(k'a) \sin(k'a \cos \Theta \cos \varphi)}{k'(1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi)},$$

то окончательно получим

$$B = \frac{4cI}{R} \sin[k'l \sin \Theta] \cdot \frac{\sin(k'a) \cos(k'a \cos \Theta \cos \varphi) \cos \Theta \cos \varphi}{\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}} - \frac{\cos(k'a) \sin(k'a \cos \Theta \cos \varphi)}{\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}} \cdot \sin[k'_0(Rm - nt)].$$

Рассмотрение этих выражений дает, что для экваториальной (I) плоскости, где $\Theta = 0$, векторы A и B будут:

$$A = \frac{4cI}{R} \cos(ka \cos \varphi) \sin(kl) \sin[k_0(Rm - nt)];$$

$$B = 0.$$

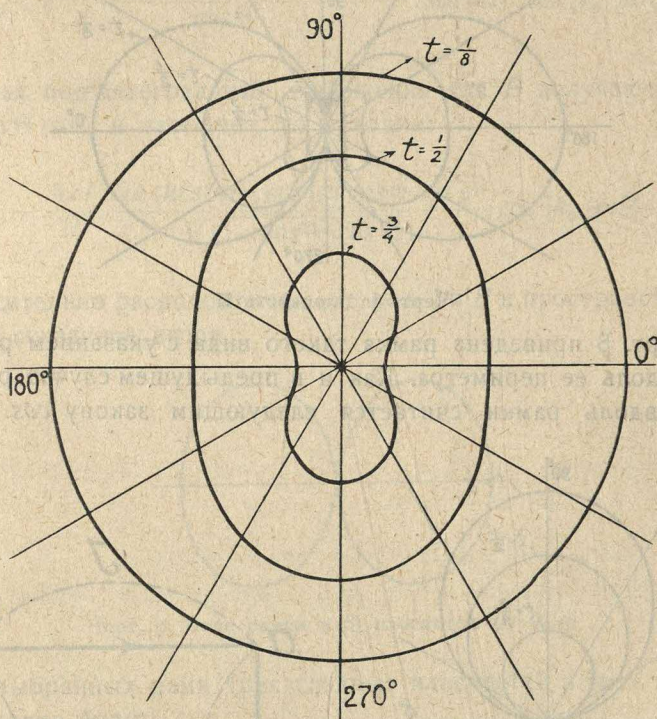
Последнее равенство само собою ясно, так как первый круг лежит вполне симметрично относительно горизонтальных сторон рамок, токи в которых имеют противоположное направление.

Что касается круга II, то для него $\varphi = 0$ и

$$A = \frac{4cI}{R} \cos(ka \cos \Theta) \cdot \frac{\sin(kl) \cos(kl \sin \Theta) - \cos(kl) \sin(kl \sin \Theta) \sin \Theta}{\cos \Theta} \cdot \sin[k_0(Rm - nt)];$$

$$B = \frac{4cI}{R} \sin(ka \sin \Theta) \cdot \frac{\sin(k'a) \cos(k'a \cos \Theta) \cos \Theta - \cos(k'a) \sin(k'a \cos \Theta)}{\sin \Theta} \cdot \sin[k'_0(Rm - nt)].$$

При этом для получения полного выражения, определяющего силу поля, векторы A и B складываются арифметически.



Черт. 5. Плоскость I

Наконец, для круга III $\varphi = 90^\circ$ и мы получим:

$$A = \frac{4cl}{R} \cdot \frac{\sin(kl) \cos(kl \sin \Theta) - \cos(kl) \sin(kl \sin \Theta) \sin \Theta}{\cos \Theta} \cdot \sin[k_0(Rm - nt)];$$

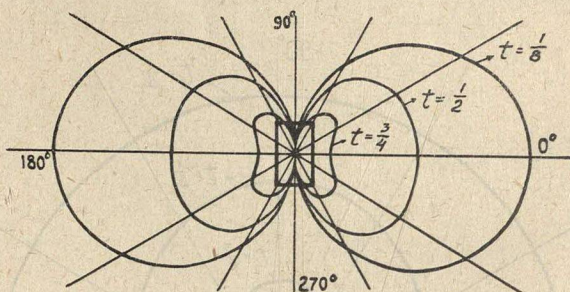
$$B = 0.$$

Что $B = 0$ и в этом случае, явствует на черт. 2, так как круг III симметричен относительно середины горизонтальных сторон, в которых текут симметрично расположенные и противоположно направленные токи.

Поле рамки, у которой на всем периметре укладываются две полуволны ($2n + 1 = 1$) для различных отношений $t = \frac{a}{a+l}$ дано в виде полярных диаграмм на черт. 5, 6 и 7. Из этих чертежей видно, что поле имеет форму неправильного тороида с внутренним радиусом равным нулю.

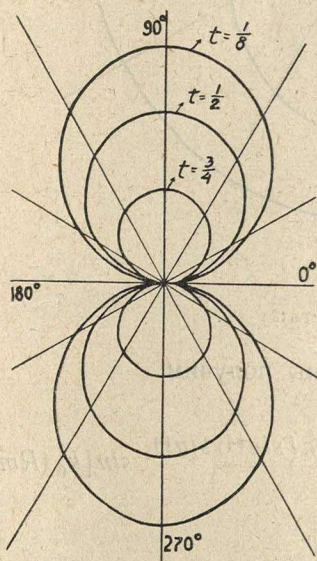
II-ой случай. Рамки с пучностями тока в середине каждой стороны. — Здесь будет рассмотрен лишь частный случай, а именно, квадратная

рамка, работающая таким образом, чтобы на каждой из ее сторон укладывалось нечетное число полуволн.

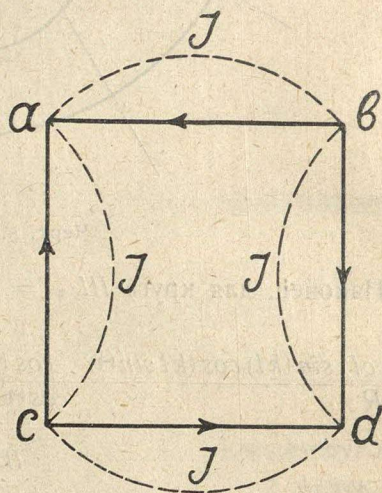


Черт. 6. Плоскость II

На черт. 8 приведена рамка такого вида с указанием распределения тока вдоль ее периметра. Как и в предыдущем случае распределение тока вдоль рамки считается следующим закону $\cos$. Для поля,



Черт. 7. Плоскость III



Черт. 8. Квадратная рамка

возбуждаемого вертикальными сторонами, формулы напишутся так же, как и в предыдущем случае.

Вектор A будет равен $A = E_{bc} - E_{ad}$; знак E_{ad} будет обратным знаку E_{bc} , так как ток в ad по отношению к току bc сдвинут на 180° .

Для горизонтальных частей рамки получим аналогичное выражение:

$$B = E_{cd} - E_{ab}.$$

Раскрывая эти соотношения и принимая во внимание, что

$$\int_0^l \cos(kx) \cos(kx \sin \Theta) dx = \sin(kl) \frac{\cos(k \varphi \sin \Theta)}{k \cos^2 \Theta},$$

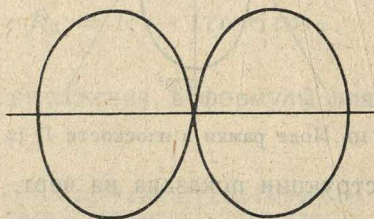
будем окончательно иметь

$$A = \frac{4cl}{R} \cdot \frac{\sin(kl \cos \Theta \cos \varphi) \cos(kl \sin \Theta)}{\cos \Theta} \cdot \sin(kl) \cdot \cos[k_0(mR - nt)].$$

Так как подинтегральные выражения для B получаются заменой $\sin \Theta$ на $\cos \Theta \cos \varphi$ и наоборот, то находим:

$$B = -\frac{4cl}{R} \cdot \frac{\sin(kl \sin \Theta) \cos(kl \cos \Theta \cos \varphi)}{\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}} \cdot \cos[k_0(mR - nt)].$$

Относительно расположения векторов A и B в пространстве остается в силе все сказанное выше.



Черт. 9. Поле рамки в (I) плоскости ($\Theta = 0$)

Для выбранных нами трех главных плоскостей и трех кругов значения векторов будут:

I круг, $\Theta = 0$, $A = \frac{4cl}{R} \sin(kl \cos \varphi)$, $B = 0$;

II круг, $\varphi = 0$ (простое сложение), $\bar{E} = A - B$,

$$\bar{E} = \frac{4cl}{R} \left\{ \frac{\sin(kl \cos \Theta)}{\cos \Theta} - \frac{\sin(kl \sin \Theta) \cos(kl \cos \Theta)}{\sin \Theta} \right\};$$

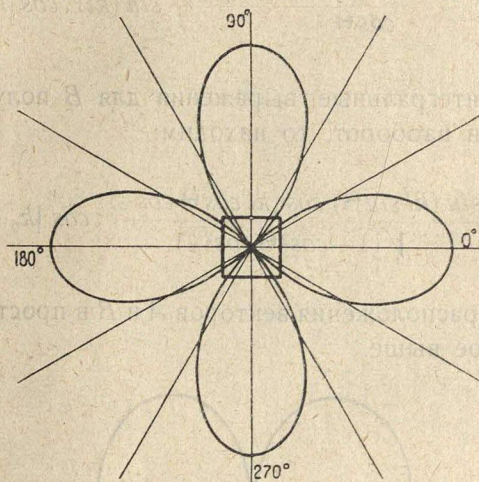
III круг, $\varphi = 90^\circ$, $A = 0$, $B = \frac{4cl}{R} \sin(kl \sin \Theta)$.

На чертежах 9, 10 даны диаграммы силы поля в главных плоскостях для частного случая $k_0 = 1$.

Сложные плоские рамки

Рассмотрим теперь сложную рамку, состоящую из двух квадратных рамок предыдущего типа. При этом мы делаем допущение, что на работу этих рамок не влияет то, что рамки расположены вплотную одна к другой, и что распределение тока в каждой рамке остается неизменным, иначе говоря, что сила тока в общем проводе будет в два раза больше. Легко видеть, что фазы токов той и другой рамки должны

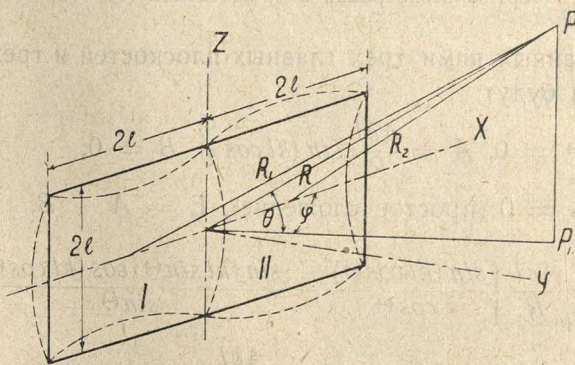
быть противоположны, иначе колебания невозможны, а следовательно и поля их также взаимно противоположны.



Черт. 10. Поле рамки в плоскости II ($\varphi = 0$)

Рамка такой конструкции показана на черт. 11.

Поле такой рамки находим из его элементов, создаваемых каждой



Черт. 11

квадратной рамкой. Попрежнему будем определять вектора A и B . Постоянный множитель амплитуды $\frac{4cl}{R}$ ради простоты письма иногда не будем вводить.

Вектор A будет равен $A = A_1 - A_2$;

$$A_1 = \frac{\sin(kl \cos \theta \cos \varphi) \cos(kl \sin \theta)}{\cos \theta} \cdot \cos[k_0(mR_1 - nt)] -$$

$$\frac{\sin(kl \cos \theta \cos \varphi) \cos(kl \sin \theta)}{\cos \theta} \cos[k_0(mR_2 - nt)].$$

Вектор B будет

$$B = B_1 - B_2 = - \frac{\sin(kl \sin \Theta) \cos(kl \cos \Theta \cos \varphi)}{\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}} \cos[k_0(mR_1 - nt)] + \\ + \frac{\sin(kl \sin \Theta) \cos(kl \cos \Theta \cos \varphi)}{\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}} \cos[k_0(mR_2 - nt)].$$

Переносим начало к-т первой рамки O_1 и второй O_2 в точку O — центр всей системы. Тогда

$$R_1 = R + l \cos \Theta \cos \varphi,$$

$$R_2 = R - l \cos \Theta \cos \varphi.$$

Подставляя эти выражения в формулы для A и для B , получим в результате

$$A = - \frac{[1 - \cos(2kl \cos \Theta \cos \varphi)] \cos(kl \sin \Theta)}{\cos \Theta} \sin[k_0(Rm - nt)],$$

$$B = + \frac{\sin(2kl \cos \Theta \cos \varphi) \sin(kl \sin \Theta)}{\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}} \sin[k_0(Rm - nt)].$$

Для главных плоскостей имеем:

$$I \text{ круг, } \Theta = 0, A = 1 - \cos(2kl \cos \varphi), B = 0;$$

$$II \text{ круг, } \varphi = 0, A = \frac{[1 - \cos(2kl \cos \Theta)] \cos(kl \sin \Theta)}{\cos \Theta},$$

$$B = \frac{\sin(2kl \cos \Theta) \sin(kl \sin \Theta)}{\sin \Theta},$$

полный вектор

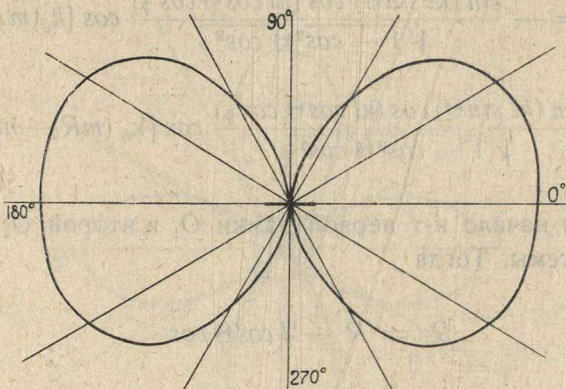
$$\bar{E} = A - B;$$

$$III \text{ круг, } \varphi = 90^\circ, A = 0, B = 0.$$

Для частного значения $k_0 = 1$ поле такой рамки показано на диаграммах, данных на чертежах 12 и 13. Работа такой рамки много более совершенна, чем работа простой квадратной рамки. Рамка сильнее „бьет“ в бока, чем вверх или вниз.

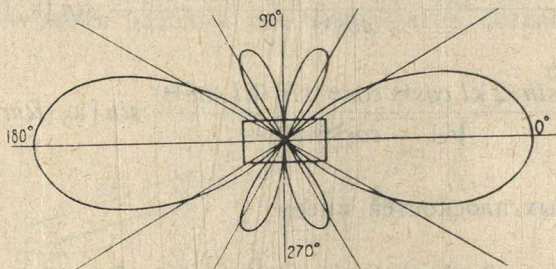
На чертеже 14 даны диаграммы полей векторов A и B , дающие наглядную картину относительного значения каждого из них. Максимум вектора B достигает 57%. Поля эти вычитаются одно из другого и, так

как все поле вектора B не перекрывает целиком поля вектора A , то и остается „хвостик“, достигающий в своем максимуме $38^{\circ}/_0$.



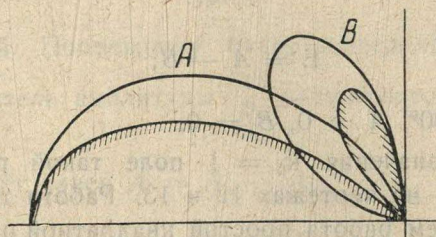
Черт. 12. Плоскость I ($\Theta = 0$)

Не останавливаясь пока на дальнейшем развитии этих многократных сетей из квадратных рамок, следовало бы перейти к таким же плоским сетям, как только что разобранным, но составленным из рамок



Черт. 13. Плоскость II ($\varphi = 0$)

первого типа, где токи в вертикальных сторонах равны и находятся в фазе между собою, но поле от горизонтальных частей более скомпенсировано. Мы разберем здесь лишь предельный случай, когда

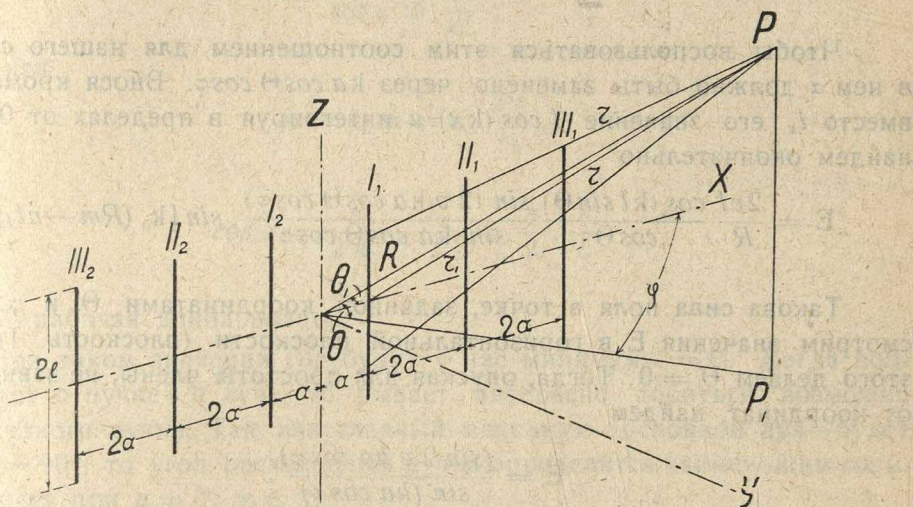


Черт. 14. Сложение полей ($\varphi = 0$) рамки на черт. 11

горизонтального поля нет совсем и сеть представляет из себя ряд параллельных вибраторов, расположенных в вертикальной плоскости,

токи которых все синфазны. Число вибраторов берем четным, равным $2v$, (черт 15).

Для определения поля от этой сети, воспользуемся уравнением,



Черт. 15. Сложная антенна из параллельных вибраторов

полученным для рамки первого типа. От каждой из первой пары антенн, симметричных относительно оси Z , получим

$$dE_{I1} = \frac{4\pi c i_x}{R\lambda} \cos(kx \sin \Theta) \cos \Theta \sin \left\{ k_0 \left[m(R - a \cos \Theta \cos \varphi) - nt \right] \right\} dx,$$

$$dE_{II2} = \frac{4\pi c i_x}{R\lambda} \cos(kx \sin \Theta) \cos \Theta \sin \left\{ k_0 \left[m(R + a \cos \Theta \cos \varphi) - nt \right] \right\} dx.$$

Складывая эти выражения, мы получим dE_I — дифференциал поля от первой пары антенн. Составив такие выражения для всех пар, напомним их следующим образом:

$$dE_1 = \frac{8\pi c i_x}{R\lambda} \cos(kx \sin \Theta) \cos \Theta \cos(ka \cos \Theta \cos \varphi) \sin[k_0(Rm - nt)] dx,$$

$$dE_2 = \frac{8\pi c i_x}{R\lambda} \cos(kx \sin \Theta) \cos \Theta \cos(3ka \cos \Theta \cos \varphi) \sin[k_0(Rm - nt)] dx,$$

.....

$$dE_v = \frac{8\pi c i_x}{R\lambda} \cos(kx \sin \Theta) \cos \Theta \cos[(2v-1)ka \cos \Theta \cos \varphi] \sin k_0(Rm - nt) dx,$$

и по суммировании их:

$$dE = \frac{8\pi c i_x}{R\lambda} \cos(kx \sin \Theta) \cos \Theta \sin[k_0(Rm - nt)] \sum_{v=1}^v \cos[(2v-1)ka \cos \Theta \cos \varphi] dx.$$

Можно показать, что для всякого угла

$$\sum_1^v \cos(2v-1)\alpha = \frac{\sin 2v\alpha}{2\sin\alpha}.$$

Чтобы воспользоваться этим соотношением для нашего случая, в нем α должно быть заменено через $ka \cos\Theta \cos\varphi$. Внося кроме того вместо i_x его значение $I \cos(kx)$ и интегрируя в пределах от 0 до l , найдем окончательно

$$E = \frac{2cl}{R} \frac{\cos(kl \sin\Theta)}{\cos\Theta} \frac{\sin(2v ka \cos\Theta \cos\varphi)}{\sin ka \cos\Theta \cos\varphi} \cdot \sin[k_0(Rm - nt)].$$

Такова сила поля в точке, заданной координатами Θ и φ . Рассмотрим значения E в горизонтальной плоскости (плоскость I). Для этого делаем $\Theta = 0$. Тогда, опуская для простоты члены, не зависящие от координат, найдем

$$E = \frac{(\sin 2v ka \cos\varphi)}{\sin(ka \cos\varphi)}.$$

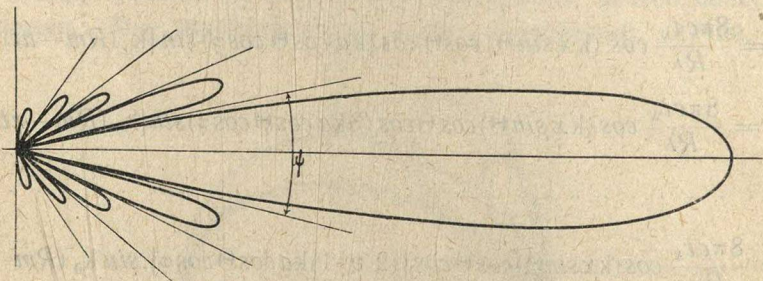
Заметим, что $2va$ есть некоторая длина. Обозначим ее через L . Если длину всей сети назовем через L_0 , то легко видеть, что

$$L_0 = (2v - 1) 2a, \quad L = \frac{L_0}{2} \frac{2v}{2v - 1}.$$

Длину L можно назвать приведенной или действующей длиной сети. Итак

$$E = \frac{\sin(kL \cos\varphi)}{\sin(ka \cos\varphi)}.$$

Это выражение имеет ряд максимумов и минимумов; от нас будет зависеть, сколько их будет и как они расположатся. На черт. 16 дана



Черт. 16. Поле антенны черт. 15 ($\Theta = 0$) (половина диаграммы)

диаграмма поля для $v = 5$ и $k_0 = 1$. Минимумы будут тогда, когда

$$\sin(kL \cos\varphi) = 0, \quad \sin(ka \cos\varphi) \neq 0,$$

или

$$kL \cos \varphi = n\pi, \text{ так как } \cos \varphi \text{ не равно } 0;$$

откуда

$$\cos \varphi = \frac{n\pi}{kL};$$

а так как

$$k = k_0 m = k_0 \frac{2\pi}{\lambda_0},$$

то

$$\cos \varphi = \frac{n}{2k_0} \cdot \frac{\lambda_0}{L} = \frac{n}{2} \cdot \frac{\lambda}{L},$$

где λ — рабочая длина волны.

При таком значении $\cos$ будут у нас минимумы $= 0$. Когда вопрос идет о пучке — о луче, то бывает интересно добиться возможно более узкого пучка. Так как главный максимум — основной луч — будет при $\varphi = 90^\circ$, то угол расхождения пучка определится наименьшим $\cos \varphi$. Это будет при $n = 1$, т. е.

$$\cos \varphi_{\max} = \frac{1}{2k_0} \cdot \frac{L_0}{L} = \sin \frac{\psi}{2},$$

где угол $\frac{\psi}{2} = 90^\circ - \varphi$ есть максимальный угол расхождения пучка.

Посмотрим, что дает выражение

$$k a \cos \varphi \text{ не равно } p\pi.$$

Подставляя сюда $\cos \varphi_{\max}$, найдем

$$k_0 \frac{2\pi a n}{\lambda_0 2k_0} \cdot \frac{\lambda_0}{L} \text{ не равно } p\pi,$$

или

$$\frac{na}{L} \text{ не равно } p;$$

следовательно, $\frac{n}{2v}$ не должно быть целым числом, что очень легко

выполняется. Таким образом мы можем высказать следующее положение: Угол расхождения φ основного луча при заданной длине волны зависит только от приведенной длины сети L и от порядка гармонической k_0 , уменьшаясь при их увеличении. При большом числе вибраторов он почти не зависит от их числа (или, что то же, от расстояния между вибраторами) при заданной длине всей сети.

Число минимумов в одном квадранте определится также просто. Мы видим, что

$$\cos \varphi = n \frac{\lambda_0}{2 k_0 L} = \frac{n}{2} \frac{\lambda}{L}, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots;$$

а это значит, что максимальное n определится из неравенства

$$n \frac{\lambda_0}{2 k_0 L} \leq 1$$

и число минимумов

$$n \leq 2 k_0 \frac{L}{\lambda_0}, \text{ или } n \leq \frac{1}{\sin \frac{\varphi}{2}}.$$

Если сеть выбрать такую, чтобы один из минимумов $= 0$ был при $\varphi = 0$, то написанное выше неравенство заменяется равенством.

Подставив его в выражение $\frac{na}{L}$ не равно p , получим

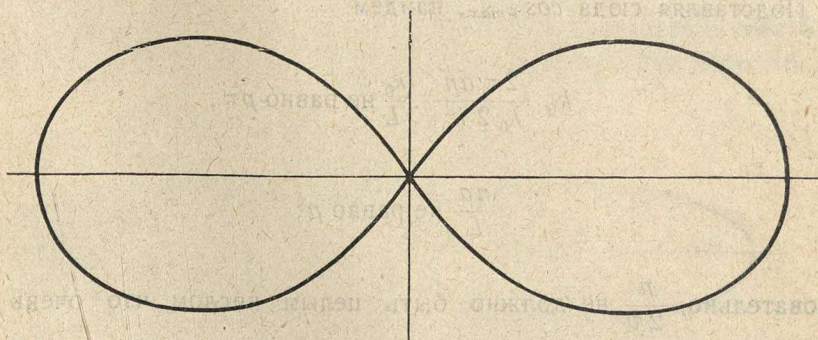
$$2a \text{ не равно } \frac{\lambda_0}{k_0} p,$$

или

$$2a \text{ не равно } \lambda p,$$

где p —целое число и λ рабочая длина волны.

Если же последнее неравенство нарушится и превратится в равенство, то и в плоскости II ($\varphi = 0$) сеть будет также создавать поле интенсивности $2v$. Последнее ясно само собой, так как разность хода между антеннами равна целому числу волн и действие их взаимно складывается (черт. 17).



Черт. 17. Поле антенны черт. 15 ($\varphi = 0$)

Легко видеть, что число максимумов будет еще выражаться следующим образом:

$$N = 2 \left(\frac{4 k_0 L}{\lambda_0} - 1 \right).$$

Что касается до величины максимумов, то они определяются уравнением:

$$\operatorname{tg}(kL \cos \varphi) = \frac{kL}{ka} \operatorname{tg}(ka \cos \psi).$$

Для нас интересен сейчас преимущественно главный максимум, вопрос же о соотношении максимумов мы временно не рассматриваем. Главный максимум будет при $\varphi = 90^\circ$. В этом случае

$$E_{za} = \frac{\sin[kL \cos \varphi]}{\sin[ka \cos \varphi]} = \frac{L}{a} = 2v.$$

Иначе говоря: *Вектор напряжения поля в главном луче пропорционален числу взятых антенн и не зависит ни от расстояния между ними, ни от порядка гармоники.*

Заметим здесь же мимоходом, что этот вывод формален в том отношении, что нами сделано предположение о равенстве сил тока во всех антеннах, другими словами, что мощность передатчика, возбуждающего такую сеть, всегда достаточна, чтобы поддерживать этот ток неизменным. Если же у нас будет условием то, что мощность передатчика задана и равна постоянной величине W , мы получим другое выражение. Для этого найдем дополнительное соотношение между I и v .

Предположив, что сопротивление излучения и ваттное у всех антенн одинаковы и равны R , получим

$$I^2 NR = W,$$

$$I = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{W}{R}} = \frac{\text{const}}{\sqrt{N}}.$$

Внося это выражение в выражение для E_{za} , получим

$$E_{za} \cong \sqrt{N}.$$

Указанное обстоятельство имеет общий характер и его не следует упускать из виду при конструировании сложных сетей.

Перейдем теперь к рассмотрению максимумов в плоскости III , т.е. $\varphi = 90^\circ$. В этом случае общее выражение для поля будет

$$E = \frac{2cI}{R} \frac{\cos(k\varphi \sin \Theta)}{\cos \Theta} 2v \sin[k_0(Rm - nt)],$$

или в сокращенном виде

$$E = 2v \frac{\cos(k\varphi \sin \Theta)}{\cos \Theta}.$$

Это выражение имеет ряд минимумов (и максимумов) кроме тех, которые определяются значением $\Theta = 90^\circ$. Эти минимумы находятся из условия

$$\cos(kl \sin \Theta) = 0, \cos \Theta \text{ не равно } 0.$$

Второе из них выполняется само собой, первое же приводит к равенству:

$$kl \sin \Theta = (2n + 1) \frac{\pi}{2}.$$

Но $kl = k_0 \frac{\pi}{2}$, где k_0 число нечетное, следовательно

$$k_0 \frac{\pi}{2} \sin \Theta = (2n + 1) \frac{\pi}{2}.$$

Наибольшее n должно дать нам минимум при $\sin \Theta = 1$; отсюда

$$2n + 1 = k_0, n = \frac{k_0 - 1}{2} \text{ (число целое).}$$

Это выражение определяет нам число минимумов (а соответственно и максимумов) в вертикальной плоскости; при $k = 1$, таких минимумов нет и мы получаем в вертикальной плоскости только один луч. При $k > 1$ мы получим целый пучек лучей, расходящийся из одной точки. Эти пучки расположатся в пространстве своеобразным „султаном“ с преобладанием основного луча. Относительную величину получающихся максимумов мы, временно, рассматривать не будем.

Пространственные рамки

Рассмотрим систему из двух параллельных сдвоенных рамок. Схема конструкции такой рамки дана на черт. 18.

Начало координат выберем в середине между рамками. Будем рассматривать случай, когда обе рамки в смысле фаз токов идентичны между собой. Метод нахождения поля в какой-либо точке пространства остается тем же самым, что и в предыдущем случае.

Отнесем поля каждой рамки к началу к-т 0. В этом случае

$$R_1 = R_0 + a \cos \Theta \sin \varphi,$$

$$R_2 = R_0 - a \cos \Theta \sin \varphi,$$

где a равно половине расстояния между рамками.

Подставляя значения R_1 и R_2 соответственно в формулы для полей рамок I и II и складывая их, получим

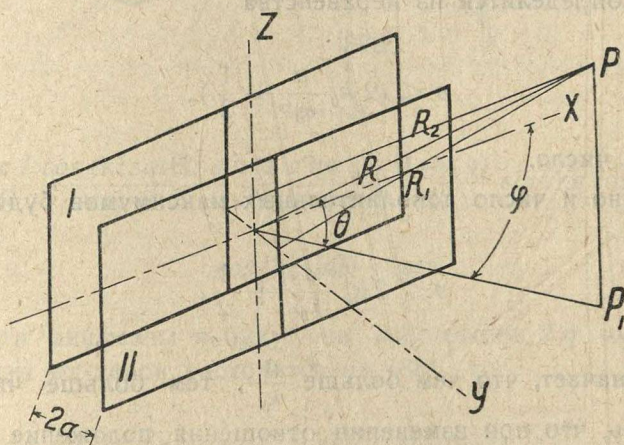
$$A = \frac{[1 - \cos(2kl \cos \Theta \cos \varphi)] \cos(kl \sin \Theta) [2 \cos(ka \cos \Theta \sin \varphi)] \sin[k_0(mR - nt)]}{\cos \Theta};$$

$$B = \frac{\sin(2kl \cos \Theta \cos \varphi) \sin(kl \sin \Theta) [2 \cos(ka \cos \Theta \sin \varphi)] \sin[k_0(mR - nt)]}{\sqrt{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \varphi}}.$$

Эти выражения отличаются от выражений для одной сдвоенной рамки лишь введением множителя:

$$2 \cos(ka \cos \Theta \sin \varphi).$$

Множитель этот для плоскости II ($\varphi = 0$) равен 2, а потому форма поля в этой плоскости будет тождественна с формой поля от одной



Черт. 18. Пространственная сеть, составленная из четырех квадратных рамок

рамки, и лишь величина этого поля будет в два раза больше.

Что касается до плоскости I ($\Theta = 0$), то для нее

$$A = 2 [1 - \cos(2kl \cos \varphi)] \cos(ka \sin \varphi),$$

$$B = 0.$$

Выражение для A состоит из произведения двух величин. При $\varphi = 0$ обе они имеют максимум. Следовательно, наибольшая сила поля будет при этом φ и будет равна

$$A = 2 [1 - \cos(2k_0 \frac{\pi}{2})] = 4.$$

В то время как первый множитель, являющийся полем одиночной сдвоенной рамки (черт. 11), имеет один максимум, второй множитель имеет много максимумов и минимумов, а следовательно, и все поле будет иметь столько же минимумов. Эти минимумы определяются из условия

$$\cos(ka \sin \varphi) = 0,$$

или

$$ka \sin \varphi = (2p - 1) \frac{\pi}{2},$$

где

$$p = 1, 2, 3, \dots$$

Отсюда

$$\sin \varphi = (2p - 1) \frac{\lambda_0}{4 k_0 a}.$$

Число минимумов между $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^\circ$, не включая минимума для $\varphi = 90^\circ$, определится из неравенства

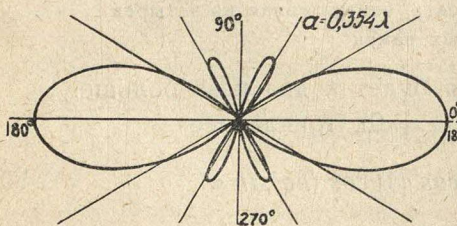
$$p \leq \left(2 k_0 \frac{a}{\lambda_0} + \frac{1}{2} \right),$$

где p — целое число.

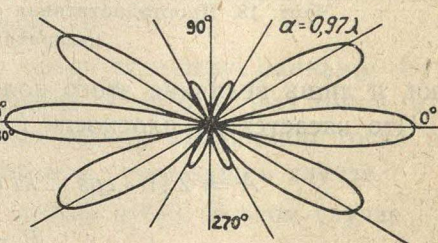
Аналогично и число дополнительных максимумов будет

$$p \leq 2 k_0 \frac{a}{\lambda_0} + \frac{1}{2}.$$

Это обозначает, что чем больше $\frac{a}{\lambda_0}$, тем больше число лучей. Легко заметить, что при изменении отношения положение минимумов



Черт. 19

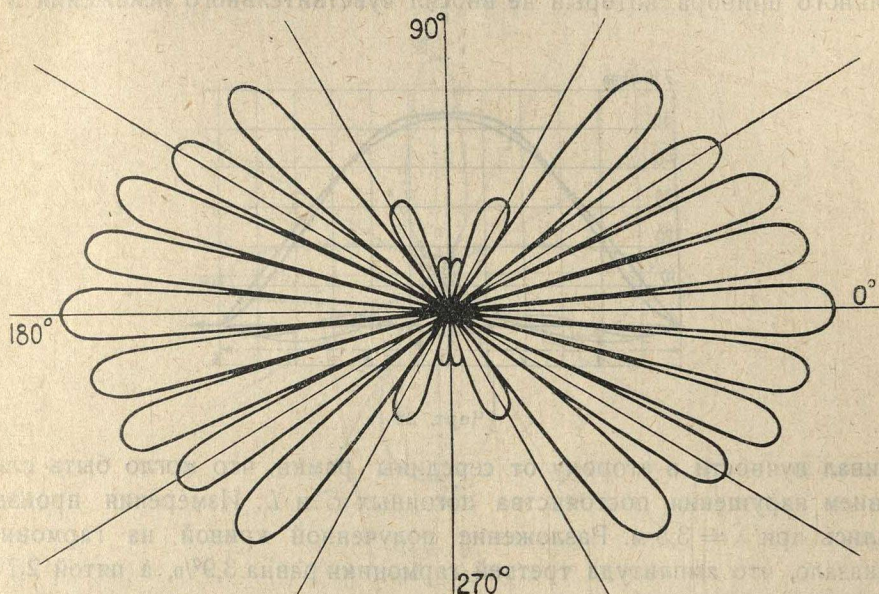


Черт. 20

перемещается в пространстве, хотя число их остается неизменным до тех пор, пока p не увеличится на единицу.

Диаграммы полей для таких сдвоенных рамок даны на черт. 19, 20 и 21.

Аналогичным образом можно определить поле от сети из большого числа параллельных синфазных антенн. Для нее получается выражение



Черт. 21

$$E = \frac{2cI}{R} \frac{\cos(kl \sin \Theta)}{\cos \Theta} \frac{\sin(2vka \cos \Theta \cos \varphi)}{\sin(ka \cos \Theta \cos \varphi)} \sin(kq \cos \Theta \cos \varphi) \cdot \cos[k_0(mR - nt)],$$

если обе сети синфазны и будут на расстоянии $2q$ одна от другой. Если же фазы их токов расходятся на 180° , то

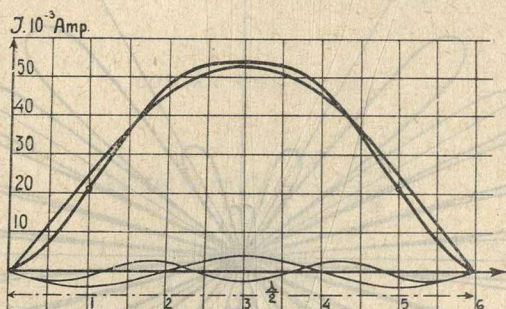
$$E = \frac{2cI}{R} \frac{\cos(kl \sin \Theta)}{\cos \Theta} \frac{\sin(2vka \cos \Theta \cos \varphi)}{\sin(ka \cos \Theta \cos \varphi)} \cos(kq \cos \Theta \cos \varphi) \cdot \sin[k_0(mR - nt)].$$

Рассмотрением этих формул мы заниматься сейчас не будем.

Экспериментальная часть

Для проверки основного положения, принятого для расчета, а именно — синусоидального (или косинусоидального) распределения тока, был произведен ряд опытов по измерению силы тока в различных местах периметра рамок. Диаграмма распределения тока, снятого для квадратной рамки, когда на ее стороне укладывается по одной $\lambda/2$, дана на черт. 22.

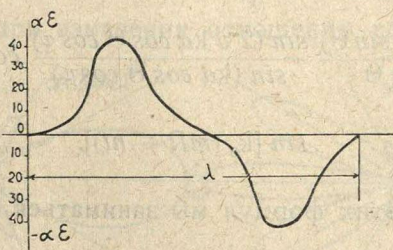
Измерения производить было довольно легко, так как рамка работала весьма устойчиво, благодаря незначительным размерам измерительного прибора, который не вносил чувствительного искажения и не



Черт. 22

сбивал пучности в сторону от середины рамки, что могло быть следствием нарушения постоянства погонных C и L . Измерения производились при $\lambda = 3,5$ м. Разложение полученной кривой на гармоники показало, что амплитуда третьей гармоники равна 3,9%, а пятой 2,7%.

Кроме того была сделана попытка промерить напряжение вдоль сторон рамки. Измерения производились на рамке в две полуволны в периметре. Это оказалось задачей более трудной, так как первоначальное предположение воспользоваться для этого неоновой лампой с тлеющим разрядом пришлось оставить: лампа нарушала работу рамки, и измерение пришлось делать своеобразным конденсаторным зондом, который, конечно, также вносил искажения. Чтобы все же хотя приблизительно судить о распределении напряжения, таких измерений было сделано очень много и наиболее вероятная кривая напряжения дана на черт. 23.

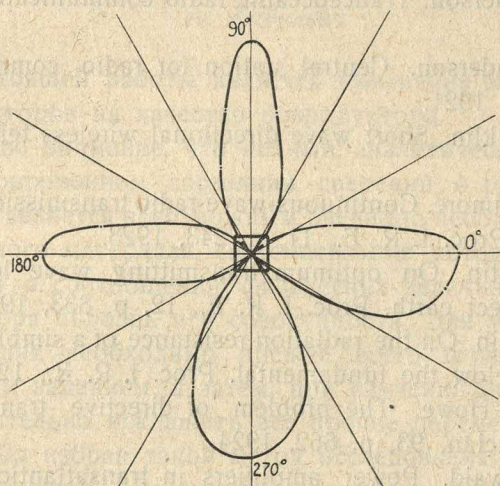


Черт. 23

Кроме этих кривых, подтверждающих правильность сделанных предположений, приводятся кривые полей рамки на 4 полуволны (черт. 24) и на 2 полуволны (черт. 25).

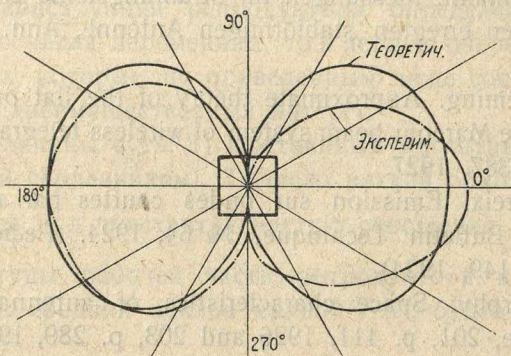
Некоторое отклонение от теоретических кривых находит себе объяснение во влиянии проводов, питающих генератор, и его катушек. Влияние земли нами сейчас не отмечено; его, как и дальнейшее

теоретическое и экспериментальное исследование, мы предполагаем дать в недалеком будущем.



Черт. 24

Работа эта выполнена в радиолaborаториях Моск. Высшего Тех-



Черт. 25

нического Училища и Государственного Экспериментального Электро-технического Института.

Литературные указания по вопросу о радиосетях

1. E. Alexanderson. Tranceoceanic radio communication. Proc. I. R. E., 8, p. 263, 1920.
2. E. Alexanderson. Central station for radio communication. Proc. I. R. E., 9, p. 83, 1921.
3. C. S. Franklin. Short wave directional wireless telegraphy. Wireless World, 1922.
4. Fr. W. Dunmore. Continuous-wave radio transmission, using a special type of antenna. Proc. I. R. E., 11, p. 243, 1923.
5. St. Ballantin. On optimum transmitting wave length for vertical antenna over perfect earth. Proc. I. R. E., 12, p. 833, 1924.
6. St. Ballantin. On the radiation resistance of a simple vertical antenna of wave length below the fundamental. Proc. I. R. E., 12, 1924.
7. G. W. O. Howe. The problem of directive transmission in radio telegraphy. Electrician, 93, p. 662, 1924.
8. A. A. Oswald. Power amplifiers in transatlantic radio telephony. Proc. I. R. E., 13, p. 313, 1925.
9. S. Uda. High angle radiation of short electric waves. Proc. I. R. E., 15, 1927.
10. L. Bergmann. Messungen im Strahlungsfelde einer in Grund- und Oberschwingungen erregten stabförmigen Antenne. Ann. d. Physik, 82, S. 504, 1927.
11. I. A. Fleming. Approximate theory of the flat projector (Franklin) aerial used in the Marconi beam system of wireless telegraphy. Experimental Wireless, IV, p. 387, 1927.
12. H. Chireix. Emission sur ondes courtes par antennes dirigées. Radioélectricité. Bulletin Technique, № 64, 1924. (Реферат: Jahrb. d. dr. T. u. T., 24, S. 149, 1924).
13. W. Murphy. Space characteristics of antennae. Journal of the Franklin Institute, 201, p. 411, 1926 and 203, p. 289, 1927.
14. G. Grimsen. Strahlungsuntersuchungen an Horizontalantennen. Jahrb. d. dr. T. u. T., 29, S. 25, 1927.
15. A. Meissner. Richtstrahlung mit horizontalen Antennen. Jahrb. d. dr. T. u. T., 30, H. 3, 1927.

Экспериментальное исследование некоторых свойств репродукторов

А. Харкевич

§ 1. Целью настоящей работы является выяснение влияния некоторых переменных факторов на качество репродуктора.

Принимая во внимание, что полный аналитический расчет репродуктора при современном состоянии сведений о работе этого рода приборов представляется невозможным, очевидно необходимо накопление экспериментального материала, систематизация которого позволила бы ориентироваться в соотношении физических величин и в действии их на работу прибора порознь и в совокупности. Для успешности такого рода исследования необходимо прежде всего ограничить его объем весьма скромным заданием, а затем, при изучении функции какой либо переменной, тщательно исключить все прочие переменные.

Поэтому был избран такой метод исследования: как объект изучения взят репродуктор „Рекорд“ в существующей в данное время конструкции, причем путем постройки специальных экспериментальных макетов давалась возможность менять значение той величины, влияние которой требовалось изучить.

Так как конструкция репродуктора определяется значениями весьма большого числа переменных, то в первую очередь были изучены лишь три из них, которые по приведенным ниже соображениям представляли собою преимущественный интерес.

Эти три величины суть: 1) Постоянный магнитный поток, 2) зазор (между якорем и сердечником), 3) число витков обмотки.

§ 2. Разумея под чувствительностью отношение $A = \frac{f}{i}$, т.е. отношение амплитуды рабочей части репродуктора к силе питающего тока, или, иначе, средний наклон кривой $f(i)$, будем иметь для неизменного тока i_0 :

$$A = \frac{1}{i_0} f.$$

Предположим, что амплитуда f есть возрастающая функция магнитной силы P , вынуждающей колебания.

Амплитуда магнитной силы выражается соотношением

$$P_{max} = \frac{\Phi^2}{8\pi s} = \frac{(\Phi' \pm \Phi'')^2}{8\pi s} \text{ дин,}$$

где Φ' — постоянный поток, Φ'' — амплитуда переменного потока

$$P_{max} = \frac{\Phi'^2 + \Phi''^2 \pm 2\Phi'\Phi''}{8\pi s}.$$

Первый член числителя в дифференциальном телефоне уничтожается, так как постоянные потоки обеих ветвей магнитной системы, имея встречное направление, взаимно компенсируются; вторым членом, за малостью его, обычно пренебрегают.

Тогда

$$P_{max} = \pm \frac{\Phi' \Phi''}{4\pi s},$$

но

$$\Phi'' = \frac{0,4\pi n i}{\Sigma R + \frac{\delta}{s}},$$

где δ —зазор между якорем и сердечником, а ΣR сопротивление магнитной цепи.

Отсюда

$$P_{max} = \pm \frac{AW}{10} \frac{\Phi'}{s} \frac{1}{\Sigma R + \frac{\delta}{s}}.$$

Пренебрегая ΣR по сравнению с $\frac{\delta}{s}$, получим:

$$P_{max} = \pm \frac{AW}{9810} \Phi' \frac{1}{\delta} \text{ грамм.}$$

Откуда и вытекает необходимость изучения трех вышепоименованных величин.

§ 3. Перейдем к описанию постановки эксперимента и полученных результатов для каждого из трех пунктов задания.

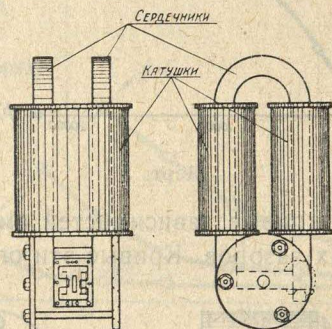
1. Необходимость исследования влияния величины постоянного потока на работу репродуктора давно уже подсказывалась практикой. Из приведенной выше формулы следует, что постоянный поток при прочих равных условиях следует по возможности увеличивать. Увеличение это имеет однако предел, обусловливаемый явлением насыщения элементов магнитной цепи репродуктора. Кроме того постоянный поток не должен превзойти некоторой величины, определяющейся соотношением прочих конструктивных данных репродуктора (см. § 5). Поэтому вопрос о величине постоянного потока был формулирован так:

Как изменяется чувствительность репродуктора с увеличением постоянного потока и до какого предела следует доводить это увеличение в данной конструкции?

Для ответа на этот вопрос был построен макет № 1, представляющий собою механизм репродуктора „Рекорд“, но с электромагнитом вместо постоянного магнита. Устройство его ясно из черт. 1. Измерение чувствительности производилось по методу, схема которого дана на черт. 2.

Так как сила питающего тока и частота его постоянны, то чувствительность пропорциональна амплитудам, которые и измерялись в условных единицах по схеме черт. 2. На одну из ветвей электромагнита насажена измерительная катушечка, помощью которой и флюксметра измерялся постоянный поток.

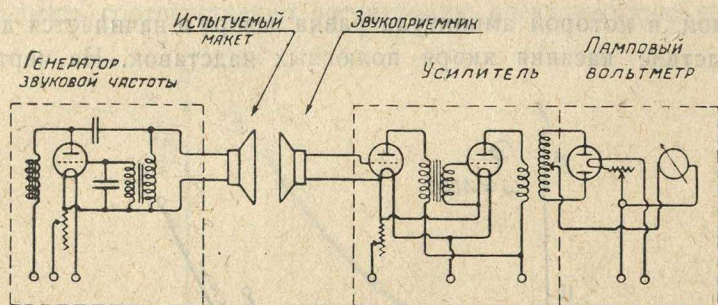
Результаты опыта видны из кривой $[A, \Phi]$ черт. 3¹⁾. Сначала чувствительность прямо пропорциональна потоку, затем, примерно при



Черт. 1

16000 максв., наступает перегиб, а дальше кривая идет почти параллельно оси абсцисс. Отсюда прямые выводы:

1) В репродукторе „Рекорд“ можно добиться повышения чувствительности, за счет увеличения постоянного потока, примерно в 2,5 раза.



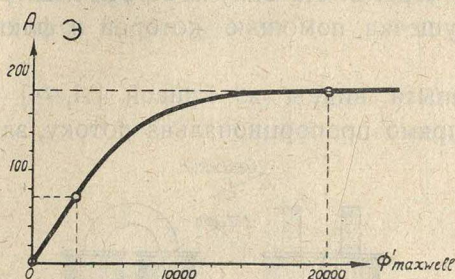
Черт. 2

2) Выгодно взять поток, соответствующий некоторой точке кривой за перегибом, так как тогда репродуктор при небольшом размагничивании магнитов не будет терять чувствительности, будет, так сказать, иметь запас потока.

II. Вопрос о величине зазора поставлен был в силу тех соображений, что, с одной стороны, чувствительность тем выше, чем меньше зазор, а с другой стороны величиной зазора задается предельная амплитуда якоря.

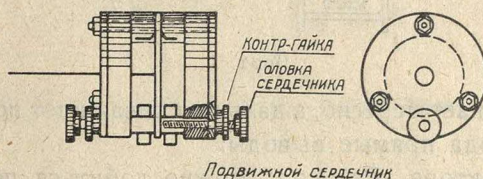
1) Литерами Э и Р в дальнейшем обозначены экспериментальные и рассчитанные кривые.

Для нахождения зависимости чувствительности от величины зазора был построен макет № 2 (черт. 4).



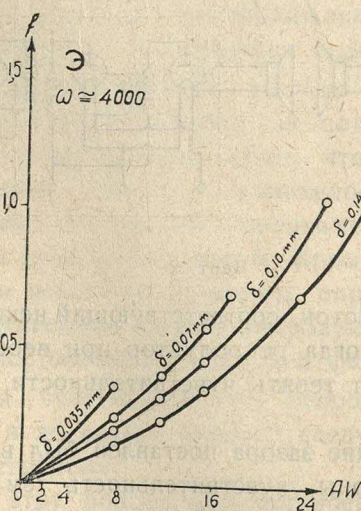
Черт. 3

На черт. 5 даны кривые зависимостей амплитуды от силы тока, т.е. $f(i)$ для различных зазоров. Кривые эти ограничены в точке $f = \delta$,



Черт. 4

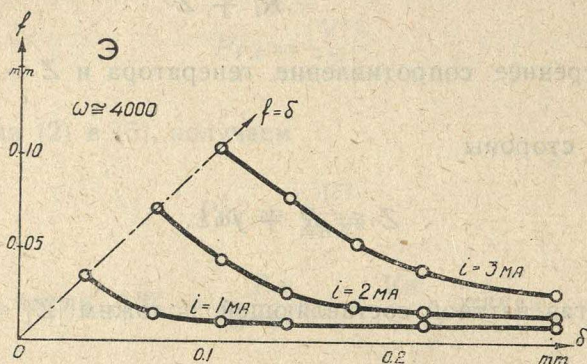
т.е. точкой, в которой амплитуда равна зазору и начинается дребезжание вследствие касания якоря полюсных наставок. На черт. 6 дана



Черт. 5

функция $f(\delta)$ при $i = \text{const}$, показывающая изменение чувствительности с увеличением зазора. На черт. 6а дана функция $A(\delta)$ для малых токов.

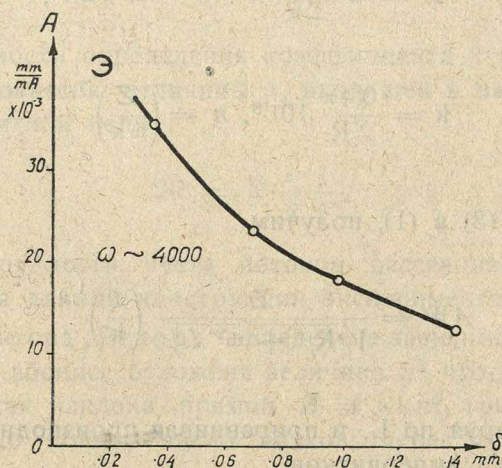
Из этих кривых можно сделать следующие выводы. Одна и та же конструкция репродуктора может быть по желанию, с применением различной величины зазора, использована для постройки двух принципиально-различных типов репродукторов: а) чувствительного и б) мощного. Первый тип предназначается для радиоприема на репродуктор,



Черт. 6

обслуживающий аудиторию в комнате средней величины. Второй тип предназначается для обслуживания больших аудиторий при пользовании мощными усилителями в качестве источников тока.

Необходимо, однако, оговориться, что такие мощные репродукторы должны иметь соответственно рассчитанную электрическую часть.



Черт. 6а.

III. Для наилучшего действия репродуктора необходимо, чтобы его электрические данные были надлежащим образом согласованы с данными генератора. Ниже, в первом приближении, выводятся необходимые соотношения.

Прежде всего установим, что интересующая нас величина, которой мы и будем стремиться придать наибольшее при данных условиях значение, это—переменные ампервитки. Эта величина выражается формулой:

$$AW = In = \frac{E}{R_i + Z} n, \quad (1)$$

где R_i — внутреннее сопротивление генератора и Z — сопротивление приемника.

С другой стороны

$$Z = R + j\omega L.$$

Пренебрегая ваттной составляющей, положим $|Z| = \omega L$; но

$$L = n \frac{d\Phi}{di} = n \frac{d \left(\frac{0,4 \pi n i}{\Sigma R} \right)}{di} = \frac{0,4 \pi}{\Sigma R} n^2 \cdot 10^{-8} H.$$

Здесь через ΣR обозначено полное сопротивление магнитной цепи. Отсюда

$$Z = \omega \frac{0,4 \pi}{\Sigma R} n^2 \cdot 10^{-8} = k \omega n^2, \quad (2)$$

где

$$k = \frac{0,4 \pi}{\Sigma R} 10^{-8}, \quad n = \left(\frac{Z}{\omega k} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), получим

$$AW = \frac{E}{\sqrt{R_i^2 + \omega^2 L^2}} \left(\frac{L}{k} \right)^{1/2}.$$

Дифференцируя по L , и приравнявая производную нулю, получим условие максимум'а ампервитков:

$$\omega L \cong |Z| = R_i. \quad (4)$$

Так как это условие определяет отдачу генератором максимум'а мощности, то естественно предположить, что максимальная величина ампервитков зависит от мощности.

Действительно:

$$P = \overline{VI} = \frac{\overline{V^2}}{Z},$$

или, беря модули комплексных величин, что соответствует выражению мощности в вольт-амперах:

$$P_{VA} = \frac{|V^2|}{|Z|}. \quad (5)$$

Подставляя (2) в (5), получаем

$$P_{VA} = \frac{V^2}{\omega k n^2}.$$

Ранее мы имели $AW = \frac{En}{R_i + Z} = \frac{Vn}{Z}$, откуда

$$AW = \frac{V}{\omega k n}. \quad (6)$$

Решая (5) и (6), найдем соотношение между мощностью генератора в вольт-амперах и наибольшей величиной переменных ампервитков

$$AW = \sqrt{\frac{P}{\omega k}}. \quad (7)$$

В виду трудности определения коэффициента k расчетным путем, вследствие непостоянства величины μ , входящей в выражение для сопротивления магнитной цепи:

$$\Sigma R = \Sigma \frac{l}{q \mu},$$

а также в виду трудности учета потоков рассеяния, удобнее найти функцию $Z(n)$ для данной конструкции экспериментально.

Для репродуктора „Рекорд“ определена зависимость $Z(n)$, причем на черт. 7 по оси абсцисс отложена величина n^2 , что дает возможность определения k , как наклона прямой $Z = \omega k n^2$, графическим путем. Через n обозначено полное число витков; через n' число витков на одну катушку.

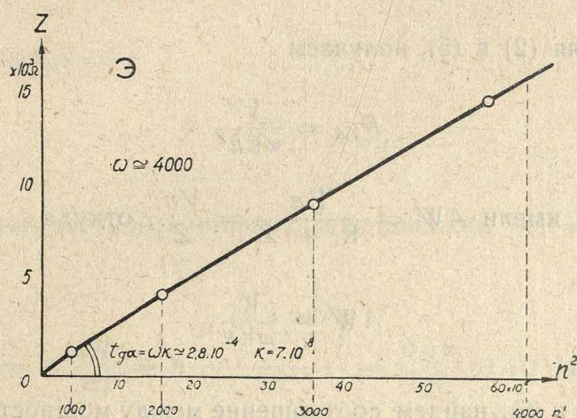
Зная величину коэффициента k , можно дать формулу для расчета наиболее выгодного для данной частоты числа витков катушек репродуктора в зависимости от внутреннего сопротивления генератора:

$$n_{AWmax} = \sqrt{\frac{R_i}{\omega k}}. \quad (8)$$

На черт. 8 даны кривые зависимостей $AW(n)$ при $\omega = \text{const}$.

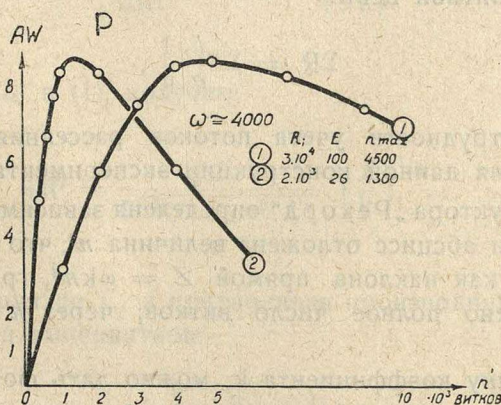
Очевидно, что зависимость оптимального числа витков от частоты обуславливается тем обстоятельством, что величина R_i от частоты не зависит, а потому равенство $Z = R_i$, имеющее силу для одной определенной частоты, нарушается.

Для полного суждения о влиянии числа витков, необходимо рассмотреть изменение ампервитков в функции от частоты.



Черт. 7

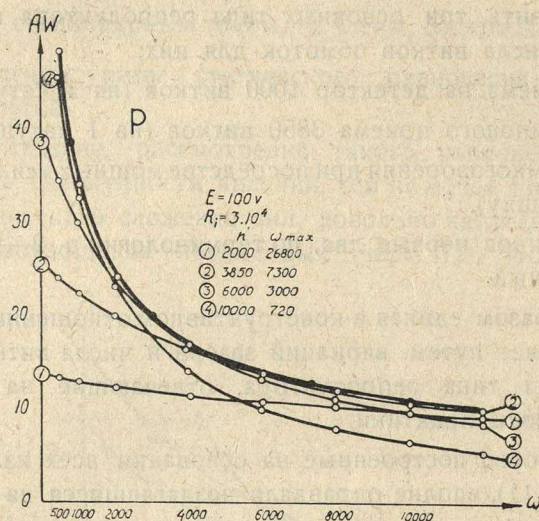
На черт. 9 и 10 построены такие зависимости для различных чисел витков; кривые черт. 9 относятся к генератору с $R_i = 3 \cdot 10^4$ (лампа), а на черт. 10— $R_i = 2 \cdot 10^3$ (детектор, мощный усилитель). Жирная кривая, огибающая семейство, есть функция вида: $AW = \sqrt{\frac{P}{\omega k}}$, т.е. кривая



Черт. 8

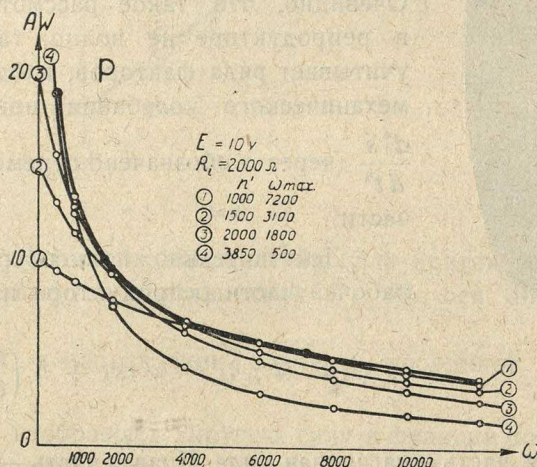
наибольших ампер-витков, которые могут быть получены в приемнике при данных E и R_i генератора:

Кривые семейства имеют с этой кривой по одной общей точке. Из рассмотрения черт. 9 и 10 можно заключить, что в формулу (8) надо подставлять $\omega \sim 5-7 \cdot 10^3$.



Черт. 9

Из сказанного следует вывод, что электрическая часть репродуктора должна рассчитываться в соответствии с его назначением, т.е. в зависимости от питания его от того или иного источника.



Черт. 10

§ 4. На основании всех вышеизложенных выводов, могут быть намечены следующие практические решения в отношении конструкции репродуктора „Рекорд“:

1) Усилить магнитную систему, доведя поток каждой половины в разомкнутом состоянии до 10.000 максвел (вместо 1600). Репродуктор с такого рода магнитной системой принять, как нормальный тип.

2) установить величины предельных амплитуд для двух типов репродукторов: а) 0,25 мм для мощного типа, б) 0,08 для чувствительного типа.

3) Установить три основных типа репродуктора в отношении их назначения и числа витков обмоток для них:

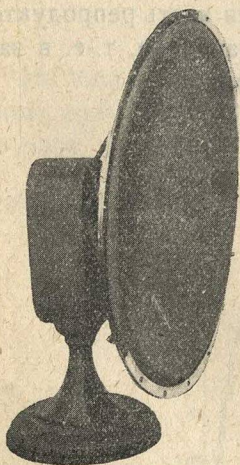
- а) для приема на детектор 1000 витков (на 1 катушку),
- б) для лампового приема 3850 витков (на 1 катушку),
- в) для громкоговoreния при посредстве мощных усилителей 1300 витков (на 1 катушку).

Из этих типов первые два, по терминологии п. 2—чувствительные, а третий—мощный.

Таким образом единая в конструктивном отношении система репродуктора позволяет путем вариаций зазора и числа витков создать три самостоятельных типа репродуктора, отвечающие на принципиально различные запросы практики.

Репродукторы, построенные на основании всех изложенных соображений (черт. 11), вполне оправдали возлагавшиеся на них ожидания.

§ 5. Выше, на основании выведенного общего приближенного выражения для магнитной силы, и сделанного допущения о том, что



Черт. 11

амплитуда есть возрастающая функция указанной силы, определялись наивыгоднейшие для данной конструкции значения Φ' , δ и n . Очевидно, что такое рассмотрение явлений в репродукторе не полно, так как оно не учитывает ряда факторов, входящих в уравнение механического колебания при производных $\frac{d^n s}{dt^n}$ (через s обозначено перемещение рабочей части).

Действительно, полное уравнение движения рабочей части репродуктора имеет вид:

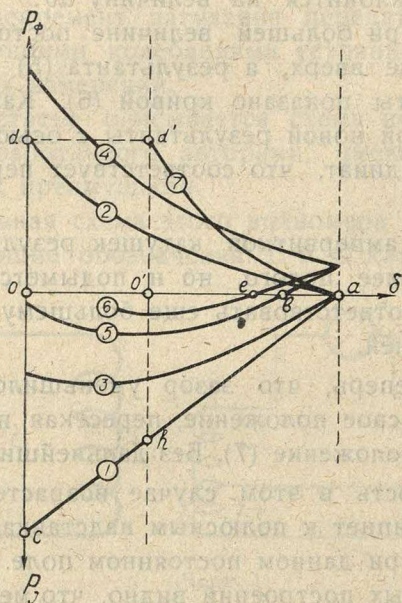
$$f(AW, \Phi', \delta) = \varphi(s) + \psi\left(\frac{ds}{dt}\right) + \xi\left(\frac{d^2s}{dt^2}\right).$$

Здесь левая часть—магнитная сила. Правая часть—сумма противодействующих сил, а именно: первый член—упругая сила, второй член—сила сопротивления воздушной нагрузки и трения, третий член—сила инерции.

Решение этого уравнения дало бы полный расчет репродуктора, позволяющий не только достичь в проектируемой конструкции наибольшей чувствительности, но и дающий возможность суждения об искажении, т.е. о виде функции $A(\omega)$.

Если мы предположим, что работа репродуктора представляет собою не механический колебательный процесс, а только отклонения якоря от среднего положения под воздействием магнитной силы, обусловливаемой квази—стационарным током, то члены, содержащие $\frac{d^n s}{dt^n}$, пропадут, и мы получим уравнение статического равновесия между силами магнитной и упругой.

Хотя, как сказано, рассмотрение такого равновесия далеко не исчерпывает всей совокупности явлений, тем не менее ниже приводятся диаграммы статического сложения сил, довольно наглядно поясняющие элементарные соотношения переменных (черт. 12). По оси ординат



Черт. 12

отложена в положительном направлении сила притяжения P_ϕ , в отрицательном направлении—упругая сила P_I . По оси абсцисс отложен зазор $\delta = oa$.

От точки a , в направлении к началу координат, отсчитываются амплитуды f .

Прямая (1) изображает упругую силу в функции положения якоря; кривая (2) силу притяжения от постоянного потока; кривая (3) результата от сложения (1) и (2); кривая (4) результата от наложения на поле постоянных магнитов поля катушек (кривая для последней величины на график не нанесена); кривая (5) результата от сложения (1) и (4).

Результанта (3) пересекает ось абсцисс в точке a ; это значит, что якорь дифференциального телефона не отклоняется от среднего положения без воздействия поля катушек, так как постоянные потоки обеих

ветвей дифференциальной системы при этом положении якоря взаимно компенсируются. (На графике изображена половина дифференциальной системы). Из графика видно, что необходимо соблюдение условия $os > oa$, так как в противном случае результата (3) получит вторую точку пересечения с осью абсцисс (что соответствует второй равновесной точке), из какового положения якорь тотчас-же выйдет и прилипнет к полюсным наконечникам.

Это соображение ставит предел увеличению силы поля постоянных магнитов.

Кривая (5) пересекает ось абсцисс в точке (b); это показывает, что при наличии некоторого поля катушек якорь выйдет из нейтрального положения и отклонится на величину ab .

Очевидно, что при большей величине постоянного поля кривые (2) и (4) пойдут круче вверх, а результата (5) более полого. Такое положение результаты показано кривой (6). Как видно из графика, точка пересечения этой новой результата с осью абсцисс сместилась ближе к началу координат, что соответствует перемещению якоря на величину $ae > ab$.

При увеличении ампервитков катушек результата (5) не только пойдет несколько более полого, но и подыметя относительно оси абсцисс, что будет соответствовать еще большему перемещению точки пересечения с последней.

Предположим теперь, что зазор уменьшился и равен $oa' < oa$. Прямая (1) сохранит свое положение, пересекая новую ось в точке h, а кривая (2) займет положение (7). Без дальнейших построений очевидно, что чувствительность в этом случае возрастет, однако $oh < od$, а потому якорь прилипнет к полюсным надставкам, что ставит предел уменьшению зазора при данном постоянном поле.

Из всех описанных построений видно, что между зазором, магнитным полем как постоянным, так и полем катушек и упругостью якоря существуют предельные соотношения. Эти соотношения, разумеется, могут быть получены и аналитически, так как уравнения всех изображенных на графике линий известны, и остается лишь подставить в них достаточно достоверные цифровые величины.

Ленинград.

Завод им. Кулакова.

Волномер с повышенной остротой настройки¹⁾

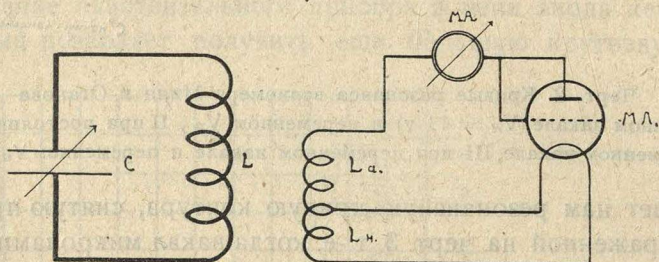
Инж. А. Л. Минц и Инж. Н. И. Оганов

1. Требования, предъявляемые к современному волномеру, установленному на передающей радиостанции, становятся все более строгими. Еще недавно применявшиеся с успехом волномеры с тепловым ваттметром в качестве индикатора сейчас вытесняются ламповыми волномерными схемами.

Правда, применение прибора с квадратичной шкалой позволяло легко определить декремент затухания передатчика, однако, переход на работу незатухающими колебаниями устранил необходимость большей части подобных измерений.

В настоящей статье описывается схема нового типа индикатора для волномера, разработанного авторами, имеющего ряд технических и эксплуатационных преимуществ.

2. Принципиальная схема этого волномера изображена на черт. 1, где приняты следующие обозначения: L и C катушка самоиндукции и



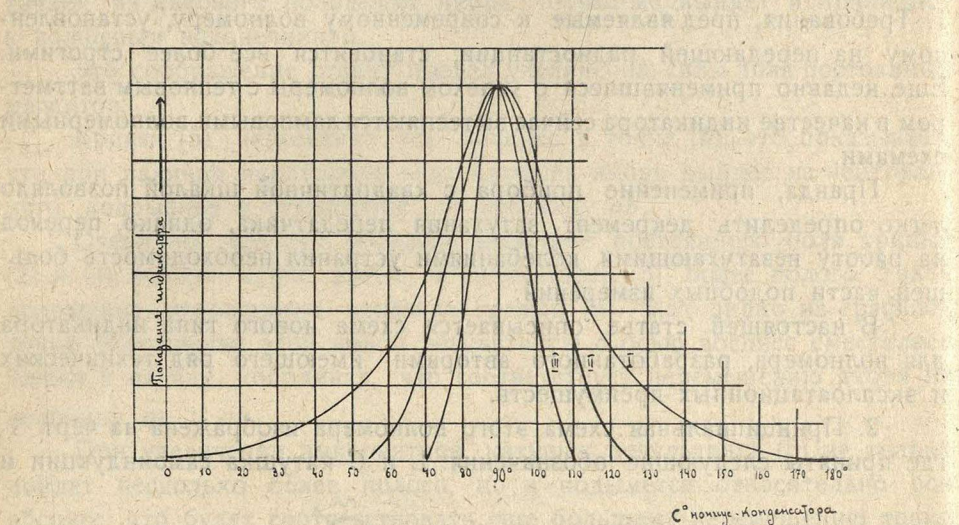
Черт. 1

переменный конденсатор волномерного контура, MA — миллиамперметр, ML — микролампа, сетка которой замкнута накоротко с анодом, так что она является кенотроном; нить накала этого кенотрона весьма слабо связана при помощи L_n с волномерным контуром; немного сильнее, чем нить, с волномерным контуром связана L_a — анодная цепь кенотрона, в которую включен прибор MA .

При возбуждении этого волномера передатчиком и при настройке близкой к резонансу, нить микролампы накаливается и начинает излучать электроны. В положительный полупериод напряжения высокой частоты на аноде через пространство нить-анод кенотрона проходит ток, регистрируемый прибором MA . Таким образом работа этого волномера, несмотря на применение катодной лампы, происходит без каких-либо батарей.

¹⁾ Доложено РОРИ 17/V 1927 г. Заяв. свид. Ком. по Д. Из. № 15748 от 14 мая 1927 г.

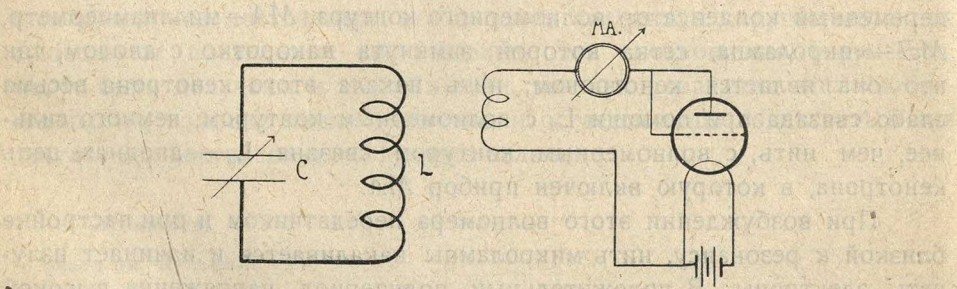
3. Легко понять, что кривая изменения анодного тока нашего кенотрона (квази-кривая резонанса) будет значительно острее, чем у индикатора с квадратичной шкалой, так как мы используем эффект термионной эмиссии. Чтобы уяснить влияние отдельных факторов на крутизну квази-резонансной кривой, обратимся к графику черт. 2, где



Черт. 2. Кривые резонанса волномера Минц и Оганова

I при постоянном накале ($V_n = 13$ v) и переменном V_a , II при постоянном V_a и переменном накале, III при переменном накале и переменном V_a

кривая I дает нам резонансную кривую контура, снятую при работе по схеме, изображенной на черт. 3, т.е. когда накал микролампы получался от постороннего источника, а анодная цепь была слабо связана с контуром. Кривая II снята (схема—см. черт. 4) при использовании эффекта

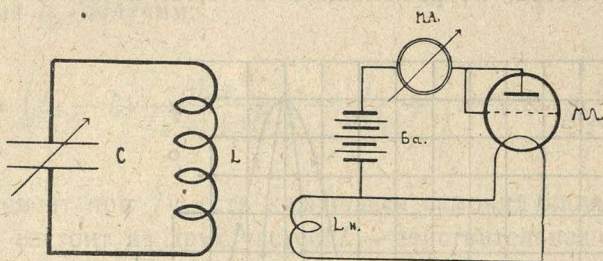


Черт. 3

эмиссии (нить связана с контуром); однако, анодное напряжение, выбранное больше напряжения насыщения, берется от батареи B_a . Легко усмотреть, что крутизна кривой II больше, чем кривой I. Наконец, кривая III снята при питании цепи накала и цепи анода от волномерного контура. Крутизна кривой III значительно больше крутизны кривой I.

Следует отметить, что эти кривые сняты с весьма грубым прибором, включенным в цепь анода (шкала—8 ма). Кроме того все три кривые приведены к одному масштабу.

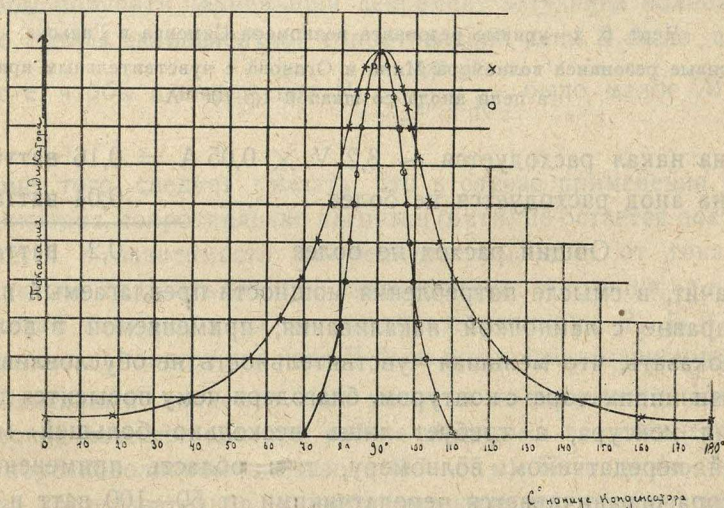
Сравнение термийонного индикатора с тепловым ваттметром графически изображено на черт. 5, где кривая, проведенная по крестикам,



Черт. 4

дана для ваттметра волномера Сименса и Гальске (большая лабораторная модель), а кривая, проведенная по точкам, получена с волномером авторов, причем в цепи анода опять был включен грубый прибор.

Применение чувствительного прибора в цепи анода кенотрона со шкалой 1,5 ма позволяет получить еще большую крутизну (черт. 6).



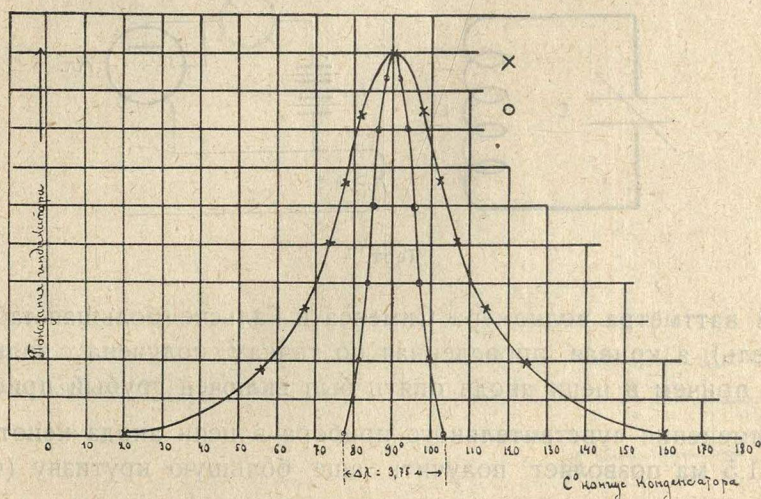
Черт. 5. x—кривые резонанса волномера Сименса и Гальске
o—кривые резонанса волномера Минца и Оганова с грубым прибором
в цепи анода со шкалой $8 \cdot 10^{-3}$ А

В этом случае вся квази-кривая резонанса получается в пределах:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx 0,5\%.$$

Таким образом установка настройки с точностью до $0,1\%$ не представляет затруднений. Такая повышенная острота настройки имеет большое значение для целого ряда практических вопросов.

4. Главным недостатком описанного индикатора является необходимость располагать более значительной мощностью, чем для чувствительного ваттметра, потребляющего от $0,035$ до $0,1$ ватта, а именно:



Черт. 6. x—кривые резонанса волномера Сименса и Гальске;
o—кривые резонанса волномера Минц и Оганова с чувствительным прибором
в цепи анода со шкалой $1,5 \cdot 10^{-3}$ А

на накал расходуется $\sim 3,2 \text{ В} \times 0,05 \text{ А} = 0,16$ ватта,

на анод расходуется не более 0,04 ватта.

Общий расход не более 0,2 ватта.

Значит, в смысле потребления мощности предлагаемый индикатор стоит наравне с лампочкой накаливания, применяемой в волномерах. Легко показать, что меньшая чувствительность не обуславливает большей связи индикатора с контуром, благодаря чему повысится декремент затухания контура, а требует лишь несколько большей мощности, даваемой передатчиком волномеру, т.-е. область применения этого индикатора ограничивается передатчиками от 50 — 100 ватт и выше.

5. Рассмотрим условия работы индикатора, связанного с контуром волномера. Схема, представленная на черт. 1, эквивалентна двум связанным цепям, из которых одна настроена в резонанс с передатчиком и слабо с ним связана, а вторая индуктивно связана с первой и состоит лишь из самоиндукции L_2 и сопротивления индикатора R_x .

Обозначим индуктированную эдс в контуре I через E , параметры его через L_1 , C_1 , R_1 ; коэффициент взаимной индукции между I и II через M ; тогда имеем:

$$E = I_1 \left[j \left(L_1 \omega - \frac{1}{\omega C_1} \right) + R_1 \right] + M \omega j I_2,$$

$$0 = I_2 [j L_2 \omega + R_2] + M \omega j I_1.$$

Исключая I_2 , получим:

$$E = I_1 \left[j \omega \left(L_1 - L_2 \frac{M^2 \omega^2}{L_2^2 \omega^2 + R_2^2} \right) - \frac{j}{\omega C_1} + \left(R_1 + R_2 \frac{M^2 \omega^2}{L_2^2 \omega^2 + R_2^2} \right) \right].$$

Коэффициент при $j \omega$ есть кажущаяся самоиндукция цепи I; этот коэффициент состоит из двух частей: L_1 —действительная самоиндукция этой цепи и $L_2 \frac{M^2 \omega^2}{L_2^2 \omega^2 + R_2^2}$, которая представляет собой добавочную самоиндукцию, благодаря реакции цепи II на контур I. Назовем ее эквивалентной самоиндукцией цепи II.

Также и кажущееся сопротивление $R_1 + R_2 \frac{M^2 \omega^2}{L_2^2 \omega^2 + R_2^2}$ состоит из действительного сопротивления цепи I и эквивалентного сопротивления цепи II.

Чтобы получить наименьший декремент затухания волномера, необходимо, чтобы эквивалентное сопротивление цепи II было возможно малым, т.е. чтобы в выражении $R_2 \frac{M^2 \omega^2}{L_2^2 \omega^2 + R_2^2}$ было малое M и большое L_2 .

Кроме того следует указать, что в случае применения термийонного индикатора, сопротивление нагрузки (нити) не остается постоянным, а изменяется в зависимости от температуры, т.е. от тока накала; поэтому, чтобы ослабить влияние изменения сопротивления на настройку волнового контура, надо так подобрать величины R_2 , L_2 и M , чтобы эквивалентная самоиндукция цепи II была возможно независимой от R_2 ¹⁾.

6. Описанный волномер был испытан в эксплуатации и показал свои высокие качества как при работе длинными волнами (600—700 м) так и в коротковолновом диапазоне (37—55 м). Если в анодную цепь кенотрона последовательно с прибором включить телефон, то имеется возможность контролировать радиотелефонную или тональную передачу без дополнительного детектора, причем описываемое устройство безопасно в смысле всякого рода спекания и т. п.

Так как нить весьма слабо связана с контуром волномера, то чрезвычайно легко устроить предохранитель от случайного перегорания

¹⁾ См. статью Brailard und Duvoire. Die genaue Messung der Wellenlängen bei Sendestellen. ENT, 4. S. 443, 1927.

ее при слишком сильной связи волномера с передатчиком. Это достигается включением параллельно конденсатору волномерного контура крошечного искрового промежутка ($d = 0,1$ мм), который пробивается прежде, чем нить успеет перегореть или потерять эмиссию.

Имеется возможность для грубого нахождения резонанса наблюдать за световым эффектом накаливания нити микролампы, для чего особенно удобно иметь лампы с „окном“ в поверхностном слое магния, причем желательно это „окно“ расположить перпендикулярно нити.

Если желательно получить большую чувствительность описанного индикатора, то необходимо применить лампы с более короткими или более тонкими нитями и более чувствительный прибор в цепи анода.

Метод измерения длин волн при помощи пьезо-кварца

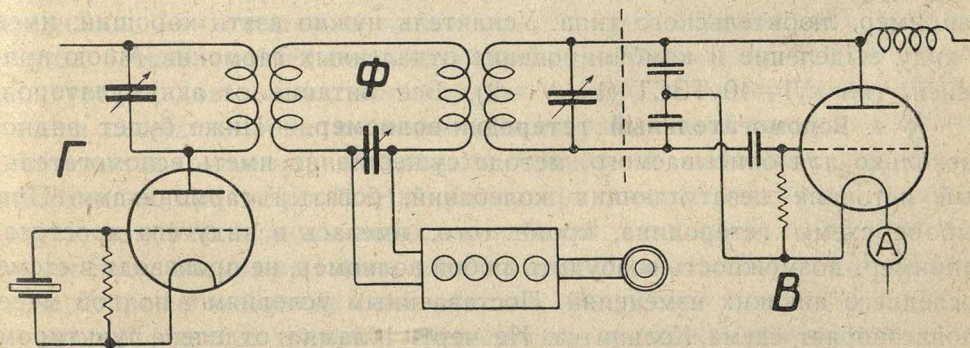
В. С. Габель

§ 1. Предлагаемый метод измерения длин волн с помощью пьезо-кварца был разработан в связи с предпринятыми Главной Палатой осенью прошлого года измерениями длин волн широкоэмитальных радиостанций. Предполагалось для этой цели воспользоваться пьезо-кварцевыми вибраторами, посредством которых зафиксирована абсолютная шкала частот Палаты.

Обычно, пьезо-кварц, отличаясь большим постоянством и будучи удобен как эталон частоты, обладает тем существенным недостатком, что он дает лишь одну или несколько определенных частот, соответствующих трем измерениям прямоугольной пластины и их гармоникам. Поэтому пьезо-кварцевые эталоны сами по себе неприменимы в тех случаях, когда желательно иметь непрерывно изменяющуюся шкалу частот, например, когда требуется определить волну данной станции. То же самое относится и к тем случаям, когда требуется проверить волномер на определенных настройках.

Ниже описывается метод, применяемый лабораторией токов большой частоты палаты уже довольно продолжительное время: он оказался очень удобным и надежным.

В общих чертах метод заключается в интерполировании искомой волны между двумя близкими друг к другу комбинациями гармоник



Черт. 1

пьезо-кварцевого генератора и вспомогательного гетеродинного волномерного контура. Интерполяция производится тем же гетеродином по методу гашения биений.

Таким образом волномерная схема состоит из следующих частей, (черт. 1): Г—генератор, возбуждаемый пьезо-кварцем, В—вспомогательный волномерный контур, служащий для интерполяции, Ф—соединительный контур-фильтр с усилителем и телефоном; он связан индуктивно

с пьезо-кварцевым генератором, вспомогательным гетеродином и, кроме того,—при надобности—с тем контуром (например, генератором, служащим для возбуждения проверяемого волномера), волну которого нужно определить.

§ 2. **Кварцевый генератор.**—Схема генератора и мотировка кварца должны быть таковы, чтобы они обеспечивали возможно большое постоянство частоты колебаний. Мною употреблена схема, предложенная Пирсом. Кварц снабжен электродами, полученными путем серебрения и последующего омеднения его поверхностей способом, разработанным лабораторией т. б. ч. Частота кварца периодически сличается, по мере надобности, с абсолютной шкалой частот лаборатории методом, описание которого в непродолжительном времени будет опубликовано. Весь генератор собран на общей эбонитовой панели; к ее нижней стороне прикреплен анодный контур в виде сотовой катушки и слюдяного конденсатора постоянной емкости, а также сопротивление утечки; на верхней стороне помещаются лампа и пьезо-кварц. Питание анода генератора (усилительная лампа Р—5) производится городским током через кенотронный выпрямитель.

§ 3. **Промежуточный контур** связан с анодным контуром кварцевого генератора одним-двумя витками, намотанными на катушку самоиндукции последнего. Связь с гетеродином осуществляется через посредство набора сменных сотовых катушек не слишком малого диаметра. Величину связи приходится изменять в широких пределах; поэтому гнезда для сменных катушек монтированы на отдельной эбонитовой панели, свободно передвигаемой по столу. Конденсатор переменной емкости, порядка 700 cg^{es} , может быть любой конструкции, например, любительского типа. Усилитель нужно взять хороший, имея в виду выделение и комбинирование отдаленных гармоник. Мною применен тип УЛ—40 ТЗСТ (1—V—2). Все питание от аккумуляторов.

§ 4. **Вспомогательный гетеродин-волномер.**—Ниже будет видно, насколько для описываемого метода существенно иметь вспомогательный источник незатухающих колебаний, богатый гармониками. При выборе схемы гетеродина, кроме того, имелась в виду его простота, например, возможность возбудить любой волномер, не производя в схеме последнего никаких изменений. Поставленным условиям в полной мере удовлетворяет схема Кольпитса. На черт. 1 лампа отделена пунктиром от колебательного контура волномера. Емкостная связь способствует развитию многочисленных гармоник. Наконец, необходимое здесь сопротивление утечки сетки, будучи правильно подобрано, до некоторой степени стабилизирует работу гетеродина. Незначительное влияние степени накала нити устраняется включением в эту цепь амперметра. Величины емкостей и дросселя, необходимые для генерации, находятся эмпирически путем включения конденсаторов переменной емкости, которые впоследствии заменяются постоянными. Необходимо заметить, что величины емкостей дополнительных конденсаторов входят в общую

емкость колебательного контура и поэтому должны быть возможно постоянны. Обнаружено также влияние изменения величины сопротивления утечки, которое должно быть хорошего качества. Для работы гетеродина достаточна энергия одной обыкновенной усилительной лампы (P—5), питаемой аккумуляторами.

§ 5. **Метод биений.**—Как известно, метод биений основан на том, что два синусоидальных тока $I_1 \sin \omega_1 t$ и $I_2 \sin \omega_2 t$, будучи наложены друг на друга, создают суммарный (или разностный) ток вида

$$2 I_2 \sin \left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \right) \cos \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \right) + \left(I_1 - I_2 \right) \sin \omega_1 t.$$

Из этого выражения видно, что, во первых, получается колебание, частота которого равна сумме обеих частот $\omega_1 + \omega_2$ модулируемые частотой, равной разности $\omega_1 - \omega_2$ и, во вторых, эта модуляция наиболее глубока в том случае, когда амплитуды I_1 и I_2 обоих токов равны, ибо только в этом случае все выражение периодически проходит через ноль. С последним обстоятельством всегда нужно считаться, когда приходится иметь дело с неравными гармониками двух колебаний. Соответствующим подбором связей с обоими контурами и настройкой промежуточного контура на более слабую гармонику большей частью удается усилить звук биения до хорошей слышимости.

Измерение частоты методом биений имеет по сравнению с методом настройки в резонанс некоторые преимущества. Во первых, обычный волномер для достижения достаточно острой настройки должен быть тщательно сконструирован (подразделенный провод в катушках самоиндукции, конденсатор с малым количеством твердого диэлектрика). Метод биений требует лишь неизменяемости параметров колебательного контура; следовательно, волномерный контур в конструктивном отношении делается проще и дешевле. Во вторых, способ биений не требует постоянства амплитуд измеряемых колебаний, которое существенно необходимо при настройке, например при помощи ваттметра. В данном случае измеряется лишь частота колебаний, независимо от их амплитуд; измерения возможны даже при сравнительно непостоянном режиме генератора, что иногда наблюдается, например, при его питании от городской сети. В третьих, гетеродинным контуром можно непосредственно мерить весьма слабые колебания, например, отдаленных отправительных радиостанций. Наконец, в четвертых, метод биений допускает, как дальше будет видно, непосредственный контроль каждого произведенного измерения как во время градуировки волномерного контура, так и при пользовании им, как волномером.

В виду того, что рассматриваемый метод основан на широком использовании гармоник и их всевозможных комбинаций между собою, привожу ниже полную таблицу сочетаний гармоник, до 7-й включительно, дающих между собою биения. Комбинации расположены в той

последовательности, как они проходят перед наблюдателем при плавном изменении настройки вспомогательного гетеродина, начиная с длинных волн и кончая короткими. Для простоты основная частота пьезо-кварцевого генератора принята равной 100 килоциклам в секунду.

Т А Б Л И Ц А

биений для $f = 100 \frac{\text{кц}}{\text{сек}}$

n	$nf = mF$	m	F	λ	n	$nf = mF$	m	F	λ
1	100	7	14.3	21000	1	100	1	100	3000
1	100	6	16.7	18000	7	700	6	117	2580
1	100	5	20.0	15000	6	600	5	120	2500
1	100	4	25.0	12000	5	500	4	125	2400
2	200	7	28.6	10500	4	400	3	133	2250
1	100	3	33.3	9000	7	700	5	140	2150
2	200	5	40.0	7500	3	300	2	150	2000
3	300	7	42.9	7000	5	500	3	167	1800
1	100	2	50.0	6000	7	700	4	175	1700
4	400	7	57.1	5250	2	200	1	200	1500
3	300	5	60.0	5000	7	700	3	233	1300
2	200	3	66.7	4500	5	500	2	250	1200
5	500	7	71.4	4200	3	300	1	300	1000
3	300	4	75.0	4000	7	700	2	350	860
4	400	5	80.0	3750	4	400	1	400	750
5	500	6	83.3	3600	5	500	1	500	600
6	600	7	85.7	3500	6	600	1	600	500
1	100	1	100	3000	7	700	1	700	430

Обозначения в таблице: n —номер гармоники пьезо-кварцевого генератора, m —номер гармоники вспомогательного гетеродина, F и λ —частота и длина волны гетеродина, при которой наблюдается исчезновение тока биений, $nf = mF$ —частота интерферирующих гармоник.

Из таблицы следует, что, например, частота 6-й гармоники пьезо-кварцевого генератора совпадает с частотой 7-й гармоники гетеродина, если последний настроен примерно на $85,7 \frac{\text{кц}}{\text{сек}}$ или 3500 м.

Из нее видно также, какое богатство волн мы имеем лишь при одной известной частоте, ограничиваясь только семью гармониками; при наличии же хорошего усилителя и некоторого навыка, легко дойти до 14—15 гармоник, которые захватят значительный диапазон волн. Замечу еще, что если, наоборот, частота mF известна, то частота f может быть определена, как арифметическое среднее из большого количества наблюдений, благодаря чему измерения становятся взаимно контролируемыми, устраняются случайные ошибки наблюдений, а по совпадению результатов можно судить о достигнутой степени точности.

§ 6. Градуировка вспомогательного гетеродина.—Гетеродин необходимо, конечно, предварительно проградуировать, хотя бы грубо, при

помощи волномера, пользуясь, например, методом поглощения или составив приближенный график настройки по формуле Томсона.

Пользуясь предварительной градуировкой контура и зная основную частоту пьезо-кварцевого генератора, уже не трудно с уверенностью нащупать настройку контура на комбинации ближайших 2—3 гармоник генератора и гетеродина. Они дадут нам 6—8 опорных точек для дальнейшей более точной градуировки. Некоторые из них $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ окажутся в пределах настройки одной и той же катушки гетеродинного волномера. Пользуясь ими, построим уже более точные кривые градуировки. В этой стадии гетеродином можно пользоваться, как волномером, обладающим небольшой точностью (порядка 1—2%). Целесообразнее, однако, применить аналитический способ обработки полученных результатов, основанный на том, что квадрат волны пропорционален отсчету на шкале конденсатора, выраженному в градусах, предполагая, конечно, линейную зависимость между емкостью конденсатора волномера и углом поворота α его пластин.

Тогда

$$\lambda^2 = kL (a \cdot \alpha + b) = A\alpha + B,$$

где

$$A = kLa = \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\alpha_2 - \alpha_1}, B = kLb = \alpha_1 \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\alpha_2 - \alpha_1} - \lambda_1^2, \text{ а } \lambda_1 \text{ и } \lambda_2 \text{ — волны,}$$

соответствующие отсчетам α_1 и α_2 на шкале конденсатора.

Полученное из двух, достаточно отдаленных друг от друга, отсчетов конденсатора уравнение действительно, в первом приближении, на участке шкалы, примерно от 20° — 180° и дает возможность найти настройку на комбинации отдаленных гармоник. Здесь большую помощь помимо таблицы биений оказывает настраивающийся промежуточный контур, с помощью которого, как выше было указано, удастся до некоторой степени выравнивать амплитуды двух гармоник, значительно отличавшихся своими амплитудами. Вылавливание сложных комбинаций гармоник значительно облегчается, если поиски производить при *сильной* связи между промежуточным контуром и катушкой гетеродина. Найдя какое нибудь биение, настраивают промежуточный контур на наибольшую силу звука и уже после этого ослабляют связь настолько, чтобы на высоту тона биений не влияли ни изменение расстояния между катушками связи обоих контуров, ни вращение конденсатора промежуточного контура (отсутствие затягивания!).

Подставляя отсчеты конденсатора в уравнение для λ^2 , получим ряд волн, по которым не трудно определить номера интерферирующих гармоник¹⁾, а отсюда уже находим точное значение волны гетеродина.

Описываемым методом удастся определить на одной катушке, при конденсаторе с максимальной емкостью около 5000 μF , до 15 настроек и больше.

1) Большую пользу в этом процессе приносит счетная линейка.

Полученная градуировка может быть выражена графиком, годящимся для быстрого определения длины волн с точностью от 0,5 до 1%. Исследование однако показало, что точность градуировки по описываемому методу превосходит ту точность, которая может быть получена при пользовании даже тщательно построенным графиком. Поэтому лаборатория т. б. ч. и здесь предпочитает пользоваться аналитическим методом. Следует еще иметь в виду, что большинство конденсаторов переменной емкости (в том числе и хорошие технические, как например, типа Зейбта или Телефункен) обычно не имеют строго линейной зависимости между емкостью и углом поворота α . В результате почти никогда нельзя выразить одним уравнением величины λ^2 для всей шкалы конденсатора (ошибки могут доходить до 1%). Поэтому приходится разбить шкалу волн на несколько участков и для каждого вычислить свое индивидуальное уравнение. Для этой цели выбираются для каждой катушки 8—10 и более точек, в зависимости от качества конденсатора, и для каждой смежной пары составляется отдельное уравнение для λ^2 . Полученный комплекс интерполирующих уравнений представляет собою окончательную градуировку гетеродина волномера.

Так как в данном методе гетеродин служит лишь для интерполирования между зафиксированными волнами, то к нему, вообще говоря, нет необходимости предъявлять особо строгие требования в смысле постоянства его градуировки (хотя оно, конечно, всегда желательно). Для измерений с точностью порядка 0,2—0,3% вполне достаточно применить какой-либо технический волномер или даже собрать контур из имеющихся под руками материалов; следует лишь перед каждой серией наблюдений проверить выбранные точки по кварцу и, в случае необходимости, внести соответствующие поправки в отсчеты на шкале конденсатора.

Образец градуировки гетеродина-волномера

КВАРЦ № 11 ($\lambda = 3286$ м); катушка V

α_0	λ_0	m/n	$\frac{\lambda_0}{m} = \frac{\lambda}{n}$	Уравнения для $\lambda_0^2 = A\alpha + B$
161.5	4381	$\frac{4}{3}$	1095	$(11.208\alpha + 109) \times 10^4$
140.8	4108	$\frac{5}{4}$	822	$(11.186\alpha + 112) \quad "$
129.0	3943	$\frac{6}{5}$	657	$(11.333\alpha + 93) \quad "$
121.5	3834	$\frac{7}{6}$	548	$(11.538\alpha + 68) \quad "$
87.7	3286	$\frac{1}{1}$	3286	$(11.619\alpha + 61) \quad "$
63.0	2817	$\frac{6}{7}$	470	$(11.474\alpha + 70) \quad "$
59.2	2738	$\frac{5}{6}$	548	$(11.688\alpha + 58) \quad "$
47.0	2468	$\frac{3}{4}$	822	$(11.688\alpha + 58) \quad "$

Обозначения: α отсчеты на конденсаторе гетеродина; λ_0 соответствующая длина волны гетеродина, вычисленная из основной волны λ ; m и n номера гармоник кварцевого генератора и гетеродина. В четвертом столбце указаны длины интерферирующих между собою волн.

Образец протокола измерения длины волны радиостанции

14 марта 1928 г.

Время	Название станций	Кат. волн.	α наблюд.	$\Delta\alpha$	α исправл.	A	B	$(n\lambda)^2 \times 10^4$	$n\lambda$	n	λ	λ средн.
18.35	Москва „Коминтерн“	V	157.9	+ 0.5	158.4	11.208	109	1884 4341	3	1447	1447	
			66.5	+ 0.2	66.7	11.619	61	836 2892	2	1446		
		VI	90.0	+ 0.5	90.5	34.7	206	3346 5785	4	1446		
			144.9	+ 0.4	145.3	34.1	282	5237 7237	5	1447		

Пояснения к таблице: α отсчет на конденсаторе гетеродина, соответствующий прекращению биений между волной радиостанции и той или другой гармоникой гетеродина;

$\Delta\alpha$ поправка в долях градуса, вводимая в отсчет. Она получается, как разность между отсчетами на конденсаторе, положенными в основу при расчете уравнения для λ^2 и поверочными отсчетами, произведенными непосредственно перед наблюдением;

A и B см. предыдущий пример;

$(n\lambda)^2$ получается путем расчета из данных A и B соответствующего интервала и исправленного угла α ;

n номер гармоники гетеродина, интерферировавшей с волной радиостанции.

ЛИТЕРАТУРА

С. Моругина. Проверка волномеров с кварцевым осциллятором. ТиТбп № 44, стр. 509, 1927.

G. Breit. A. Method of Measuring Coil Capacities and Standardising Wavemeters. Rad. Rev., 3, Febr., p. 71, 1922.

R. Brailard & E. Divoire. How Broadcasting wavelengths are checked. Wir. Wrld., № 444, p. 219, 1928.

V. Gabel. Eine praktische Fassung für Piezo-Quarzplatten. Jahrb. d. dr. T. u. T. 29, p. 194, 1927.

Ленинград.

Главная Палата мер и весов.

Эмпирические зависимости сопротивления вольфрама от температуры

Н. Д. Моргулис

Одним из наиболее удобных способов определения температуры вольфрамовой проволоки является, как известно, давно применяемый способ измерения ее сопротивления; в этом случае, конечно, необходимо точно знать зависимость сопротивления вольфрама от температуры. Первое систематическое исследование такого рода было сделано Лангмюиром¹⁾. Когда в дальнейшем оказалось, что температурная шкала, которой пользовался Лангмюир, была не совсем точна, были произведены исследования Ворthingом и Форсайтом²⁾. В результате своих исследований, они предложили следующую формулу для зависимости удельного сопротивления вольфрама от температуры:

$$\rho = 59,2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T}{2000} \right)^{1,2}, \quad (1)$$

которая справедлива в интервале от 1200—3200° К. Наконец, в последнее время появились очень тщательные исследования температурной зависимости сопротивления вольфрама в интервале 273—3655° К, произведенные Джонсом³⁾ и Цвиккером⁴⁾, которые подводят итог всем предыдущим исследованиям. В сокращенном виде результаты Джонса и Цвиккера представлены в первых 2-х столбцах таблицы 1.

Если сравнить ф-лу (1) с результатами этих точных исследований, то оказывается, что она дает систематические отклонения, которые представлены в 4-ом столбце табл. 1. Такое несовпадение следует отнести за счет неудовлетворительного подбора коэффициентов ф-лы (1).

В виду того, что результаты последних исследований Джонса и Цвиккера, несомненно, представляют большой интерес для практика-исследователя, автор попытался изложить их в эмпирические формулы, которые давали-бы лучшее совпадение, нежели ф-ла (1). Для этого он поступал следующим образом: выяснив приблизительно графически тип зависимости, бралось несколько значений ρ и T и по ним, применяя метод наименьших квадратов, вычислялись коэффициенты соответствующей формулы; затем эта формула сверялась с экспериментальными данными во всем интервале. В результате такого рода подсчета была получена следующая формула

$$\rho = 6,2 \cdot 10^{-9} T^{1,2}. \quad (2)$$

1) J. Langmuir, Phys. Rev. 7, 320, 1916.

2) Worthing and Forsythe, Phys. Rev. 18, 144, 1921; 10, 337, 1917.

3) Jones, Phys. Rev. 28, 202, 1926.

4) Zwicker, Proc. Roy. Acad. Amsterdam, 34, № 5.

Т А Б Л И Ц А I

$T^{\circ} K$	$\rho \cdot 10^6$	R_T/R_{293}	Относит. погрешности в % при применении		
			(Форм. 1)	(Форм. 2)	(Форм. 3)
273	5,00	0,911	+ 8,6	+ 4,0	— 2,9
300	5,65	1,03	+ 7,6	+ 3,0	— 3,0
500	10,56	1,924	+ 6,3	+ 1,7	— 1,4
700	16,09	2,93	+ 4,4	0,0	0,0
900	21,94	4,00	+ 3,5	— 0,9	+ 0,9
1100	27,94	5,08	+ 3,4	— 0,9	+ 0,6
1300	34,08	6,22	+ 3,6	— 0,8	+ 0,8
1500	40,36	7,36	+ 3,9	— 0,5	+ 0,5
1700	46,78	8,52	+ 4,1	— 0,3	+ 0,2
1900	53,35	9,72	+ 4,3	— 0,1	+ 0,1
2100	60,06	10,93	+ 4,5	+ 0,1	— 0,1
2300	66,91	12,19	+ 4,6	+ 0,2	— 0,2
2500	73,91	13,47	+ 4,7	+ 0,3	— 0,2
2700	81,04	14,76	+ 4,7	+ 0,3	— 0,3
2900	88,33	16,10	+ 4,7	+ 0,3	— 0,2
3100	95,76	17,46	+ 4,6	+ 0,2	— 0,1
3300	103,3	18,83	+ 4,6	+ 0,1	0,0
3500	111,1	20,24	+ 4,3	— 0,1	+ 0,1
3655	117,1	21,34	+ 4,4	— 0,2	+ 0,2

Относительная погрешность в %, получаемая при применении этой формулы представлена в 5-м столбце табл. 1; из него видно, что точность при применении ф-лы (2) значительно больше, нежели при применении ф-лы (1).

При практических исследованиях температуры вольфрамовой проволоки в разного рода электровакуумных приборах весьма часто представляется невозможным измерить длину и поперечное сечение проволоки с целью вычисления удельного сопротивления, а по нему и температуры. В этом случае можно поступить, как указывает Лангмюир, следующим образом: измеряют общее сопротивление проволоки при комнатной температуре $293^{\circ} K$, а затем и при исследуемой температуре T ; в таком случае степень увеличения сопротивления R_T/R_{293} может служить критерием для определения температуры T . В 3-ем столбце табл. 1 представлена зависимость R_T/R_{293} от температуры на основании данных Джонса и Цвиккера. Вышеуказанным методом эта зависимость была тоже уложена в следующую эмпирическую формулу:

$$T = 286,0 [R_T/R_{293}]^{0,833}, \quad (3)$$

а точность, получаемая при ее применении, представлена в 6-м столбце табл. 1. Как видно из рассмотрения 5-го и 6-го столбцов этой таблицы, точность, получаемая при применении формул (2) и (3), является вполне удовлетворительной в интервале от 700° до 3655°K , который полностью заключает в себе наиболее часто исследуемые температурные области.

Затем представлялось еще интересным вновь вычислить, на основании исследований Джонса и Цвиккера, ряд, дающий зависимость удельного сопротивления вольфрама от температуры t° в градусах Цельсия. В этом случае опять таки бралось несколько значений ρ и t и по ним, методом наименьших квадратов, определялся вышеуказанный ряд; получено следующее выражение:

$$\rho \cdot 10^6 = 5,00 (1 + 5,01 \cdot 10^{-3} t + 6,73 \cdot 10^{-7} t^2 - 6,17 \cdot 10^{-11} t^3). \quad (4)$$

Сравнение этой формулы с экспериментальными данными представлено в табл. 2, первые 2 столбца которой представляют экспериментальные данные, а 3-й столбец—ошибку в процентах, которую дает применение ряда (4).

Т А Б Л И Ц А 2

$t^{\circ}\text{C}$	$\rho \cdot 10^6$ ¹⁾	Относит. погрешн. в %
0	5,00	0,0
500	18,21	+ 0,6
1000	33,24	— 0,4
1500	49,17	— 0,2
2000	65,98	+ 0,2
2500	83,71	+ 0,2
3000	102,28	— 0,2

Как видно из рассмотрения табл. 2, ряд (4) дает вполне удовлетворительную точность.

Киевская Научно-Исследовательская
кафедра физики.
15 марта 1928.

¹⁾ Данные для ρ получены интерполированием результатов Джонса и Цвиккера.

Расчет сопротивления излучения для направленных коротковолновых антенн

А. Пистолькорс

1. Существует два способа для подсчета мощности, излучаемой антенной. Один, обычно применяемый, состоит в том, что, определив вектор Пойнтинга для любой точки пространства, суммируют поток энергии через некоторую замкнутую поверхность, окружающую антенну. Мы будем называть его методом вектора Пойнтинга. Этот метод не дает возможности найти распределение мощности, расходуемой на излучение, по отдельным элементам антенны, что может в некоторых случаях иметь существенное значение для практики.

Другой способ основывается на определении эдс в антенне, вызываемых токами в отдельных ее проводках. Если при этом учитывать запаздывание электромагнитных возмущений вследствие конечной скорости их распространения (скорость света), то окажется, что эти эдс имеют ваттную составляющую, которая может быть названа напряжением излучения. Произведение напряжения излучения на ток в данном элементе провода даст нам элементарную мощность излучения. Путем интегрирования мы сможем найти мощность, затрачиваемую на излучение как во всей антенне, так и на отдельном ее участке.

Этот метод, который мы будем называть методом наводимых эдс, был предложен Бриллюэн¹⁾ и в дальнейшем применен Кляцкиным к анализу излучения вертикального заземленного провода²⁾.

Нам удалось распространить его на случай двух параллельных проводов с произвольно заданным синусоидальным распределением тока, что позволило перейти к исследованию мощности излучения различного рода антенных систем, применяемых в технике коротких волн.

В настоящей статье метод наводимых эдс применен для подсчета сопротивления излучения некоторых антенн, составленных из целых вибраторов, т.-е. проводов длиной полволны. Последнее обстоятельство позволяет применить для расчета более простые формулы и облегчает их вывод.

2. Предварительно необходимо решить следующую задачу: дан одиночный провод, распределение тока в котором известно. Найти выражение для параллельной проводу составляющей напряженности электрического поля в любой точке пространства.

По Лоренцу³⁾ напряжение электрического поля в какой-нибудь точке определяется выражением:

¹⁾ Brillouin, Radioélectricité, апрель 1922.

²⁾ ТГТбп № 40, стр. 33, 1927.

³⁾ Lorentz, The theory of electrons, 2 ad. chapt. 1, §§ 13 and 14.

$$\mathbf{d} = -\frac{1}{c} \mathbf{a} - \text{grad} \varphi,$$

где

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1}{r} [\rho] dS$$

есть скалярный потенциал в данной точке, зависящий от неподвижных распределенных в пространстве зарядов, и

$$\mathbf{a} = \frac{1}{4\pi c} \int \frac{1}{r} [\rho \mathbf{v}] dS$$

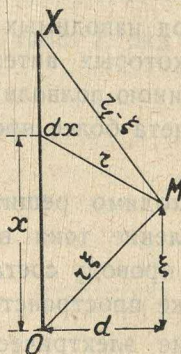
есть векторный потенциал, связанный с перемещением зарядов в пространстве (со скоростью $\mathbf{v}$).

Применяя эти формулы к случаю весьма тонкого прямолинейного провода и переходя от лоренцовской системы единиц к абсолютным, мы получим

$$\varphi = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^l \frac{|\sigma| \left| t - \frac{r}{c} \right|}{r} dx,$$

$$\mathbf{a} = \mu c \int_0^l \frac{|\mathbf{i}| \left| t - \frac{r}{c} \right|}{r} dx,$$

где σ — заряд на единицу длины провода, i — сила тока в элементе провода dx , l — длина провода; r — расстояние рассматриваемой точки от элемента dx . Значения заряда и тока берутся соответствующие моменту времени $(t - \frac{r}{c})$.



Черт. 1

Примем один из концов провода (черт. 1) за начало координат и направим ось OX вдоль провода. В таком случае параллельная проводу

составляющая напряжения электрического поля в точке M с координатами d и ξ будет равна

$$e = -\frac{1}{c} \frac{da}{dt} - \frac{d\varphi}{d\xi} = -\int_0^l \frac{\mu}{r} \frac{di(t-\frac{r}{c})}{dt} dx - \frac{d}{d\xi} \int_0^l \frac{\sigma(t-\frac{r}{c})}{\epsilon r} dx.$$

Если угловая частота тока равна ω , то

$$i = I_x \sin \omega t$$

и входящие под знак интеграла величины напишутся так:

$$\frac{di(t-\frac{r}{c})}{dt} = \omega I_x \cos \omega (t - \frac{r}{c}),$$

$$\sigma(t-\frac{r}{c}) = -\int \frac{di(t-\frac{r}{c})}{dx} dt = \frac{1}{\omega} \frac{dI_x}{dx} \cos \omega (t - \frac{r}{c})^1).$$

Мгновенное значение напряжения поля будет:

$$e_d = -\mu c \left[m^2 \int_0^l \frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} I_x dx + \frac{d}{d\xi} \int_0^l \frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} \frac{dI_x}{dx} dx \right],$$

где

$$m = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ и } r = \sqrt{d^2 + (x - \xi)^2}.$$

Будем считать, что сила тока вдоль провода распределяется по синусоиде и что она равна 0 в начале координат. Тогда

$$I_x = I_0 \sin mx$$

(где I_0 —амплитуда силы тока в пучности) и выражение для e_d будет иметь вид:

$$e_d = -\mu c \left[m^2 \int_0^l \frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} I_0 \sin mx dx + \right. \\ \left. + m \frac{d}{d\xi} \int_0^l \frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} I_0 \cos mx dx \right].$$

¹⁾ Из равенства $-\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial i}{\partial x}$, дающего соотношение между силой тока и зарядом вдоль провода.

Произведя интегрирование¹⁾, получим:

$$e_d = \mu c I_0 \left[\frac{\cos(\omega t - m r_{l-\xi})}{r_{l-\xi}} \cos ml - \frac{\cos(\omega t - m r_\xi)}{r_\xi} \right], \quad (1)$$

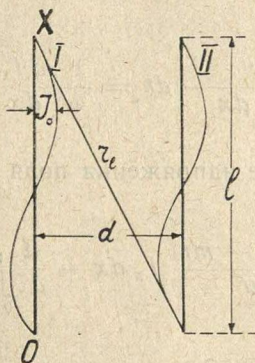
причем

$$r_{l-\xi} = \sqrt{d^2 + (l - \xi)^2} \text{ и } r_\xi = \sqrt{d^2 + \xi^2}.$$

В частном случае, когда точка M лежит на самом проводе и $d = 0$, мы будем иметь

$$e_0 = \mu c I_0 \left[\frac{\cos(\omega t - ml + m\xi)}{l - \xi} \cos ml - \frac{\cos(\omega t - m\xi)}{\xi} \right]. \quad (2)$$

3. Рассмотрим теперь вопрос о мощности излучения в системе из двух параллельных проводов. Для наших целей можно ввести ряд условий, упрощающих задачу. Так (черт. 2) мы будем рассматривать



Черт. 2

лишь провода, имеющие одинаковую длину, притом кратную половине волны; провода не должны быть сдвинуты по высоте один по отношению к другому; иначе говоря, концы их должны лежать на прямой перпендикулярной к направлению проводов. Распределение и силу тока в проводах принимаем одинаковыми. Кроме того мы будем полагать, что токи в проводах не отличаются по фазе.

В этих условиях в каждой точке вдоль любого из проводов имеет место параллельная проводам составляющая поля e , зависящая как от своего тока, так и от тока в другом проводе

$$e = e_0 + e_d.$$

Мощность, расходуемая на преодоление получающейся при этом в проводе эдс, и будет мощностью излучения. Элементарная мощность на участке dx провода будет

$$dP_z = -EJ \cos \varphi dx,$$

¹⁾ См. примечание 1 в конце статьи.

где E и J_x — действующие значения напряжения поля и тока, а φ — угол сдвига фаз.

Вся мощность в одном проводе длиной l будет:

$$P_{\Sigma} = - \int_0^l E J_x \cos \varphi dx = - \int_0^l E_0 J_x \cos \varphi_0 dx - \int_0^l E_d J_x \cos \varphi_d dx = P_0 + P_d.$$

Нам удобнее будет вычислить сперва P_d . Выпишем выражения для входящих под знак интеграла величин. Чтобы получить мощность в ваттах, мы должны выразить силу тока в амперах, а E_0 и E_d в вольтах. Тогда

$$J_x = J_0 \sin mx,$$

где J_0 есть действующая сила тока в пучности, выраженная в амперах.

Из выражения (1) для действующей величины напряж. поля получим

$$E_d = 30 J_0 \left(\frac{\cos ml}{r_{l-x}} - \frac{1}{r_x} \right) = \frac{30 J_0 \cos ml}{r_{l-x}} - \frac{30 J_0}{r_x} = E'_d + E''_d.$$

Для каждого из этих слагаемых будет свой угол сдвига фаз φ_1 и φ_2 ; Определим эти углы. Из выражения (1) следует:

$$e'_d = E'_d \cos (\omega t - mr_{l-x}) = E'_d \sin (\omega t - mr_{l-x} + \frac{\pi}{2}).$$

Ток в проводе $i_x = I_x \sin \omega t$. Следовательно

$$\varphi_1 = mr_{l-x} - \frac{\pi}{2}$$

и

$$\cos \varphi_1 = \cos (mr_{l-x} - \frac{\pi}{2}) = \sin mr_{l-x}.$$

Аналогично

$$\cos \varphi_2 = \sin mr_x.$$

Таким образом для P_d получаем

$$P_d = -30 J_0^2 \int_0^l \left(\frac{\sin mr_{l-x}}{r_{l-x}} \cos ml - \frac{\sin mr_x}{r_x} \right) \sin mx dx.$$

Учитывая, что мы будем иметь дело лишь с целым числом вибраторов, и произведя соответствующие упрощения в вычислениях, мы после интегрирования¹⁾ получим

$$P_d = 30 J_0^2 [2 C i m d - C i m (\sqrt{d^2 + l^2} + l) - C i m (\sqrt{d^2 + l^2} - l)] = 30 J_0^2 M_d. \quad (3)$$

¹⁾ См. примечание 2.

Здесь Ci обозначает интегральный косинус, d есть расстояние между проводами, l —длина провода; через M_d обозначено для сокращения выражение в квадратных скобках.

P_d есть лишь одна из слагающих мощности излучения, именно—вызываемая током другого провода. Вторую слагающую P_0 мы можем получить как предел, к которому стремится P_d при уменьшении расстояния d между проводами до нуля¹⁾:

$$P_0 = \lim_{d \rightarrow 0} |P_d| = 30 J_0^2 [E + \ln 2ml - Ci 2ml] = 30 J_0^2 M_0; \quad (4)$$

здесь $E = 0,577...$ (эйлерова постоянная).

Полная мощность излучения в одном проводе будет

$$P_{\Sigma} = P_0 + P_d,$$

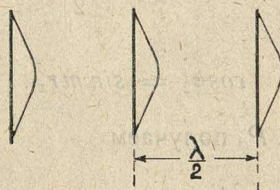
а мощность всей системы будет

$$2P_{\Sigma} = 2P_0 + 2P_d.$$

Приэтом нужно помнить, что оба выражения (3) и (4) справедливы лишь при целом числе вибраторов, когда $\cos ml = \pm 1$.

Поделив выражения (3) и (4) на J_0^2 , мы получим так. наз. „сопротивление излучения“. Нетрудно видеть, что говорить об этой величине возможно лишь в том случае, когда токи в проводах системы равны.

4. Применим полученные результаты к подсчету мощности излучения для некоторых типов направленных антенн. Рассмотрим сперва



Черт. 3

направленную синфазную антенну, составленную из одиночных вибраторов (черт. 3). В такой антенне вибраторы расположены по прямой линии, на расстоянии полволны один от другого и колеблются в фазе, имея равные токи. Как известно, в этом случае главный луч направлен перпендикулярно фронту антенны.

¹⁾ См. примечание 3.

ТАБЛИЦА А

d	0	$\frac{\lambda}{2}$	λ	$\frac{3}{2}\lambda$	2λ	$\frac{5}{2}\lambda$	3λ
R_d	+ 73,29	- 12,39	+ 4,11	- 2,13	+ 1,14	- 0,87	+ 0,51

ТАБЛИЦА В

d	0	$0,5\lambda$	λ	$1,5\lambda$	2λ	$2,5\lambda$	3λ	$3,5\lambda$
R_d	317,1	- 85,8	+ 56,2	- 40,8	+ 31,7	- 23,4	+ 17,7	- 15,0

d	4λ	$4,5\lambda$	5λ	$5,5\lambda$	6λ	$6,5\lambda$	7λ	$7,5\lambda$
R_d	+ 11,10	- 8,82	+ 7,40	- 6,25	+ 5,52	- 4,80	+ 3,97	- 3,38

ТАБЛИЦА 1 (синфазная антенна)

n	r_1	r_2	r_3	r_4	r_5	r_6	r_7	R_n	r
1	73,3	—	—	—	—	—	—	73,3	73,3
2	60,9	60,9	—	—	—	—	—	121,8	60,9
3	65,0	48,5	65,0	—	—	—	—	178,5	59,5
4	62,9	52,6	52,6	62,9	—	—	—	231,0	57,7
5	64,0	50,5	56,7	50,5	64,0	—	—	285,7	57,1
6	63,1	51,6	54,6	54,6	51,6	63,1	—	338,8	56,3
7	63,7	50,8	55,7	52,4	55,7	50,8	63,7	392,9	56,1

ТАБЛИЦА 2 (переменно-фазная антенна)

n	r_1	r_2	r_3	r_4	r_5	r_6	r_7	R_n	r
1	73,3	—	—	—	—	—	—	73,3	73,3
2	85,7	85,7	—	—	—	—	—	171,4	85,7
3	89,8	98,1	89,8	—	—	—	—	277,6	92,5
4	91,9	102,2	102,2	91,9	—	—	—	388,2	97,1
5	93,0	104,3	106,3	104,3	93	—	—	501,0	100,1
6	93,9	105,4	108,4	108,4	105,4	93,9	—	615,6	102,5
7	94,4	106,3	109,5	110,5	109,5	106,3	94,4	731,3	104,6

Мощность, расходуемая на излучение в каком-нибудь из вибраторов, складывается из мощности от собственного тока и мощности, наводимой другими вибраторами. Мы будем обозначать через P_d мощность наводимую вибратором, находящимся на расстоянии d ; в случае рассматриваемой антенны d будет кратно половине волны. Как уже указывалось

$$P_d = 30 J_0^2 M_d.$$

В данном случае, так как токи во всех вибраторах равны, можно перейти к сопротивлению излучения и, как не трудно видеть, величина составляющей этого сопротивления, вводимой наличием другого вибратора, будет $R_d = 30 M_d$.

Значения таких компонентов сопротивления излучения для расстояния d кратного полволны приведены в таблице А¹⁾.

Произведем теперь, пользуясь таблицей, подсчет сопротивления излучения для антенны из трех вибраторов.

Для каждого из крайних проводов будем иметь:

$$R_1 = R_3 = R_0 + R_{\frac{\lambda}{2}} + R_{\lambda} = 73,3 - 12,4 + 4,1 = 65,0 \Omega,$$

$$R_2 = R_0 + 2 R_{\frac{\lambda}{2}} = 73,3 - 2 \cdot 12,4 = 48,5 \Omega.$$

Сопротивление излучения всей антенны будет

$$R_{III} = 3 R_0 + 4 R_{\frac{\lambda}{2}} + 2 R_{\lambda} = 178,5 \Omega.$$

Проделав аналогичные подсчеты для антенны из четырех вибраторов, получим:

$$R_{IV} = 4 R_0 + 6 R_{\frac{\lambda}{2}} + 4 R_{\lambda} + 2 R_{\frac{3\lambda}{2}};$$

и вообще для антенны из n вибраторов будем иметь:

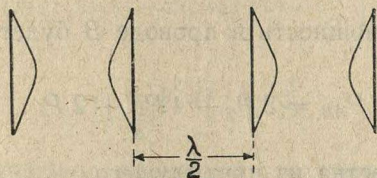
$$R_n = n R_0 + 2(n-1) R_{\frac{\lambda}{2}} + 2(n-2) R_{\frac{\lambda}{2} \cdot 2} + \dots + 2 R_{\frac{\lambda}{2} (n-1)}. \quad (5)$$

В таблице 1 приведены результаты вычислений по приведенным здесь формулам, дающие сопротивление излучения а) для каждого вибратора, б) для всей антенны и в) среднее на 1 вибратор в синфазной антенне. Интересно заметить, что последняя величина весьма быстро приближается к пределу (около 56 Ω), найденному для бесконечно большого числа антенн другим способом—методом вектора Пойнтинга²⁾.

¹⁾ При вычислениях автор пользовался кривыми интегральных функций, составленными сотрудником Нижегородской Радиолaborатории Е. Д. Миловидовым. Интерполирование по существующим таблицам (Jahnke und Emde) не достигает цели.

²⁾ М. А. Бонч-Бруевич „Сопротивление сложных прямоугольных антенн“, ТИТбл, № 36, стр. 183, 1926.

5. Переходя к рассмотрению переменного-фазной антенны (черт. 4), имеющей главный луч в направлении своего фронта, заметим, что она отличается от синфазной лишь тем, что токи в двух соседних вибраторах сдвинуты на 180° . Отсюда следует, что все компоненты сопротивления излучения, у которых d содержит нечетное число полувольт,



Черт. 4

должны быть взяты с обратным знаком. Остальные компоненты сохраняют знак, так как в вибраторах, отстоящих на целое число волн, токи совпадают по фазе.

Сопротивление излучения для такой антенны определится по формуле:

$$R_n = nR_0 - 2(n-1)R_{\frac{\lambda}{2}} + 2(n-2)R_{\lambda} - \dots \pm 2R_{\frac{\lambda}{2}(n-1)},$$

где величины R_d берутся из таблицы А.

Результаты вычислений для переменного-фазной антенны приведены в таблице 2.

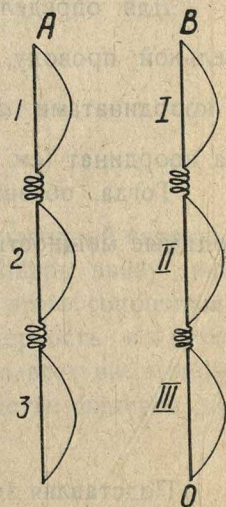
Из обзора приводимых таблиц можно сделать то заключение, что отдельные провода в обеих антеннах нагружены, вообще говоря, неравномерно, причем характер неравномерности не одинаков для каждой из антенн; с увеличением числа вибраторов эта неравномерность сглаживается.

6. Метод эдс может быть применен и к более сложным антеннам, в частности к антеннам трех-этажным, примененным Маркони.

Отдельный элемент такой антенны представляет собою систему из трех синфазных вибраторов, расположенных один над другим по прямой линии. Эти вибраторы соединены друг с другом через катушки, в которых теряется полволны.

Определим мощность, наводимую одним таким элементом на другой, находящийся на расстоянии d (черт. 5). Токи будем считать равными и совпадающими по фазе.

В вибраторе I провода B наводимая мощность складывается из 3-х частей соответственно вибраторам 1—3 провода А. Если мы обозначим через P_k мощность, наводимую вибратором, находящимся на



Черт. 5

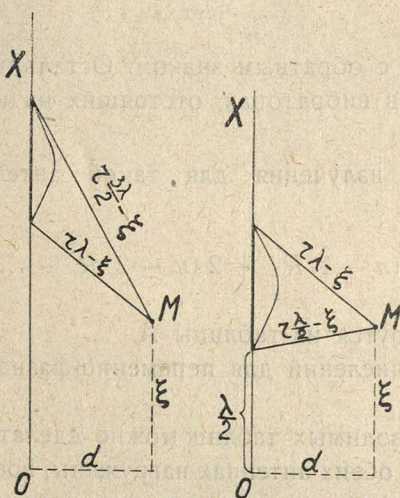
расстоянии d и сдвинутым по высоте на величину k по отношению к основному, мы сможем выразить мощность в каждом из трех вибраторов провода B следующим образом:

$$P_{AI} = P_0 + \frac{P_\lambda}{2} + P_\lambda, \quad P_{AII} = P_0 + 2\frac{P_\lambda}{2}, \quad P_{AIII} = P_{AI},$$

и полная наводимая мощность в проводе B будет

$$P_{AB} = 3P_0 + 4\frac{P_\lambda}{2} + 2P_\lambda. \quad (6)$$

Величина P_0 нам известна из предыдущего.



Черт. 6

Для определения $\frac{P_\lambda}{2}$ и P_λ находим сперва выражение для параллельной проводу, ваттной составляющей напряжения поля в точке с координатами (d, ξ) , если вибратор поднят на высоту $\frac{\lambda}{2}$ и λ от начала координат (см. черт. 6).

Тогда, обозначив эти величины через $E_{\frac{\lambda}{2}}$ и E_λ , мы получим наводимые мощности, взяв следующие интегралы:

$$P_{\frac{\lambda}{2}} = - \int_0^{\frac{\lambda}{2}} E_{\frac{\lambda}{2}} I_0 \sin mx \, dx,$$

$$P_\lambda = - \int_0^{\lambda} E_\lambda I_0 \sin mx \, dx.$$

Подставляя значения $\frac{P_\lambda}{2}$ и P_λ в формулу (6), получим выражение для полной мощности, наводимой одним проводом на другой.

Вычисления¹⁾ дают для P_{AB} следующее выражение:

$$P_{AB} = 15 J_0^2 \left[20 C i m d - 16 C i m \left(r_{\lambda} - \frac{\lambda}{2} \right) - 16 C i m \left(r_{\lambda} + \frac{\lambda}{2} \right) + \right. \\ \left. + 8 C i m (r_{\lambda} - \lambda) + 8 C i m (r_{\lambda} + \lambda) - 2 C i m \left(r_{\frac{3\lambda}{2}} - \frac{3\lambda}{2} \right) - 2 C i m \left(r_{\frac{3\lambda}{2}} + \frac{3\lambda}{2} \right) \right], \quad (7)$$

где

$$r_x = \sqrt{d^2 + x^2}.$$

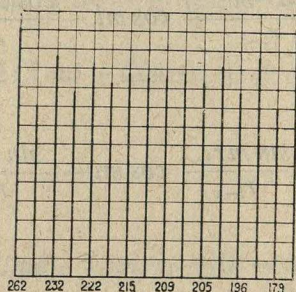
Мощность, излучаемую *одиночной* трехэтажной антенной, мы получим как предел, к которому стремится предыдущее выражение при d уменьшающемся до 0.

Вычисления²⁾ дают для сопротивления излучения в этом случае

$$R_0 = 317,1 \, \Omega.$$

В таблице В приведены величины компонентов сопротивления излучения для разных расстояний между трехэтажными проводами, от 0 до $7,5\lambda$ через полволны.

Для вычисления излучения как отдельных проводов, так и всей антенны служат формулы аналогичные выведенным выше (5).



Черт. 7

Автором проделаны эти вычисления для 16-ти проводной антенны; результаты представлены графически на черт. 7. Цифры внизу дают величину сопр. излучения в омах. Среднее значение этого сопротивления 214 Ω . Обращает на себя внимание неравномерность нагрузки крайних проводов. При условии равенства токов во всех вибраторах это несомненно должно вызвать разницу в устройстве фидеров для каждого из этих проводов.

¹⁾ См. примечание 4.

²⁾ См. примечание 5.

П Р И М Е Ч А Н И Я

Примечание 1

$$e = -\mu c I_0 \left[m^2 \int_0^l \frac{\cos(\omega t - mr) \sin mx}{mr} dx + m \int_0^l \frac{d}{d\xi} \frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} \cos mx dx \right].$$

Заметим, что $r dr = (x - \xi) dx = - (x - \xi) d\xi$, и что следовательно

$$\frac{d}{d\xi} \left[\frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} \right] = - \frac{d}{dx} \left[\frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} \right].$$

Тогда, производя интегрирование по частям, получим:

$$\begin{aligned} e &= -\mu c I_0 \left[m^2 \int_0^l \frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} \sin mx dx - \left| \frac{\cos(\omega t - mr)}{r} \cos mx \right|_0^l - \right. \\ &\quad \left. - m^2 \int_0^l \frac{\cos(\omega t - mr)}{mr} \sin mx dx \right] = \mu c I_0 \left| \frac{\cos(\omega t - mr)}{r} \cos mx \right|_0^l = \\ &= \mu c I_0 \left[\frac{\cos(\omega t - m\sqrt{d^2 + (l - \xi)^2})}{\sqrt{d^2 + (l - \xi)^2}} \cos ml - \frac{\cos(\omega t - m\sqrt{d^2 + \xi^2})}{\sqrt{d^2 + \xi^2}} \right] = \\ &= \mu c I_0 \left[\frac{\cos(\omega t - mr_{l-\xi})}{r_{l-\xi}} \cos ml - \frac{\cos(\omega t - mr_{\xi})}{r_{\xi}} \right]. \end{aligned}$$

Примечание 2

$$P_d = -30 J_0^2 \int_0^l \left(\frac{\sin mr_{l-x}}{r_{l-x}} \cos ml - \frac{\sin mr_x}{r_x} \right) \sin mx dx;$$

или, полагая $l - x = y$,

$$\begin{aligned} P_d &= -30 J_0^2 \left[\int_0^l \frac{\sin ml \cos ml \sin mr_y \cos my}{r_y} dy - \right. \\ &\quad \left. - \int_0^l \frac{\cos^2 ml \sin mr_y \cos my}{r_y} dy - \int_0^l \frac{\sin mr_x}{r_x} \sin mx dx \right]. \end{aligned}$$

Так как в дальнейшем мы будем иметь дело только с целым числом вибраторов, то мы можем считать, что всегда в наших вычислениях $\sin ml = 0$ и $\cos ml = \pm 1$. В этих условиях

$$P_d = 30 J_0^2 \int_0^l \frac{2 \sin mr_x \sin mx}{r_x} dx = 30 J_0^2 M_d.$$

Чтобы взять интеграл, разложим его следующим образом:

$$M_d = \int_0^l \frac{2 \sin m r_x \sin m x}{r_x} dx = \int_0^l \frac{\cos m (r_x - x)}{r_x} dx - \int_0^l \frac{\cos m (r_x + x)}{r_x} dx.$$

Применим теперь подстановку $r_x - x = Z$; тогда

$$dx = \frac{r_x}{x - r_x} dZ = - \frac{r_x}{Z} dZ,$$

$$\int_0^l \frac{\cos m (r_x - x)}{r_x} dx = \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\cos m Z}{m Z} d(mZ) = - |Ci m (r_x - x)|_0^l =$$

$$= - Ci m (\sqrt{d^2 + l^2} - l) + Ci m d.$$

Подобным же образом найдем:

$$\int_0^l \frac{\cos m (r_x + x)}{r_x} dx = |Ci m (r_x + x)|_0^l = Ci m (\sqrt{d^2 + l^2} + l) - Ci m d.$$

Следовательно:

$$M_d = 2 Ci m d - Ci m (\sqrt{d^2 + l^2} + l) - Ci m (\sqrt{d^2 + l^2} - l),$$

$$P_d = 30 J_0^2 [2 Ci m d - Ci m (r_l + l) - Ci m (r_l - l)],$$

если $r_l = \sqrt{d^2 + l^2}$.

Примечание 3

$$\lim_{d=0} |P_d| = \lim_{d=0} |2 Ci m d - Ci m (r_l - l)| - \lim_{d=0} |Ci m (r_l + l)| =$$

$$= \lim_{d=0} \left| 2 Ci m d - Ci \frac{md^2}{2l} \right| - Ci 2 ml = \lim_{d=0} \left| 2 \left(0,577... + \ln md - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{2} \frac{(md)^2}{2!^2} + \dots \right) - \left(0,577... + \ln \frac{md^2}{2l} - \frac{1}{2} \left(\frac{md^2}{2l} \right)^2 \cdot \frac{1}{2!} + \dots \right) \right| -$$

$$- Ci 2 ml = 0,577... + 2 \ln md - \ln \frac{md^2}{2l} - Ci 2 ml = 0,577... + \ln 2 ml - Ci 2 ml.$$

Примечание 4

Для определения E_λ поступаем так же, как в примечании 1, но пределы интегрирования берем не от 0 до $\frac{\lambda}{2}$, а от λ до $\frac{3\lambda}{2}$.

Учитывая сказанное в разделе (3) о $\cos \varphi$, получим для ваттной составляющей

$$\begin{aligned} E_{\lambda} &= \mu c J_0 \left| \frac{\sin mr}{r} \cos mx \right|_{\frac{3\lambda}{2}}^{\frac{\lambda}{2}} = \\ &= \mu c J_0 \left[\frac{\sin mr_{\frac{3\lambda}{2}-\xi}}{r_{\frac{3\lambda}{2}-\xi}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{3\lambda}{2} - \frac{\sin mr_{\lambda-\xi}}{r_{\lambda-\xi}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{2} \right] \\ &= -\mu c J_0 \left[\frac{\sin mr_{\frac{3\lambda}{2}-\xi}}{r_{\frac{3\lambda}{2}-\xi}} + \frac{\sin mr_{\lambda-\xi}}{r_{\lambda-\xi}} \right]. \end{aligned}$$

Для определения $E_{\frac{\lambda}{2}}$ кроме изменения пределов надо еще принять во внимание, что ток вдоль провода сдвинут на полволны и $J_x = J_0 \sin(mx + \pi)$. Отсюда

$$\begin{aligned} E_{\frac{\lambda}{2}} &= \mu c J_0 \left| \frac{\sin mr}{r} \cos(mx + \pi) \right|_{\frac{\lambda}{2}}^{\lambda} = \\ &= -\mu c J_0 \left[\frac{\sin mr_{\lambda-\xi}}{r_{\lambda-\xi}} + \frac{\sin mr_{\frac{\lambda}{2}-\xi}}{r_{\frac{\lambda}{2}-\xi}} \right]. \end{aligned}$$

Для наводимых мощностей получим следующие выражения, переходя на вольты и заменяя ξ через x :

$$\begin{aligned} P_{\frac{\lambda}{2}} &= -\int_0^{\frac{\lambda}{2}} E_{\frac{\lambda}{2}} J_0 \sin mx \, dx = 30 J_0^2 \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \frac{\sin mr_{\lambda-x}}{r_{\lambda-x}} \sin mx \, dx + \\ &\quad + 30 J_0^2 \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \frac{\sin mr_{\frac{\lambda}{2}-x}}{r_{\frac{\lambda}{2}-x}} \sin mx \, dx, \\ P_{\lambda} &= -\int_0^{\frac{\lambda}{2}} E_{\lambda} J_0 \sin mx \, dx = 30 J_0^2 \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \frac{\sin mr_{\frac{3\lambda}{2}-x}}{r_{\frac{3\lambda}{2}-x}} \sin mx \, dx + \\ &\quad + 30 J_0^2 \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \frac{\sin mr_{\lambda-x}}{r_{\lambda-x}} \sin mx \, dx. \end{aligned}$$

Интегралы эти берутся методом, данным в примечании 3, и приводят к следующим выражениям:

$$P_{\frac{\lambda}{2}} = 15 J_0^2 [Ci m (r_{\lambda} - \lambda) + Ci m (r_{\lambda} + \lambda) - 2 Ci m \left(r_{\frac{\lambda}{2}} - \frac{\lambda}{2} \right) - \\ - 2 Ci m \left(r_{\frac{\lambda}{2}} + \frac{\lambda}{2} \right) + 2 Ci md].$$

$$P_{\lambda} = 15 J_0^2 [- Ci m \left(r_{\frac{3\lambda}{2}} - \frac{3\lambda}{2} \right) - Ci m \left(r_{\frac{3\lambda}{2}} + \frac{3\lambda}{2} \right) + 2 Ci m (r_{\lambda} - \lambda) + \\ + 2 Ci m (r_{\lambda} + \lambda) - Ci m \left(r_{\frac{\lambda}{2}} - \frac{\lambda}{2} \right) - Ci m \left(r_{\frac{\lambda}{2}} + \frac{\lambda}{2} \right)].$$

Примечание 5

Выпишем пределы отдельных величин, входящих в состав формулы (7). Нетрудно видеть, что

$$\lim_{d \rightarrow 0} \left[Ci m \left(r_{\frac{\lambda}{2}} + \frac{\lambda}{2} \right) \right] = Ci m \lambda,$$

$$\lim_{d \rightarrow 0} [Ci m (r_{\lambda} + \lambda)] = Ci 2 m \lambda,$$

$$\lim_{d \rightarrow 0} \left[Ci m \left(r_{\frac{3\lambda}{2}} + \frac{3\lambda}{2} \right) \right] = Ci 3 m \lambda.$$

Кроме того заметим, что

$$r_k - k = \sqrt{d^2 + k^2} - k = k \left(1 + \frac{d^2}{k^2} \right)^{\frac{1}{2}} - k \cong \frac{d^2}{2k}$$

при малых d ; в частности при $k = \frac{\lambda}{2}$, λ и $\frac{3\lambda}{2}$ мы получим соответственно:

$$\frac{d^2}{\lambda}, \frac{d^2}{2\lambda} \text{ и } \frac{d^2}{3\lambda}.$$

Поэтому

$$\lim_{d \rightarrow 0} \left| 20 Ci md - 16 Ci m \left(r_{\frac{\lambda}{2}} - \frac{\lambda}{2} \right) + 8 Ci m (r_{\lambda} - \lambda) - 2 Ci m \left(r_{\frac{3\lambda}{2}} - \frac{3\lambda}{2} \right) \right| = \\ = \lim_{d \rightarrow 0} \left| 20 E + 20 \ln md - 16 E - 16 \ln \frac{md^2}{\lambda} + 8 E + 8 \ln \frac{md^2}{2\lambda} - 2 E - \right. \\ \left. - 2 \ln \frac{md^2}{3\lambda} \right| = 10 E + 10 \ln \frac{m\lambda}{2} + \ln 36, \text{ где } E \text{ есть Эйлерова постоянная. Окончательно}$$

$$R_0 = 15 (10 E + 10 \ln \frac{m\lambda}{2} + \ln 36 - 16 Ci m \lambda + 8 Ci 2 m \lambda - 2 Ci 3 m \lambda) = \\ = 317,1 \Omega.$$

Нижегородская Радиолaborатория

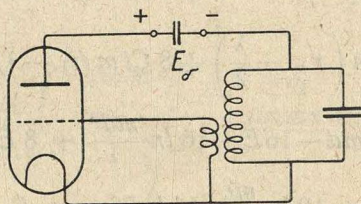
имени В. И. Ленина.

К теории самовозбуждения катодного генератора

Инж. Г. А. Зейтленок, аспирант МВТУ

Можно наметить три принципиально различных метода вывода условия самовозбуждения. Первый метод (*Hazeltine, Harms, Möller, Heegner*) исходит из установившихся незатухающих колебаний и считает, что незатухающие колебания установились в результате такого изменения крутизны характеристики лампы, что приведенное в контур отрицательное сопротивление лампы равно уже имеющемуся там положительному сопротивлению. Второй метод (*Vallauri, Rogowski*) сводит вопрос к общей задаче переменного тока, считая, что при незатухающих колебаниях в контуре, его затухание равно нулю. Третий метод (*Шулейкин*) исходит непосредственно из уравнения тока лампы, находя из него условия самовозбуждения и частоту колебаний. Все три метода приводят к одному и тому же уравнению самовозбуждения. Это последнее имеет знак неравенства, показывающего, таким образом, граничное значение параметров, напр. связи, обуславливающих возникновение колебаний. Если бы колебания из чисто синусоидальных (колебания I-го рода) превратились в колебания вида синусоиды с отсечкой (колебания II-го рода), то энергия подавалась бы лампой в контур за более короткий промежуток времени и для поддержания таких колебаний потребовалась бы большая обратная связь. Таким образом, между величиной обратной связи (или любого иного параметра) и формой анодного тока (отсечкой) должна существовать зависимость. При введении этой зависимости в уравнение самовозбуждения, естественно должен исчезнуть знак неравенства.

В предлагаемой работе делается попытка найти аналитическое выражение для этой зависимости и ввести его в уравнение самовозбуждения.



Черт. 1

Приведем вкратце основные положения, на которых покоятся отдельные теории¹⁾. Рассмотрим наиболее простую схему (черт. 1).

Первый метод

Hazeltine кладет²⁾ в основу своего метода, известного под именем

¹⁾ Albersheim. Archiv für El., B. 14, 1924.

²⁾ Proc. Inst. Rad. Eng. 1918.

„метода потерь“, положение, что при установившемся режиме мощность, подводимая к контуру, должна быть равна мощности, теряемой в контуре на излучение и на джоулево тепло.

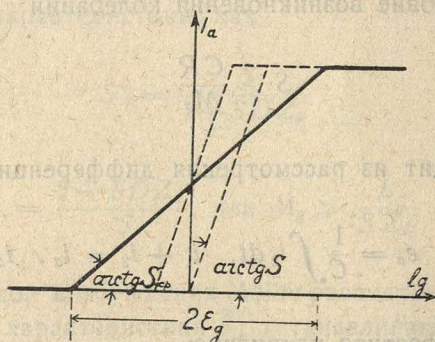
Мощность, подводимая к контуру выражается

$$N = \frac{1}{T} \int_0^T i_a e_a dt.$$

Силу тока Hazeltine выражает

$$i_a = S_{cp} e_g,$$

понимая под S_{cp} ту некоторую среднюю крутизну, устанавливающуюся при колебаниях, как понятно из черт. 2.



Черт. 2

Кроме того, при самовозбуждении между напряжением на аноде и на сетке существует пропорциональность. Пренебрегая сопротивлением контура R , сравнительно с индуктивным сопротивлением, имеем

$$e_a = \frac{L}{M_g} e_g;$$

подставляя эти соотношения в формулу мощности, получим

$$N = \frac{S_{cp} L}{M_g} \frac{1}{T} \int_0^T e_g^2 dt.$$

Потери же в контуре выражаются

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T \left(i_a \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \right)^2 R dt = \frac{L}{CR} \frac{1}{T} \int_0^T i_a^2 dt,$$

$$W = \frac{L S_{cp}^2}{CR} \frac{1}{T} \int_0^T e_g^2 dt.$$

Но мощность, подведенная к контуру, равна потерям в нем, поэтому

$$\frac{S_{cp} L}{M_g} \frac{1}{T} \int_0^T e_g^2 dt = \frac{L S_{cp}^2}{C R} \frac{1}{T} \int_0^T e_g^2 dt,$$

$$S_{cp} = \frac{C R}{M_g}. \quad (1)$$

Hazeltine вводит условие, что „средняя“ крутизна при колебаниях не может быть больше крутизны статической характеристики самой лампы

$$S_{cp} \leq S,$$

откуда следует условие возникновения колебаний

$$S \geq \frac{C R}{M_g}. \quad (2)$$

Harms¹⁾ исходит из рассмотрения дифференциальных уравнений:

$$e_a = L i_1' + R i_1, \quad e_a = \frac{1}{C} \int i_2 dt, \quad i_1 + i_2 = i_a, \quad i_a = S e_g - \frac{e_a}{R_i},$$

откуда получает известное уравнение:

$$i'' + \frac{R - \frac{S}{C} (M_g - D L)}{L} i' + \frac{1}{L C} i = 0. \quad (3)$$

Harms считает, что генератор самостоятельно достигает состояния устойчивого равновесия путем изменения своей крутизны характеристики. В результате колебаний устанавливается некоторое S_{cp} , которое обращает в нуль коэффициент при первой производной тока. Т.-е.

$$S_{cp} = \frac{R C}{M_g - D L}.$$

Колебания устанавливаются лишь тогда, когда достигнутая „средняя“ крутизна не превосходит крутизны статической характеристики лампы, т.-е. когда $S_{cp} \leq S$, откуда и следует:

$$M_g \geq \frac{R C}{S} + D L. \quad (4)$$

¹⁾ Jahrb. d. dr. Tel. u. Tel., Bd. 15, 1920.

Möller¹⁾ вводит условие баланса амплитуды и фазы. По Möller'у: „при помощи колебательного контура, обратной связи и лампы должен быть вызван такой анодный ток, который был бы равен первоначальному по фазе и амплитуде“. Из условия баланса фазы определяется частота колебаний; из условия баланса амплитуды или мощности определяется амплитуда колебаний. Условие самовозбуждения математически выражается, как равенство в „точке установления“ колебаний обратной величины крутизны прямой возбуждения и обратной величины крутизны рабочей характеристики.

Крутизна прямой возбуждения выражается, как

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{I_a}{E_g} = \frac{L}{M_g Z_g}; \quad (5)$$

крутизна рабочей характеристики, как

$$S_A = \frac{S}{1 + SDZ_g}. \quad (6)$$

Откуда

$$\frac{M_g Z_g}{L} = \frac{1 + SDZ_g}{S}, \text{ или } M_g \geq \frac{L}{SZ_g} + DL. \quad (4)$$

Крутизну прямой возбуждения Möller рассматривает, как „среднюю крутизну“ рабочей характеристики $\overline{S_A}$, устанавливающуюся в результате колебаний. $\overline{S_A}$ не зависит от параметров лампы

$$\frac{1}{\overline{S_A}} = \frac{M_g}{CR}, \quad \overline{S_A} = \frac{CR}{M_g}.$$

Это же условие Möller получает и другим путем. Лампа является в контуре как-бы отрицательным сопротивлением; для того, чтобы установились незатухающие колебания, общее сопротивление контура должно быть равно нулю

$$R - \overline{S_A} \frac{M_g}{C} = 0$$

или

$$\overline{S_A} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{RC}{M_g}.$$

Как Möller так и Heegner²⁾ пользуются для решения дифференциальных уравнений подстановкой $i = Ae^{j\omega t}$, т.е. исходят из установившихся незатухающих колебаний.

¹⁾ Möller, Die Elektronenröhren, Vieweg 1922.

²⁾ Arch. für. Elektrot., Bd. IX.

Второй метод

Vallauri¹⁾, Rogowski²⁾ получают условие самовозбуждения катодного генератора, сводя задачу к проблеме переменного тока, т.-е. полагая, что при незатухающих колебаниях сопротивление контура равно нулю.

Rogowski пользуется подстановкой $i = Ae^{-\alpha t} e^{j\omega t}$, причем условие самовозбуждения колебаний определяется в форме: $\alpha \leq 0$.

Третий метод

Принципиально отличным путем решает задачу проф. М. В. Шулейкин. Он получает условие самовозбуждения генератора из рассмотрения Vallauri'-евской формулы прямолинейной характеристики

$$i_a = S e_g - \frac{e_a}{R_i}. \quad (7)$$

Для возможности существования колебаний напряжение на сетку должно быть равно или больше, чем

$$S e_g > i_a + \frac{e_a}{R_i},$$

а так как $i_a = \frac{e_a}{Z_a}$ и $e_g = \frac{M_g}{L} e_a$,

то получим:

$$M_g \geq \frac{L}{S Z_a} + D L. \quad (4)$$

В виду того, что Z_a состоит из действительной и мнимой части, М. В. Шулейкин приводит это уравнение к виду $a + j b \leq 0$.

Так как мнимая часть может быть только равна нулю, $b = 0$, то $a \leq 0$.

Первое условие дает уравнение, определяющее частоту, второе— условие самовозбуждения.

Принципиальное отличие этого метода от всех выше описанных заключается в том, что в то время, когда все прежде описанные авторы условие самовозбуждения находили из уравнения тока контура, сводя задачу к проблеме переменного тока, проф. М. В. Шулейкин выводит условие самовозбуждения и установившуюся частоту непосредственно из уравнения тока лампы.

Различие методов вывода условия самовозбуждения не дало различия в полученных результатах. Все авторы получили, что условие самовозбуждения выражается уравнением (4).

¹⁾ Jahrb. d. dr. Tel. u. Tel., Bd. 12.

²⁾ Archiv f. Electrot., Bd. X.

В приведенных уравнениях имеет место знак неравенства. В объяснениях Rogowsk'ого это значит, что при возникновении колебаний общее сопротивление контура отрицательно, затухание отрицательно и колебания возрастающие. При установившемся режиме колебания, однако, постоянны и не нарастают; след. затухание должно быть равно нулю, что происходит благодаря изменению параметров лампы, их приведенных средних значений, имеющему место при больших колебаниях (колебаниях II-го рода).

Проследим вывод основного дифференциального уравнения, из которого исходит большинство авторов.

Уравнение (7) определяет мгновенный ток, проходящий через лампу, e_g и e_a переменные напряжения на сетке и на контуре. Это уравнение можно представить как сумму от 1-ой до n -ой гармонических:

$$i_a = S e_g - \frac{e_a}{R_i} = \left(S \frac{M_g}{L} - \frac{1}{R_i} \right) e_a = \sum_{n=1}^{n=n} \left(S \frac{M_g}{L} - \frac{1}{R_i} \right) i_{a_n} Z_{\tau_n}. \quad (8)$$

Возьмем кривую тока—синусоиду за половину периода, черт. 3.



Черт. 3

Для нее, как известно, разложение в ряд Фурье дает

$$i_a = I [0,318 + 0,5 \sin \omega t - 0,212 \cos 2 \omega t - 0,0423 \cos 4 \omega t - \dots].$$

Для разбираемой схемы включения Z_{τ} для любой гармонической выразится:

$$Z_{\tau_n} = \frac{(R + j n \omega L) \frac{1}{j n \omega C}}{R + j n \omega L + \frac{1}{j n \omega C}} \cong -j \frac{n}{n^2 - 1} \sqrt{Z_{\tau_1} R},$$

где $Z_{\tau_1} = \frac{L}{CR}$;

$$\frac{Z_{\tau_n}}{Z_{\tau_1}} = -j \frac{n}{n^2 - 1} \sqrt{\frac{R}{Z_{\tau_1}}}. \quad (9)$$

$$\text{Для } n = 2: \left| \frac{Z_{\tau_2}}{Z_{\tau_1}} \right| = 0,66 \sqrt{\frac{R}{Z_{\tau_1}}};$$

для $n = 4$: $\left| \frac{Z_{\vartheta_4}}{Z_{\vartheta_1}} \right| = 0,26 \sqrt{\frac{R}{Z_{\vartheta_1}}}$.

Для частного случая $\frac{R}{Z_{\vartheta_1}} = 10^{-3}$ имеем: $\left| \frac{Z_{\vartheta_2}}{Z_{\vartheta_1}} \right| = 0,021$; $\left| \frac{Z_{\vartheta_4}}{Z_{\vartheta_1}} \right| = 0,009$.

Подставляя в формулу (8) получим:

$$i_a = I_1 Z_{\vartheta_1} \left(S \frac{M_g}{L} - \frac{1}{R_i} \right) \left(0,5 \sin \omega t - 0,004 \cos 2 \omega t - \right. \\ \left. - 0,00038 \cos 4 \omega t - \dots \right). \quad (10)$$

Отношение амплитуд гармоник тока к своей основной равно: для второй гармоники $\frac{I_2}{I_1} = \frac{0,212}{0,5} = 42,4\%$; для четвертой гармоники $\frac{I_2}{I_1} = \frac{0,0423}{0,5} = 8,46\%$.

Отношение амплитуд напряжений падает гораздо быстрее. Для второй гармоники $\frac{E_{a_2}}{E_{a_1}} = \frac{0,004}{0,5} = 0,8\%$; для четвертой $\frac{E_{a_4}}{E_{a_1}} = \frac{0,00038}{0,5} = 0,078\%$.

Как видим, для гармоник тока это отношение довольно значительно (42,4%), а для гармоник напряжений ничтожно (0,8%). Таким образом, в формуле (7) мы имеем для тока полное значение, для напряжений же лишь их первые гармоники. (Отношение гармоник напряжений сетки в своей основной будет то же, что и для напряжений анода, так как $e_g = \frac{M_g}{L} e_a$). Так как e_a определяется первой гармоникой тока, то в уравнениях

$$e_a = L \frac{di_1}{dt} + Ri_1, \quad e_a = \frac{1}{C} \int i_2 dt,$$

мы имеем для i_1 и i_2 их первые гармоники. Отсюда и равенство

$$i_1 + i_2 = i_a$$

также определяет лишь первую гармонику анодного тока.

Обозначим полную силу анодного тока $\overline{i_a}$. Тогда наши уравнения переписутся

$$e_a = L \frac{di_1}{dt} + Ri_1, \quad e_a = \frac{1}{C} \int i_2 dt, \quad i_1 + i_2 = i_a,$$

$$\bar{i}_a = S e_g - \frac{e_a}{R_i}, \quad e_g = M_g \frac{di_1}{dt}.$$

Для того, чтобы разрешить эти уравнения, мы должны будем $\bar{i}_a$ выразить через i_a . Это делается разложением в ряд Фурье, которое мы произведем впоследствии по выяснении формы анодного тока. Теперь же обозначим

$$i_a = \bar{i}_a \varphi(\Theta);$$

$$\varphi(\Theta) = \frac{\frac{2}{T} \int \bar{i}_a \sin \omega t dt}{\bar{i}_a}$$

функция, явившаяся, как результат разложения кривой анодного тока в ряд Фурье и выделения ее первой гармонической. Тогда

$$\frac{i_1 + i_2}{\varphi(\Theta)} = S M_g \frac{di_1}{dt} - \frac{L}{R_i} \frac{di_1}{dt} - \frac{R}{R_i} i_1, \quad \frac{1}{C} \int i_2 dt = L \frac{di_1}{dt} + R i_1,$$

$$i_2 = LC \frac{d^2 i_1}{dt^2} + RC \frac{di_1}{dt},$$

$$i_1 + LC \frac{d^2 i_1}{dt^2} + RC \frac{di_1}{dt} = S M_g \varphi(\Theta) \frac{di_1}{dt} - \frac{L}{R_i} \varphi(\Theta) \frac{di_1}{dt} + \frac{R}{R_i} \varphi(\Theta) i_1,$$

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{\varphi(\Theta)}{R_i C} - \frac{S M_g \varphi(\Theta)}{LC} \right) \frac{di_1}{dt} + \left(\frac{1}{LC} + \frac{R \varphi(\Theta)}{RC R_i} \right) i_1 = 0. \quad (11)$$

Разберем случай установившегося режима.

При установившемся режиме, мы имеем незатухающие колебания постоянной амплитуды. Это характеризуется следующим условием: коэф. при первой производной силы тока должен быть равен нулю.

Т.е.

$$\frac{R}{L} + \frac{\varphi(\Theta)}{R_i C} - \frac{S M_g}{LC} \varphi(\Theta) = 0,$$

$$M_g = \frac{L}{S} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{Z_3 \varphi(\Theta)} \right); \quad (12)$$

Это равенство должно быть соблюдено при всяком увеличении связи, при всяком изменении Z_3 . Если мы положим $M_g = \text{const}$, и будем менять Z_3 (путем изменения R или C), то для того, чтобы равенство оставалось в силе, у нас будет меняться $\varphi(\Theta)$, т.е. форма анодного тока так, что

$$Z_3 \varphi(\Theta) = Z_0 = \text{const}. \quad (13)$$

Если кривая анодного тока—чистая синусоида, то $\overline{i_a} = i_a$, и $\varphi(\Theta) = 1$ (вообще же $\varphi(\Theta) < 1$).

Отсюда мы получаем граничное условие самовозбуждения

$$M_g = \frac{L}{S} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{Z_0} \right).$$

Из условия (13) и из того, что $\varphi(\Theta)$ может только уменьшаться, мы видим, что для существования колебаний Z_0 может только возрастать.

Если мы будем иметь $Z_0 = \text{const}$ и менять M_g , то из уравнения (12) и условия $\varphi(\Theta) \leq 1$, мы видим, что M_g может только увеличиваться; в противном случае колебания обрываются, так как при $\varphi(\Theta) = 1$ имеем:

$$\frac{R}{L} + \frac{1}{R_i C} - \frac{1}{LC} S M_g < 0.$$

Частота, установившаяся в контуре, определится:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{1 + \frac{R}{R_i} \varphi(\Theta)}; \quad (14)$$

в виду малости $\frac{R}{R_i} \varphi(\Theta)$ сравнительно с единицей, имеем: $\omega \cong \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

Вывод условия самовозбуждения методом дифференц. уравнений довольно тяжел. Уже при рассмотрении работы генератора с промежуточным контуром мы имеем дифференциальное уравнение 4-го порядка, решить которое в общем виде невозможно. При усложнении же схемы, если, напр., учитывать при связанной системе влияние собственной емкости лампы, мы можем получить уравнение 6-го порядка, вообще говоря, неразрешимое. Гораздо проще и не менее строго, можно получить условие самовозбуждения следующим путем. Режим работы генератора определяет его рабочую характеристику, ее наклон, крутизну и ее длину. Крутизна рабочей характеристики определяется отношением $\frac{e_a}{e_g}$, длина—их абсолютными значениями. Действительно, если нам известно $e_a = f_1(t)$ и $e_g = f_2(t)$, то этим режим работы генератора определен. На этом и основан графический метод Möller'a. Задавая $e_a = f_1(t)$ и $e_g = f_2(t)$, Möller находит случай наивыгоднейшего режима. Крутизна рабочей характеристики может быть выведена, как

$$\overline{i_a} = S e_g - \frac{e_a}{R_i} = \left(S - \frac{1}{R_i} \frac{e_a}{e_g} \right) e_g;$$

$$\overline{i_a} = S_A e_g; \quad S_A = S \left(1 - D \frac{e_a}{e_g} \right).$$

Подобным выражением крутизны характеристики не предусматривается, что лампа работает с независимым или с самовозбуждением: важно лишь отношение $\frac{e_a}{e_g}$ (для данной лампы). Поэтому работу генератора с независимым возбуждением можно всегда заменить работой с самовозбуждением, ничего при этом не нарушая, если при этом отношение $\frac{e_a}{e_g}$ осталось то же. Замену работы с независимым возбуждением—работой с самовозбуждением и наоборот можно характеризовать приравниванием крутизн рабочих характеристик.

Möller дает выражение для крутизны рабочей характеристики при самовозбуждении

$$S_{A_{сам.}} = S \left(1 - D \frac{e_a}{e_g} \right) = S \left(1 - \frac{L}{M_g} \right).$$

Мы видим, что крутизна рабочей характеристики при самовозбуждении не зависит ни от Z_s , ни от амплитуды. Для независимого возбуждения выражение для крутизны рабочей характеристики дал инж. Титов

$$\overline{i_a} = S e_g - \frac{e_a}{R_i} = S e_g - \frac{\overline{i_a} \varphi(\Theta) \cdot Z_s}{R_i};$$

откуда:

$$S_{A_{нез.}} = \frac{\overline{i_a}}{e_g} = S \frac{1}{1 + \frac{Z_s \varphi(\Theta)}{R_i}}. \quad (15)$$

(Крутизна рабочей характеристики есть коэф. пропорц. не между 1-ой гармоникой анодного тока (i_a) и напряжением сетки, а между *полным анодным током* $\overline{i_a}$ и e_g).

Приравнявая $S_{A_{сам.}}$ и $S_{A_{нез.}}$, получаем

$$S \left(1 - D \frac{L}{M_g} \right) = S \frac{1}{1 + \frac{Z_s \varphi(\Theta)}{R_i}};$$

откуда:

$$M = \frac{L}{S} \left(\frac{1}{Z_s \varphi(\Theta)} + \frac{1}{R_i} \right);$$

Т.-е. мы получаем прежнюю формулу (12).

Это уравнение дает связь между элементами M/DL , Z_s/R_i и $\varphi(\Theta)$, где первые два независимы, а третий $\varphi(\Theta)$ является следствием первых двух.

Для уяснения различия между выведенными формулами (12) и 1-ым методом, сравним их с условием Möller'a, данным им в другой формулировке

$$\operatorname{tg} \alpha = \bar{S}_A = \frac{L}{M_g Z_s} \geq \frac{S}{1 + SDZ_s},$$

$$\operatorname{tg} \alpha > S_A = \frac{I}{E_g};$$

т.е. под „средней крутизной“ рабочей характеристики Möller понимает коэф. пропорц. между 1-ой гармоникой анодного тока и 1-ой гармоникой напряжения на сетке. Мы же под крутизной¹⁾ рабочей характеристики понимаем, как уже указывалось, коэф. пропорц. между полным анодным током и 1-ой гармоникой напряжения на сетку. Отсюда и дальнейшее различие. В то время, как у Möller'a $\bar{S}_A$ не зависит от параметров ламп и равна $\bar{S}_A = \frac{CR}{M_g}$, у нас $\bar{S}_A$ зависит от параметров ламп, и от отношения $\frac{M_g}{L}$, но не зависит от параметров контура

$$S_A = S \left(1 - D \frac{L}{M_g} \right).$$

S_A по Möller'у и S_A из этой формулы совпадают лишь при $\varphi(\Theta) = 1$ т.е. в момент возникновения колебаний, когда полный анодный ток изменяется по закону синуса, вследствие чего и условие возникновения колебаний, „точка установления“, получается как в том, так и в другом случае одинаковой.

Метод Rogowsk'ого может рассматриваться, как метод более обобщающий; положив $\alpha = 0$, мы получим уравнения, которыми пользуются Harms, Möller, Heegner и ряд других авторов. Мы уже упоминали пояснения Rogowsk'ого для случаев $\alpha \leq 0$, а именно, как изменение параметров ламп S, R ; так, что неравенство обращается в равенство. Рассмотрение выведенных нами формул дает другое объяснение. В нашем определении при установившемся режиме α всегда равно нулю. В „точке установления“ колебаний, при колебаниях 1-го рода [$\varphi(\Theta) = 1$], α по Rogowsk'ому и по приведенным формулам совпадают. В дальнейшем, при изменении связи M_g или Z_s , $\varphi(\Theta)$ изменяется за счет изменения формы анодного тока, но так, что α все время остается равным нулю.

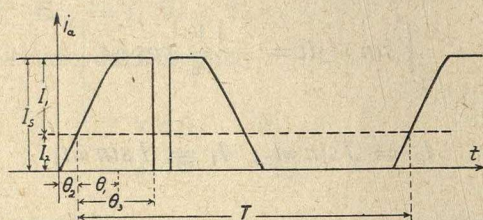
Метод приравнивания крутизн рабочих характеристик для случаев независимого и самовозбуждения является несколько иначе сформулированным и аргументированным методом проф. М. В. Шулейкина.

¹⁾ Мы не указываем „средней крутизны“, так как считаем характеристики прямыми.

Очевидно, что формулы проф. М. В. Шулейкина даны для случая $\varphi(\Theta) = 1$, т.-е. для случая колебаний 1-го рода. Метод приравнивания крутизны характеристик так же строг, как и метод дифференциальных уравнений, и дает те же результаты; его преимущество — простота выкладок, что особенно желательно при разборе сложных схем.

Если мы будем связь иметь постоянной $M/DL = \text{const}$, для которой минимальное Z_s для возникновения колебаний пусть будет равно Z_0 , то, как выяснено выше, для того, чтобы колебания существовали, мы можем Z_s только увеличивать, переходя при этом из области колебаний первого рода в область колебаний второго рода, как это следует из ур-ния (13).

Переходя же в область колебаний второго рода, мы, как правило, увеличиваем амплитуду первой гармоники анодного тока.



Черт. 4

Напряжение на контуре равно $E_a = I_a Z_s$.

Таким образом, с увеличением Z_s растет и E_a .

Очевидно, можно подобрать Z_s столь большим, что амплитуда напряжения на контуре будет больше напряжения батареи $E_a > E_0$, так что

$$E_0 = E_a \sin \Theta.$$

Но в таком случае, во время отрицательного полупериода, на лампе будет некоторый момент времени отрицательное напряжение. В этот момент ток не сможет идти на анод, т.-е. в анодной цепи появится провал тока. При этом кривая анодного тока примет форму, изображенную на чертеже 4.

Введем обозначения, ясные из чертежа:

I_2 — сила тока при отсутствии колебаний; $I_2 + I_1 = I_s$, сила тока насыщения; $\Theta_1 = \omega t_1$ — угол, при котором достигается ток насыщения; $\Theta_3 = \omega t_3$ — угол, при котором начинается провал анодного тока; $\Theta_2 = \omega t_2$ — угол, при котором сила анодного тока равна нулю.

Такая форма является как бы общим видом возможных форм анодного тока. Найдем для нее 1-ую гармонику:

$$\left. \begin{aligned} J_a' &= \frac{2}{T} \int f(t) \sin \omega t \, dt \\ J_a'' &= \frac{2}{T} \int f(t) \cos \omega t \, dt \end{aligned} \right\} J_a = \sqrt{(J_a')^2 + (J_a'')^2};$$

$$J_a' = \frac{2}{T} \left[\int_0^{t_1} (I_2 + J \sin \omega t) \sin \omega t dt + \int_{t_1}^{t_3} (I_2 + I_1) \sin \omega t dt + \right. \\ \left. + \int_{T/2-t_3}^{T/2-t_1} (I_2 + I_1) \sin \omega t dt + \int_{T/2-t_1}^{T/2+t_2} (I_2 + J \sin \omega t) \sin \omega t dt + \right. \\ \left. + \int_{T-t_2}^T (I_2 + J \sin \omega t) \sin \omega t dt \right].$$

Но

$$\int \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} \left| \frac{1}{\omega} - \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right|;$$

$$\int \sin \omega t dt = - \left| \frac{1}{\omega} \cos \omega t \right|;$$

$$I_2 = J \sin \omega t_2; \quad I_1 = J \sin \omega t_1.$$

Подставив соответствующие пределы и произведя некоторые преобразования, получим:

$$J_a' = \frac{J}{2\pi} \left[2\Theta_1 + \sin 2\Theta_1 + 2\Theta_2 + \sin 2\Theta_2 - 4 \sin \Theta_1 \cos \Theta_3 - \right. \\ \left. - 4 \sin \Theta_2 \cos \Theta_3 \right];$$

Нетрудно убедиться интегрированием, что $I_a'' = 0$. Поэтому

$$J_a = \frac{J}{2\pi} \left[2\Theta_1 + \sin 2\Theta_1 + 2\Theta_2 + \sin 2\Theta_2 - 4 \sin \Theta_1 \cos \Theta_3 - \right. \\ \left. - 4 \sin \Theta_2 \cos \Theta_3 \right].$$

Согласно введенному ранее обозначению:

$$\varphi(\Theta) = \frac{1}{2\pi} \left[2\Theta_1 + \sin 2\Theta_1 + 2\Theta_2 + \sin 2\Theta_2 - 4 \sin \Theta_1 \cos \Theta_3 - \right. \\ \left. - 4 \sin \Theta_2 \cos \Theta_3 \right]. \quad (16)$$

Но

$$I_2 = J \sin \Theta_2; \quad I_1 = J \sin \Theta_1;$$

$$J_a = I_2 \frac{\varphi(\Theta)}{\sin \Theta_2}, \text{ или } J_a = I_s \frac{\varphi(\Theta)}{\sin \Theta_1}.$$

Между Θ_1 и Θ_2 существует связь:

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \frac{I_1}{I_2};$$

а так как

$$I_1 + I_2 = I_s,$$

то

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \frac{I_s}{I_2} - 1.$$

При $E_q = 0$, $E_{\delta_s} = I_s R_i$, $E_\delta = I_2 R_i$,

где E_{δ_s} — напряжение насыщения;

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin \Theta_2} = \frac{E_{\delta_s}}{E_\delta} - 1. \quad (17)$$

Кроме того $E_\delta = E_a \sin \Theta_3$; но

$$E_a = J_a Z_s = I_2 \frac{\varphi(\Theta)}{\sin \Theta_2} Z_s;$$

$$E_\delta = I_2 \varphi(\Theta) \frac{\sin \Theta_3}{\sin \Theta_2} Z_s; \quad I_2 R_i = I_2 \varphi(\Theta) \frac{\sin \Theta_3}{\sin \Theta_2} Z_s;$$

$$\frac{\sin \Theta_2}{\sin \Theta_3} = \frac{Z_s \varphi(\Theta)}{R_i}. \quad (18)$$

Выведенными условиями (12), (16), (17) и (18) определяется режим лампы. Зная E_δ , E_{δ_s} , $\frac{M}{DL}$ и Z_s/R_i , мы сможем определить Θ_1 , Θ_2 и Θ_3 (получим 3 уравнения с тремя неизвестными), а зная Θ_1 , Θ_2 и Θ_3 , мы сможем определить силу тока анодной цепи, мощность в контуре, коэффициент полезного действия и мощность, выделяемую на аноде:

$$J_a = I_2 \frac{\varphi(\Theta)}{\sin \Theta_2};$$

$$W_A = \frac{1}{2} J_a^2 Z_s = \frac{1}{2} \frac{E_\delta^2}{R_i} \frac{Z_s}{R_i} \frac{\varphi^2(\Theta)}{\sin^2 \Theta_2}; \quad (19)$$

$$\eta = \frac{W_A}{W_\delta}.$$

Но $W_6 = E_6 I_n$, где I_n — есть постоянная слагающая анодного тока:

$$I_n = \frac{1}{T} \left[\int_0^{t_1} (I_2 + J \sin \omega t) dt + \int_{t_1}^{t_3} (I_2 + I_1) dt + \right. \\ \left. + \int_{T/2-t_3}^{T/2-t_1} (I_2 + I_1) dt + \int_{T/2-t_1}^{T/2+t_2} (I_2 + J \sin \omega t) dt + \int_{T-t_2}^T (I_2 + J \sin \omega t) dt \right].$$

Произведя интегрирование, подставив соответствующие пределы и преобразуя, получим:

$$I_n = \frac{J}{\pi} \left[\cos \Theta_2 - \cos \Theta_1 + (\Theta_2 + \Theta_3) \sin \Theta_2 + (\Theta_3 - \Theta_1) \sin \Theta_1 \right]. \quad (20)$$

Обозначим:

$$\psi(\Theta) = \frac{1}{\pi} \left[\cos \Theta_2 - \cos \Theta_1 + (\Theta_2 + \Theta_3) \sin \Theta_2 + (\Theta_3 - \Theta_1) \sin \Theta_1 \right]. \quad (21)$$

Тогда

$$I_n = \frac{I_2 \psi(\Theta)}{\sin \Theta_2} \quad \text{или} \quad I_n = I_1 \frac{\psi(\Theta)}{\sin \Theta_1}. \quad (22)$$

$$W_6 = E_6 I_n = \frac{E_6^2}{R_i} \frac{\psi(\Theta)}{\sin \Theta_2}; \quad (23)$$

$$\eta = \frac{W_A}{W_6} = \frac{1}{2} \frac{Z_s}{R_i} \frac{\varphi^2(\Theta)}{\psi(\Theta) \sin \Theta_2}; \quad (24)$$

$$W_a = W_6 - W_A.$$

Пользуясь полученными уравнениями, можно провести аналитическое исследование катодного генератора, выяснить условия перенапряженного и недопряженного режима генератора, условия максимальной отдачи энергии в контур, условия максимального коэфф. полезного действия генератора, влияние эмиссии, сдвига на сетку, настройки, связи, параметров ламп и т. п.

Считаю приятным долгом выразить глубокую благодарность своему учителю и руководителю, проф. Михаилу Васильевичу Шулейкину за чрезвычайно ценное руководство и внимательное отношение.

Конструктивный расчет дросселей с железом

Инж. А. М. Кугушев

Введение. Предлагаемая статья является попыткой дать метод, позволяющий определять рациональные конструктивные размеры дросселей с железом, встречающихся в практике радиостроительства, как например, модуляционные, сглаживающие и т. п. дросселя.

Для мощных дросселей рациональность конструкции в отношении стоимости, потерь и т. д. очень важна. Но рациональная конструкция не лишняя и для маломощного дросселя, а выведенные в конце статьи расчетные формулы позволяют произвести быстрый расчет его. Основной особенностью указанных дросселей является их работа под пульсирующим током, который обычно состоит из большой постоянной слагающей и сравнительно небольшой переменной слагающей.

§ 1. Метод расчета дросселя выводится из основной формулы

$$L = v \cdot \frac{d\Phi}{dJ} \cdot 10^{-8} \text{ генри,} \quad (1)$$

где v — число витков, Φ — магнитный поток, J — ток через дроссель в амперах.

Путем устройства соответствующего воздушного зазора и выбора магнитной индукции можно получить линейную зависимость между Φ и J . Тогда ф-ла (1) получает вид

$$L = \frac{v \cdot Q \cdot B_m}{I_m} \cdot 10^{-8}. \quad (1')$$

Такое выражение допустимо для нашего случая, когда ток через дроссель состоит из большой, сравнительно, постоянной слагающей I_m и небольшой переменной слагающей i_0 , так что вариация магнитной индукции около ее среднего значения будет происходить по линейному закону.

Наличие в сердечнике воздушных зазоров сильно понижает задерживающую силу размагничивания (см. Journ. A. I. E. E., t. XIV, 257, 1926), и прямолинейная характеристика $\Phi = f(I)$ позволяет совершенно не считаться с явлением гистерезисной петли.

Все это приводит к расчету подобного дросселя по классической формуле, не учитывающей влияния железного сердечника:

$$L = \frac{4\pi \cdot v^2 \cdot Q}{l} 10^{-9} \text{ генри,}$$

где Q — поперечное сечение железного сердечника в см^2 , а l — длина воздушного зазора; роль длины железного магнитопровода сводится таким образом лишь к укладке необходимого числа витков меди. Само собой разумеется, что все это справедливо до тех пор, пока магнитное сопротивление сердечника ничтожно по сравнению с таковым для воздушного зазора. Последнее всегда должно получиться при рациональной конструкции.

В ур-нии (1') необходимо определить три величины. Одна из них B_m — средняя магнитная индукция, создаваемая током I_m , определяется высказанными выше соображениями о необходимости иметь линейность функции $\Phi = f(J)$; вследствие чего она, как можно заключить из опыта постройки дросселей, должна приниматься в пределах

$$B_m = 6000 - 7000 \text{ гаусс.}$$

Чтобы выбрать соответствующие значения v и Q , решим задачу о наименьшей стоимости дросселя. Последняя, если $k_{жс}$ и k_m — стоимости одного кгр активного железа и меди, выражается в виде:

$$N = k_{жс} \cdot P_{жс} + k_m \cdot P_m = k_{жс} (P_{жс} + s P_m). \quad (2)$$

Нетрудно показать, что вес меди P_m кгр в зависимости от Q может быть представлен в виде:

$$P_m = \frac{D}{VQ}. \quad (3)$$

Аналогично, вес железа

$$P_{жс} = \frac{AB}{Q^{1/2}} + A \cdot C \cdot Q^{3/2}, \quad (4)$$

где A , B , C и D заменяют собой следующие выражения:

$$A = \gamma_{жс} \cdot 10^{-3}, \quad (a) \quad C = (2k_3 + \pi), \quad (b)$$

$$B = 2 \cdot 10^6 \frac{\nu_k}{k_3 \cdot f} \frac{(I_m^2 L)}{\beta \cdot B_m}, \quad (б) \quad D = 10^3 \cdot \pi \frac{f \cdot k \cdot \gamma_m}{\beta \cdot B_m} \cdot (I_m^2 L). \quad (г)$$

Значения постоянных величин, входящих в эти выражения, даются ниже.

Подставив полученные P_m и $P_{жс}$ в (2), найдем далее, при каком Q_0 цена N будет иметь наименьшее значение, т.-е.

$$\frac{dN}{dQ} = \left(s \cdot \frac{D}{Q^{1/2}} + A \cdot C \cdot Q^{3/2} \right) \cdot k_{жс} = 0.$$

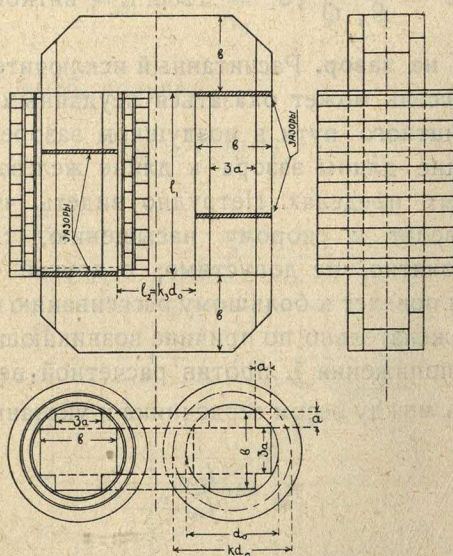
Отсюда

$$Q_0 = \sqrt{\frac{sD}{3AC} + \frac{B}{3C} \cdot (I_m^2 L)^{1/2}}. \quad (5)$$

Для определения коэфф. A , B , C , D зададимся следующими величинами: $B_m = 7000$, $\gamma_{жс} = 7,8$ гр/см³, $\gamma_m = 8,95$ гр/см³, $\beta = 2$ ам/мм², как наиболее подходящая в данном случае; $s = \frac{k_m}{k_{жс}} = 4$, так как железо не тоньше 0,5 мм, $\gamma_k = 6$ —обратная величина коэфф. заполнения меди, $f = \frac{d_0}{\sqrt{Q}} = 1,34$ (см. черт. 1) для крестообразного сечения сердечника, если считать коэффициент заполнения железа 0,9 и отношение $\frac{a}{b} = 0,2$ (черт. 1), которое дает наибольшее поперечное сечение крестообразного сердечника при наименьшем d_0 ; отсюда же имеем:

$$a = 0,23 \sqrt{Q}; \quad 3a = 0,69 \sqrt{Q}; \quad b = 1,15 \sqrt{Q}$$

$$k = 1,2 \text{ и } k_3 = 0,75 \text{ (черт. 1).}$$



Черт. 1

Эти числа обуславливают обычно наиболее рациональное размещение обмотки в смысле лучшего охлаждения и меньшего вредного рассеивания.

Ур-ние (5) теперь можно решить:

$$Q_0 = \sqrt{\frac{4 \cdot 3,23 \cdot 10^3}{3 \cdot 7,8 \cdot 6,22} I_m^2 L + \frac{852}{3 \cdot 6,22} I_m^2 L} = 11,6 (I_m^2 L)^{1/2}. \quad (5')$$

С таким сечением заданный дроссель будет иметь наименьшую стоимость.

Далее найдем расчетные формулы, которые необходимы конструктору:

$$a = 0,783 (I_m^2 L)^{1/4} \text{ см}, \quad (6a)$$

$$3a = 2,349 (I_m^2 L)^{1/4} \text{ см}, \quad (6б)$$

$$b = 3,915 (I_m^2 L)^{1/4} \text{ см}, \quad (6в)$$

$$d_0 = 4,56 (I_m^2 L)^{1/4} \text{ см}, \quad (6г)$$

$$l_1 = \frac{B}{2 \cdot Q^{3/2}} = 10,76 (I_m^2 L)^{1/4} \text{ см}, \quad (7a)$$

$$l_2 = k_3 \cdot f \cdot \sqrt{Q} = 3,43 (I_m^2 L)^{1/4} \text{ см}; \quad (7б)$$

$$P_{жс} = 7,8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{B}{Q^{1/2}} + C \cdot Q^{3/2} \right) = 3,87 \cdot (I_m^2 L)^{3/4} \text{ кгр}, \quad (8a)$$

$$P_m = \frac{D}{VQ} = 0,947 (I_m^2 \cdot L)^{3/4} \text{ кгр}. \quad (8б)$$

$$v = \frac{I_m \cdot L}{B_m \cdot Q} 10^8 = 1230 \cdot L^{1/2} \text{ витков}. \quad (9)$$

§ 2. Проверка на зазор. Расчитанный исключительно по приведенным формулам дроссель может оказаться неудачным в смысле относительных длин магнитного пути в воздушном зазоре и в железе. Дело в том, что отношение длины зазора к длине железа должно быть сохранено в известных пределах. Нетрудно видеть, что малое значение этого отношения ведет к скорому насыщению, т.е. сгибу кривой $\Phi = f(J)$, что, понятно, не допустимо; с другой стороны, большое значение отношения поведет к большому рассеиванию магнитного потока, что опять таки не желательно по причине возникающих неопределенностей в расчетах и понижения L против расчетной величины.

Выведем связь между весом сердечника и указанным соотношением

$$K_0 = \frac{l_{воз}}{l_{жс}};$$

для этого прежде всего в ур-нии (1') выразим Q через $P_{жс}$, т.е.

$$L = \frac{I_m \cdot v}{I_m^2 \cdot l_{жс}} \frac{B_m}{\gamma_{жс} \cdot 10^5} \cdot P_{жс}.$$

Далее делаем следующие преобразования

$$\frac{I_m \cdot v}{l_{жс}} = \frac{(I_m \cdot v)_{жс}}{l_{жс}} + \frac{(I_m \cdot v)_{воз}}{l_{жс}} = av_{жс} + \frac{(I_m \cdot v)_{воз}}{l_{жс}},$$

$$\frac{(I_m \cdot v)_{\text{воз}}}{l_{\text{жс}}} = \frac{l_v}{l_{\text{жс}}} \frac{B_m}{0,4\pi} = K_0 \cdot \frac{B_m}{0,4\pi} = K_0 \cdot \mu \cdot av_{\text{жс}},$$

$$\frac{I_m \cdot v}{l_{\text{жс}}} = av_{\text{жс}} (1 + K_0 \mu),$$

и окончательно

$$P_{\text{жс}} = \frac{6,2 \cdot 10^5}{(1 + K_0 \mu) \cdot (av)^2_{\text{жс}} \cdot \mu} (I_m^2 \cdot L). \quad (10)$$

По указанным выше соображениям, а также согласно опыту, K_0 следует выбирать в пределах:

$$0,006 < K_0 < 0,025.$$

При взятой ранее $B_m = 7000$ гаусс имеем:

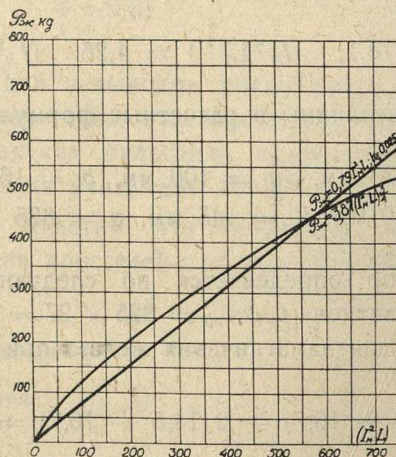
$$av_{\text{жс}} = 1,4 \text{ амп-витка}, \mu \cong 4000.$$

Делая возможные подстановки в ур-ние (10), получим

$$P_{\text{жс}} \cong \frac{1,97 \cdot 10^2}{K_0} \cdot (I_m^2 L);$$

беря предел $K_0 \leq 0,025$, получим

$$P_{\text{жс}} \geq 0,79 (I_m^2 L). \quad (11)$$



Черт. 2

На черт. 2 оба ур-ния (8а) и (11) изображены графически. Мы видим, что две кривые пересекаются в точке, соответствующей $I_m^2 L = 555$.

Это значит, что при принятых выше значениях постоянных величин дроссель, у которого $I_m^2 L > 555$, нельзя построить, соблюдая при этом

условия минимальной стоимости и максимального допустимого зазора; иначе говоря, Q придется взять большим, чем то, которое вытекает из ф-лы (5). Понятно, что соответственно изменятся и коэффициенты во всех остальных расчетных формулах, и экономические соображения в расчете пришлось бы опустить.

Однако возможно согласовать между собой эти условия, причем существуют два способа. По первому—следует выбрать B_m меньше 7000, а по второму—требующуюся величину коэффициента самоиндукции разделить на несколько дросселей. По причинам практического свойства (возможность варьирования коэфф. самоиндукции, дешевый резерв) следует рекомендовать второй способ тем более, что экономически они почти равноценны.

§ 3. Пример. Пусть требуется рассчитать дроссель для сглаживающего фильтра. Самоиндукция его должна быть $L = 0,9$ генри при среднем арифметическом токе $I_m = 27$ амп и при амплитуде переменной слагающей этого тока $i_0 = 0,55$ амп.

Произведение, характеризующее мощность дросселя,

$$I_m^2 L = 656 > 555,$$

вследствие чего остановимся на двух дросселях по 0,45 генри.

Определим предварительно:

$$(I_m^2 L) = 27^2 \cdot \frac{0,9}{2} = 328;$$

$$(I_m^2 L)^{1/2} = 18,1; \quad (I_m^2 L)^{1/4} = 4,26; \quad (I_m^2 L)^{3/4} = 77.$$

Подставив эти величины в расчетные формулы, находим:

$$Q_0 = 210 \text{ см}^2, \quad a = 33 \text{ мм}, \quad 3a = 100 \text{ мм}, \quad b = 167 \text{ мм}, \quad d_0 = 194 \text{ мм}, \\ l_1 = 460 \text{ мм}, \quad l_2 = 145 \text{ мм}, \quad v = 825 \text{ витков}.$$

Воздушный зазор определяется по следующим соображениям. Полное число ампер-витков $(I_m \cdot v)_{об} = 825 \times 27 = 22300$. Число ампер-витков, необходимое для намагничения железа при его длине

$$l_{жс} = 2(46 + 16,7) + 2(14,5 + 16,7) = 188 \text{ см};$$

$$(I_m v)_{жс} = av_{жс} \cdot l_{жс} = 1,4 \cdot 188 = 262.$$

Ампер-витки, которые должны быть поглощены магнитным сопротивлением воздушного зазора:

$$(I_m v)_{воз} = (I_m v)_{об} - (I_m v)_{жс} = 22300 - 262 = 22040 \text{ ампер-витков};$$

отсюда, по известной формуле

$$l_{\text{воз}} = \frac{0,4 \cdot \pi \cdot (I_m v)_{\text{воз}}}{B_m} = \frac{0,4 \cdot \pi \cdot 22040}{7000} = 3,96 \text{ см.}$$

Проверяя получившуюся величину

$$K_0 = \frac{3,96}{188} = 0,0225,$$

находим, что она допустима.

В качестве прокладки выбираем бокаутное дерево, как наиболее твердое. Выгоднее, особенно в мощных дросселях, зазор делать в виде *нескольких* прослоек, расположенных в шахматном порядке (см. черт. 1). Поэтому для данного примера берем четыре промежутка по 9,9 мм.

В некоторых случаях также полезно проверить характеристику $B = F(J)$ на прямолинейность от $J = 0$ до $J \cong 1,5 \cdot I_m$, для чего можно воспользоваться методом Гопкинсона, употребляемым в расчетах динамо-машин.

Ярмо с сердечником должно быть стянуто силой, превышающей, по крайней мере, в 4 раза силу магнитного притяжения, которая по известной формуле будет:

$$P = \frac{B_m^2 Q}{4 \cdot \pi \cdot 9,81} \cdot 10^{-5} \text{ кгр} = 4 Q \text{ кгр.}$$

Изоляцию секций и выводов рассчитываем, как обычно в трансформаторах, учитывая также возможные перенапряжения неустановившихся режимов. Так как пульсация магнитного потока ничтожна, то при расчете нагревания учитываем лишь потери в меди.

В заключение отметим, что изложенный метод расчета может быть применен и для дросселей с переменным током, а также и силовых трансформаторов.

Нижегородская Радиолaborатория

имени В. И. Ленина.

Библиография

Проф. А. А. Петровский. *Связанные незатухающие колебания.* Труды ЛЭЭЛ. Вып. 5, 1927 г. Стр. 227. Цена 4 р. 75 к.

В этом труде автор собрал воедино целый ряд своих работ по теории связанных незатухающих колебаний, начатых уже более 20 лет назад анализом работы резонанс трансформатора (1905 г.).

В частности, сюда вошли все работы автора по данному вопросу, напечатанные в ТиТбп: работа сложного незатухающего радиоотправителя (№ 9, 1921); его расчет (№ 10, 1921); анализ работы радиоотправителя с умножителем частоты (№ 12, 1922); анализ работы радиоприемника (№№ 18, 19 и 21—за 1923 г., и № 37 за 1926 г.); альтернатор, эквивалентный ламповому генератору (№ 44, 1927) и пр.

Все эти работы проф. Петровского широко известны и нужно приветствовать их появление в новом издании.

Проф. В. И. Коваленков, по поводу издания этой книги говорит (в предисловии): „настоящая монография дает детальное исследование связанных незатухающих колебаний и может играть роль справочника при расчетах, проектировании и испытании различных радиоаппаратов“.

Проф. Н. А. Скрицкий. *Электронные лампы.* Изд. „Кубуч“. Лнгр. 1928 г. 220 + 4 стр. Цена 4 руб.

Рецензируемая книга—курс лекций, читаемых проф. Скрицким на электрофизическом ф-те Лнгр. электротехнического ин-та.

Большое внимание уделяется физической стороне процессов в катодной лампе: напомнив сначала основы электронной теории, автор переходит к теории работы катода: здесь, после небольшого вступления, излагается формула Ричардсона, описываются вольфрамовые, ториро-

ванные, оксидированные и цезированные катоды; даются основы расчета катода; однако, не упомянута известная формула долговечности катода инж. В. И. Волюнкина. Далее дается теория пространственного заряда—формулы Чайльда и Лангмюра.

Автор останавливается на отклонениях характеристики от теоретического вида под влиянием различных факторов, как то: неэквипотенциальность катода, начальная скорость электронов, неравномерность катода и пр. Затем рассматриваются двухэлектродные лампы, трехэлектродные, двухсетчатые лампы, явление динатронного эффекта. Наконец, в последних двух главах автор останавливается на влиянии ионизации на характеристики и работу лампы. В последней главе говорится о получении вакуума.

Весь материал излагается серьезно и интересно. Вдумчивому читателю эта книга безусловно может и должна принести очень много пользы.

В литературном указателе, куда автор отсылает уже в предисловии интересующегося читателя, наш журнал ТиТбп упоминается только три раза: по поводу статей Б. Остроумова о характерографе (1926), А. И. Берга о двухсетчатых лампах (1926) и А. Белявского (1924) об измерении вакуума (причем страница помечена 326 вм. 356).

Книга учит технике электронных ламп в объеме необходимом вообще для инженера-электрика. Но для радиоспециалиста она не охватывает всего комплекса необходимых сведений, совершенно не трогая ламповых схем, работы лампы в схеме.

Это отмечает и сам автор в предисловии, где он сообщает, что его книга предназначена как руководство лишь по общему курсу электронных ламп для всех студентов-электрофизиков, а не только для радистов.

А. С.

Из иностранной литературы

Об устранении паразитов в ламповых цепях.—М. Reed в декабрьском номере „The Wireless Engineer“ дает короткий обзор причин возникновения паразитов и способов их устранения.

Рассматривая две цепи лампы—сетки и анода (несвязанных между собой)—он указывает, что причинами возникновения паразитов являются следующие обстоятельства:

1) существование емкости (внутри-ламповой) сетки—анод (C_1), которая влечет за собой образование „цепи Хартлея“, т.е. связи через емкость C_1 цепей: сетка с самоиндукцией L_2 и анода—с самоиндукцией L_3 ;

2) существование собственной емкости (C_3) катушки самоиндукции L_3 анода, влекущее за собой образование колебательной цепи анода (паразит);

3) существование собственной емкости (C_2) катушки самоиндукции цепи сетки L_2 , также влекущее за собой образование „паразитной“ колебательной цепи.

Рассматривая первую причину—„цепь Хартлея“ ($C_1 L_2$ и L_3) и пренебрегая C_2 и C_3 , автор пишет следующее неравенство, выполнение которого необходимо для поддержания колебаний в этой цепи:

$$C_1 R R_a (L_3 + L_2 \pm 2M) <$$

$$< (L_3 \pm M) \cdot [m(L_2 \pm M) - (L_1 \pm M)],$$

где R —сопротивление колебательной цепи, R_a — лампы, m —коэф. усиления лампы.

Из уравнения видно, что для устранения паразитов необходимо делать возможно большим произведение $C_1 R$; это достигается включением соотв. конденсатора параллельно емкости сетка—анод (C), а с другой стороны — введением омического сопротивления в цепь сетки (R).

Автор приводит пример вибратора с настроенным анодом, в котором настраивающая емкость была $0,0567 \mu F$, $L_3 = 0,48$ генри, $L_2 = 0,08$ генри; частота анодной цепи—965 пер/сек, $C_1 = 90 \mu F$. Частота „цепи Хартлея“ ($C_1 L_2 L_3$)—40.000 пер/сек. Было найдено, что C должно быть $= 1,530 \mu F$ и $R = 10.000$ ом, чтобы колебания в цепи Хартлея были устранены.

Кроме включения C и R может быть указано еще одно средство для прекращения паразитов в „цепи Хартлея“; это—включение конденсатора (C_R) параллельно L_3 или L_2 , влекущее за собой большое увеличение полного сопротивления для этих колебаний.

Далее, переходя к пункту (3)—паразитной колебательной цепи в цепи сетки ($L_2 C_2$)—надо указать два случая; первый, когда собств. частота цепи сетки меньше, чем анодной, и второй, когда эта частота (в сетке)—больше.

В первом случае мы имеем вибратор с „настроенной сеткой“. В этом случае, при магнитной связи, знак вз. индукции должен быть отрицателен. Исследуя векторную диаграмму токов в данном случае, можно придти к выводу, что средствами для предотвращения паразитов могут быть включение конденсатора параллельно сетке—аноду, или—параллельно катушке самоиндукции анода.

Во втором случае—те же методы, что и в предыдущем, но кроме того, включение конденсатора параллельно катушке самоиндукции сетки.

Наконец, переходя ко второму пункту (паразитной цепи анода), как на средства уничтожения паразитов, автор указывает на включение соответствующих конденсаторов параллельно анодной и сеточной катушкам.

Г. Н. Макаревский.

Н. Dänzer. К теории усилителя с сопротивлениями. J. d. dr. Tel. u. Tel., В—30, Н. 1, 1927.

Автор дает интересное исследование влияния элементов усилителя на качество его работы.

Он исходит из обычной формулы Баркгаузена для усиления напряжения V :

$$V = - \frac{e_a}{e_g} = \frac{1}{D \left(1 + \frac{R_i}{R_a} \right)}$$

I. Прежде всего автор указывает на неправильность обычной подстановки для R_a — просто модуля комплексного сопротивления. Например, пусть в анодной цепи включено последовательно L и r .

Тогда, вставляя в (1) $R_a = j\omega L + r$, получим для модуля V :

$$|V| = \frac{1}{D} \frac{\sqrt{r^2 + (\omega L)^2}}{\sqrt{(r + R_i)^2 + (\omega L)^2}}$$

Если же вставить $R_a = \sqrt{r^2 + (\omega L)^2}$, то получается:

$$V = \frac{1}{D} \cdot \frac{\sqrt{r^2 + (\omega L)^2}}{R_i + \sqrt{r^2 + (\omega L)^2}}$$

II. Дальше автор замечает, что величина внутреннего сопротивления R_i не постоянна, но зависит от e_a . Действительно, считая (что упрощает) для усилителя $e_g = 0$, получаем из ф-лы Лангмюра

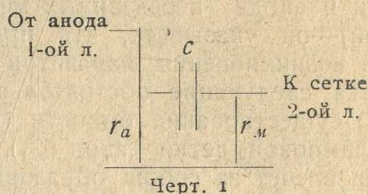
$$S = \left(\frac{di_a}{de_g} \right)_{e_g=0} = {}^{3/2} K D^{1/2} e_a^{1/2}$$

откуда: $R_i = {}^{2/3} \frac{1}{K} D^{-3/2} e_a^{-1/2}$, и

ф-ла (1) переписывается в виде:

$$V = \frac{1}{D (1 + {}^{2/3} K^{-1} D^{-3/2} e_a^{-1/2} \frac{1}{R_a})}$$

III. Для обычной схемы усилителя (черт. 1) с сопротивлением, комплексное анодное сопротивление образуется из некоторого сопротивления



r_a , параллельно которому включен конденсатор c и сопротивление r_m .

Подставляя в (2) значение R_a из соотношения

$$\frac{1}{R_a} = \frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_m + \frac{1}{j\omega c}} \approx \frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_m}$$

(ибо сопротивление конденсатора мало по сравнению с r_m), получаем:

$$V = \frac{1}{D} \frac{1}{1 + \frac{1 + r_a/r_m}{\frac{P}{e_a} - 1}}$$

где P — напряжение анодного источника тока.

Отсюда следует, что отношение $\frac{P}{e_a}$ должно быть возможно больше, r_a/r_m — возможно меньше, т.е. r_m нужно делать возможно больше.

А. С.

