PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA RADJOTECHNIKÓW POLSKICH

pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok V. | 1 Lipca 1927 r. | Zeszyt 14—15

Redaktor mjr. inż. K. KRULISZ. | Warszawa, Nowowiejska 54, tel. 522-66.

KINETYCZNE WYPROWADZENIE PIERWSZEGO WZORU RICHARDSONA NA PRĄD EMISJI ELEKTRONOWEJ.

Dr. inż. **Tadeusz Malarski, Lwów.**

W poprzednim artykule [1]) podałem przegląd badań dotyczących zjawiska emisji elektronów przez ciała ogrzane do wysokich temperatur. Artykuł ten miał jednak tylko charakter informacyjny. W artykule niniejszym i następnych zajmiemy się pewnemi szczegółami, zarówno teoretycznemi, jak i doświadczalnemi z dziedziny badań nad wymienionem zjawiskiem. Staraniem naszem będzie poruszenie zagadnień najważniejszych i najistotniejszych, w takiem ujęciu, aby ułatwiło ono czytanie prac oryginalnych, które ostatecznie są zawsze najlepszem źródłem poznania i opanowania problemu, czy problemów, o które chodzi.

Zaczynamy od najważniejszych pojęć i wzorów z teorji kinetycznej gazów, wybierając z niej to, co posłuży nam do dalszych rozważań. Aby się komuś nie wydało, że omawiamy tu zagadnienia należące wyłącznie do fizyki, nadmieniamy, że teorja kinetyczna gazów, zyskała dziś bardzo ważne znaczenie wprost już w technice. Wszak stanowi ona podstawę nowoczesnych pomp do wytwarzania wysokich próżni [2]) i przyrządów służących do pomiarów bardzo małych ciśnień gazu i że przy jej pomocy objaśnia się różne procesy odbywające się np. w lampach katodowych. Teorja ta stanowi dalej fundament teorji elektronowej metali, dającej proste objaśnienia całego szeregu zjawisk, które interesują nie tylko specjalistę fizyka, ale i elektrotechnika, chemika, i wogóle każdego kto pragnie śledzić postępy nauki i zastosowania zdobyczy naukowych.

Jak wiadomo już z elementarnego ujęcia teorji kinetycznej gazów [3]), każdy gaz wyobrażamy sobie jako złożony z bardzo wielkiej liczby cząstek, które rozsiane po przestrzeni, którą gaz wypełnia, poruszają się w niej, w sposób najzupełniej bezładny. Pojedyncza cząstka gazu wzięta pod uwagę (wzięta na oko, gdyby można ją dostrzedz i śledzić jej losy z biegiem czasu), poruszać się ma według tej teorji w ten sposób; że przez pewien czas pędzi ona na mocy bezwładności po linji prostej (ruch swobodny cząstki), poczem po zderzeniu się z inną cząstką lub ze ścianą naczynia, w którem znajduje się gaz, zmienia chyżość co do absolutnej wartości i co do kierunku, znowu pędzi z nabytą chyżością po linji prostej, znowu się zderza, zmienia chyżość i tak nieustannie. Tak dziać się ma z każdą z cząstek, każda z nich odbywa w przestrzeni inną drogę zygzakowatą i na każdym prostolinjowym odcinku tej drogi porusza się z inną chyżością. W gazie panuje więc niesłychany chaos, panuje stan nadzwyczajnego nieuporządkowania.

Chyżość każdej cząstki jest rzeczą czystego przypadku, a cząstek jest bardzo dużo. Mamy więc do czynienia z układem, w którym zachodzi mnóstwo zjawisk przypadkowych. Jak uczy doświadczenie, statystyka przeprowadzana dla takich układów, daje pewne prawidłowości. Pomyślmy jednostkę objętości przestrzeni wypełnionej gazem, w której znajduje się w pewnej chwili n cząstek gazu. Gdybyśmy badali co chwilę, ile cząstek znajduje się w tej przestrzeni, to przy gazie bardzo rozrzedzonym np. tak rozrzedzonym, że w jednostce objętości znajdowałoby się 15 cząstek w pewnej chwili, dostrzegalibyśmy, że w owej jednostce objętości byłoby w różnych chwilach 14, 15, 13, 17, 12, 15, 12, ... cząstek, t. z. dostrzeglibyśmy wahania gęstości gazu. Gdyby tych cząstek było bardzo wiele np. 10^{19} w cm^3, to praktycznie znajdowalibyśmy ciągle 10^{19} cząstek. Mimo przypadkowości, mimo chaosu, dostrzegalibyśmy prawidłowość.

Można jednak skierować uwagę na inną rzecz, mianowicie na chyżości cząstek w gazie. Zakładamy bardzo wielką liczbę cząstek n w jednostce objętości. W danej chwili posiadają cząstki różne chyżości, ale przy bardzo wielkiej liczbie n, będzie pomiędzy temi cząstkami wiele takich cząstek, które będą miały chyżości o składowych leżących w granicach

$$\begin{array}{ll} \text{między} & \xi \text{ i } \xi + d\xi \\ & \eta \text{ i } \eta + d\eta \\ & \zeta \text{ i } \zeta + d\zeta \end{array} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

jeśli ξ, η i ζ oznaczają składowe chyżości v cząstki.

Jeśli oznaczymy przez $dn_{\xi,\eta,\zeta}$ tę liczbę cząstek (z pomiędzy owych n cząstek), których chyżości zawarte są w powyższych granicach, to przy wielkiej liczbie cząstek będzie stosunek

$$\frac{dn_{\xi,\eta,\zeta}}{n} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

z biegiem czasu stały i będzie oznaczał prawdopodobieństwo, iż cząstka gazu posiądzie chyżość zawartą

[1]) zob. Przegląd Radjotechn., zeszyt 7—8, 1927 r.

[2]) Zob. F. H. Newman, The Production and Measurement of Low Pressures, E. Benn, Ltd., London 1925; S. Dushman, Grundlagen der Hochvakuumtechnik, J. Springer, Berlin 1926; L. Dunoyer, La Technique du Vide, A. Blanchard, Paris 1924.

[3]) Zob. np. Witkowski, Zasady Fizyki, tom II; a z obszerniejszych dzieł. O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase; I. H. Jeans, The Dynamical Theory of Gases 1926; W. C. Lewis, The Kinetic Theory of Gases 1915.

w granicach (1). Przy małej liczbie cząstek ulegałby ten stosunek ciągłym zmianom, wtedy prawidłowość statystyczna traci sens. Wyznaczenie stosunku (2) na drodze eksperymentu nie jest jednak możliwe, gdyż po pierwsze nie widzimy cząstek gazu, a po drugie, gdybyśmy je nawet widzieli, byłaby ponad siły nasze ocena ich chyżości nawet dla pojedynczych cząstek, a cóż dopiero dla bardzo wielkiej ich liczby. Maxwell wyznaczył jednak stosunek (2), posługując się rachunkiem prawdopodobieństwa i podał dla niego wartość:

$$\frac{dn_{\xi,\eta,\zeta}}{n} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} . e^{-\alpha(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} d\xi\, d\eta\, d\zeta. \quad . \quad . \quad . \quad (2a)$$

gdzie α oznacza pewną stałą.

Liczba cząstek (z pośród n cząstek zawartych w jednostce objętości), które posiadają chyżości w granicach (1), wyraża się zatem:

$$dn_{\xi,\eta,\zeta} = n\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} . e^{-\alpha(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} d\xi\, d\eta\, d\zeta. \quad . \quad (3)$$

Można się też zapytać o liczbę cząstek dn_v, które posiadają chyżości w granicach:

od v do $v+dv$

(t. z. nie troszcząc się o kierunek chyżości, a biorąc pod uwagę tylko absolutne wartości chyżości tych cząstek). Na tę liczbę, otrzymuje się wzór:

$$dn_v = n\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} . 4\pi v^2 . e^{-\alpha v^2} dv \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Jedną z podstawowych wielkości teorji kinetycznej gazów jest t. z. **chyżość średnia cząstki gazu**. Jest to taka chyżość, że gdyby wszystkie cząstki gazu posiadały tę właśnie chyżość, to razem wzięte dałyby one tę samą energję kinetyczną zawartą w gazie, jaką przedstawiają cząstki gazu posiadające rzeczywiste chyżości, (które są rozmaite dla różnych cząstek). Ta chyżość średnia jest zatem określona związkiem:

$$n . \frac{mv^2_{śr}}{2} = \int_0^\infty dn_v . \frac{mv^2}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

przyczem v^2 oznacza kwadrat chyżości indywidualnej cząstki, $v^2_{śr}$ kwadrat chyżości średniej, m masę cząstki gazu. Z wzoru tego otrzymuje się po uproszczeniu:

$$v^2_{śr} = \frac{\int_0^\infty v^2 dn_v}{n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

skąd po podstawieniu za dn_v wartości według (4) i po wykonaniu rachunku otrzymujemy:

$$v^2_{śr} = \frac{3}{2} . \frac{1}{\alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Widzimy więc, że stałą α występującą w Maxwellowskiem prawie rozkładu chyżości, można określić za pomocą chyżości średniej $v_{śr}$.

Ciśnienie gazu uważane jest z punktu widzenia teorji kinetycznej, za efekt bombardowania ścian naczynia, w którem się gaz znajduje, przez cząstki gazu i wyraża się według teorji tej wzorem:

$$p = \frac{n . mv^2_{śr}}{3}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

który można też napisać:

$$p = \frac{2}{3} . n . \frac{mv^2_{śr}}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8a)$$

Z ostatniego widzimy zatem, że ciśnienie gazu jest proporcjonalne do koncentracji cząstek gazu (n liczba cząstek gazu zawarta w jednostce objętości) i do średniej energji kinetycznej pojedynczej cząstki.

Wzór na p można jednak jeszcze inaczej napisać. Jeśli weźmie się pod uwagę objętość gazu V, w której znajduje się N' cząstek gazu, to musi być:

$$n = \frac{N'}{V}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Jeśli teraz oznaczymy przez N liczbę cząstek gazu zawartych w jednej cząsteczce gramowej, która dla każdego gazu wynosi:

$$N = 60 \cdot 6 . 10^{22} \text{ (stała Avogadry)}, \quad . \quad . \quad (10)$$

to stosunek:

$$z = \frac{N'}{N} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

podaje liczbę cząstek gramowych gazu, znajdujących się w objętości V. Wyrażenie (11) możemy jednak napisać jeszcze tak:

$$z = \frac{N'}{N} = \frac{N'}{V} . \frac{V}{N} = n\frac{V}{N} \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

(z uwagi na (9)).

Z badań doświadczalnych nad gazami mamy jednak następujący związek między objętością gazu, jego ciśnieniem i temperaturą:

$$pV = zR\Theta \text{ (prawo Boyle-Charles'a)}, \quad . \quad (13)$$

który wypisano tu dla z cząsteczek gramowych gazu. R oznacza tu stałą gazową obliczoną dla jednej cząsteczki gramowej, która jest — jak wiadomo — dla wszystkich gazów ta sama i wynosi:

$$R = 8 \cdot 31 . 10^7 \frac{\text{ergów}}{\text{stop}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Gdy podstawimy wartość za z według (12) do wzoru (13) to otrzymujemy:

$$p = n\frac{R}{N}\Theta = nk\Theta, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

gdzie k jest t. z. *stałą Boltzmanna*, która wynosi:

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8 \cdot 31 . 10^7}{60 \cdot 6 . 10^{22}} \frac{\text{ergów}}{\text{stop}} = 1 \cdot 372 . 10^{-16} \frac{\text{ergów}}{\text{stop}}. \quad (16)$$

Porównując równania (8a) i (15), otrzymujemy związek:

$$\frac{mv^2_{śr}}{2} = \frac{3}{2}\frac{R}{N}\Theta = \frac{3}{2}k\Theta. \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

co wyraża, że średnia energja kinetyczna cząstki gazu jest wprost proporcjonalna do temperatury Θ gazu, wyrażonej w skali bezwzględnej.

I dopiero w świetle wzoru (17) nabiera pojęcie średniej energji kinetycznej cząstki gazu realnego znaczenia. Oznaczywszy bowiem dla gazu Θ drogą pomiaru, możemy obliczyć w konkretnej wartości tę średnią energję kinetyczną. Np. dla temperatury $t=100^0C$ czyli dla $\Theta=273+100=373^0$ abs., wynosi średnio biorąc energja kinetyczna cząstki dowolnego gazu:

$$\frac{mv^2_{śr}}{2}=\frac{3}{2}.1'372.10^{-16}.373\,\text{ergów}=\sim 7'7.10^{-14}\ \text{ergów}.$$

Znając tę średnią energję kinetyczną pojedynczej cząstki, i koncentrację cząstek gazu, obliczymy z łatwością ciśnienie gazu. Jeśli np. gaz jest tak zagęszczony, że dla niego przy temperaturze 100°C, $n=5{,}10^{19}$ cząstek w cm^3, to gaz ten będzie wywierał ciśnienie:

$$p=\frac{2}{3}.n.\frac{mv^2_{śr}}{2}=\frac{2}{3}.5.10^{19}.7'7.10^{-14}\frac{dyn}{cm^2}=$$

$$=25'7.10^5\frac{dyn}{cm^2}=\sim\frac{2'57.10^6}{10^6}\ \text{atmosfer}=2'57\ \text{atm}.$$

Posługując się wzorem (17) można też wyliczyć średnią chyżość cząstki, na którą wypadają wzory:

$$v_{śr}=\sqrt{\frac{3R\Theta}{Nm}}=\sqrt{\frac{3R\Theta}{M}}, \quad . \; . \; . \; . \quad (18)$$

jeśli oznaczy się N. m=M (ciężar molekularny gazu). Ze wzoru tego widać, że przy tej samej temperaturze, średnia chyżość cząstki gazu jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka drugiego stopnia z ciężaru molekularnego tego gazu.

Wzory (7) i (17) pozwalają dalej wyznaczyć wartość stałej α występującej w Maxwellowskiem prawie rozkładu chyżości cząstek gazu. Gdy mianowicie podstawi się wartość za $v^2_{śr}$ według wzoru (7), do wzoru (17), to otrzymuje się:

$$\alpha=\frac{m}{2k\Theta}. \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (19)$$

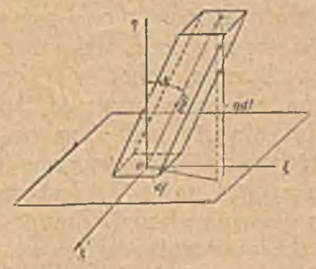
Wobec tego wzór (3) przyjmuje postać:

$$dn_{\xi,\eta,\zeta}=n.\left(\frac{m}{2\pi k\Theta}\right)^{3/2}.e^{-\frac{m}{2k\Theta}(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}d\xi\, d\eta\, d\zeta, \quad . \quad (20)$$

którą zastosujemy w dalszych wyprowadzeniach.

Po tem przygotowaniu, przechodzimy do zagadnienia, które posłuży nam potem prawie bezpośrednio do wyprowadzenia wzoru na prąd emisji elektronowej.

Pomyślmy, że cząstki gazu wypełniającego jakieś naczynie, wydostają się przez malutki otworek df (zob. rys. 1) znajdujący się w ścianie tego naczynia. Jasne jest, że przez otworek taki wylatywać będą cząstki w różnych kierunkach i z różnemi chyżościami. Weźmy jednak pod uwagę jedną cząstkę pędzącą od wnętrza naczynia z chyżością v o składowych ξ, η, ζ względem prostokątnego układu spółrzędnych, który ustawiamy tak, jak to uwidoczniono na rys. 1. Cząstka ta odbędzie w czasie dt drogę vdt, którą przedstawiamy obrazowo odcinkiem oP. Ale to nie będzie jedyna cząstka, która będzie pędzić w tym kierunku, ale takich będzie bardzo wiele. Wszystkie one trafiając na otwór df, opuszczają naczynie. Cząstki te pędzą ławą, po czasie dt będzie więc wypełniony graniastosłup. — Naczynie utraciło liczbę cząstek:



Rys. 1.

$$dn_{\xi,\eta,\zeta}.df\,v\,dt\cos\vartheta. \quad . \; . \; . \; . \quad (21)$$

Ale to nie wszystkie, które ono traci w ten sposób. Całkowitą liczbę utraconych cząstek otrzymamy przez zsumowanie wyrażeń formy (21) dla wszelkich takich chyżości, które prowadzą do wystrzału przez otworek df, a temi będą te, których składowe leżą w granicach:

$$\begin{aligned} &\text{od } \xi=-\infty \text{ do } +\infty \\ &\quad\;\; \eta=o \quad\; \text{do } +\infty \\ &\quad\;\; \zeta=-\infty \text{ do } +\infty \end{aligned} \qquad (22)$$

Jeśli zatem podstawimy $v\cos=\eta$ (zob. rys. 1). zaś za $dn_{\xi,\eta,\zeta}$ podstawimy wartość według (20) i utworzymy sumę w powyższych granicach chyżości, to dochodzimy do następującego wyrażenia na liczbę cząstek gazu, opuszczających naczynie przez otworek df w czasie dt:

$$dQ=df.dt.n\left(\frac{m}{2\pi k\Theta}\right)^{3/2}\int_{\xi=-\infty}^{+\infty}\int_{\eta=o}^{+\infty}\int_{\zeta=-\infty}^{+\infty}f(\xi,\eta,\zeta)d\xi\, d\eta\, d\zeta,$$

$$\text{gdzie } f(\xi,\eta,\zeta)=\eta.e^{-\frac{m}{2k\Theta}(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} \qquad (23)$$

które po wyliczeniu daje:

$$j=\frac{dQ}{df\,dt}=n\sqrt{\frac{k\Theta}{2\pi m}}=\frac{nk\Theta}{\sqrt{2\pi mk\Theta}}. \quad (24)$$

Wielkość j, wyrażająca ilość cząstek gazu wydostających się przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu, oznacza *gęstość prądu cząstek gazu* przez otworek.

Gdy we wzorze (24) podstawimy $nk\Theta=p$ (zob. wzór (15)), to otrzymujemy związek:

$$j=\frac{p}{\sqrt{2\pi mk\Theta}}. \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (25)$$

Opierając się na tych wywodach przejdziemy z kolei do wyprowadzenia wzoru na prąd emisji elektronowej. Nim jednak tem się zajmiemy, słów kilka do tych z pośród czytelników, u których budzić się mogą refleksje co do potrzeby rozpatrywania kwestyj teoretycznych, któremi się tu zajmujemy. Otóż wyjaśnić należy, że wszelka praca naukowa, w znaczeniu twórczem, polega na doświadczeniu i na teorji. Samo nagromadzenie spostrzeżeń, nie wystarcza. Stanowią one wprawdzie materjał do budowli, materjał niezbędny do jej wzniesienia, ale tak jak do budowy konieczny jest cement i plan do złączenia pojedynczych elementów w całość, tak i teorja niezbędna jest w badaniu naukowem. Stanowi ona myśl ożywczą w badaniu, łączy ogniwa w całość, wskazuje drogi, któremi kroczyć należy. Teorja, choćby tylko przybliżona, jest bardzo cenna, a cenna przez to, że wnioski z niej płynące, staramy się utwierdzić za pomocą eksperymentu. Przy każdym zaś eksperymencie uczymy się na każdym kroku czegoś nowego, słowem posuwamy się naprzód ,a oto głównie chodzi. Zmagania się myśli ze zdobyczami doświadczalnemi prowadzą do uzupełniania naszych wiadomości i do nowych odkryć.

Powróćmy jednak do rzeczy.

Otóż, w dziedzinie badań nad efektami elektrycznemi, towarzyszącemi żarzącym się ciałom, nagromadzono do r. 1900 bardzo duży materjał doświadczalny, a najważniejszy był ten, którego dostarczyli: E d i s o n, E l s t e r i G e i t e l, P r e e c e, F l e m i n g, J. J. T h o m s o n, Mc. C l e l l a n d[4]). Mimo to nie widać było znaczniejszego postępu w tych badaniach, gdyż brakowało teorji zjawiska, tego wskaźnika dla dalszych badań. Teorję taką, którą mamy się zająć, postawił pierwszy O. W. R i c h a r d s o n (1901). I wkrótce wydała ona nadzwyczajnie piękne owoce.

R i c h a r d s o n opierając się na doświadczalnem stwierdzeniu (J. J. T h o m s o n 1899), że żarzące się ciała wyrzucają ze siebie ujemnie naelektryzowane cząstki — elektrony, — przyjął, że elektrony te pochodzą z wnętrza metalu, że są to te same elektrony, które według teorji elektronowej metali (J. J. T h o m s o n, R i e c k e, D r u d e) znajdują się w łonie metalu jako t. z. *elektrony wolne*.

Teorja elektronowa metali przyjmuje jednak, że te wolne elektrony unosząc się w przestrzeniach międzyatomowych metalu, zachowują się w nich tak samo, jak zachowują się cząstki gazu wypełniającego pewną przestrzeń, według poglądu panującego w teorji kinetycznej gazów. A zatem, że wykonują one bezładne ruchy w tych przestrzeniach i że posiadają rozkład chyżości podyktowany prawem Maxwella. W metalu panują jednak stosunki daleko bardziej skomplikowane, aniżeli w gazie wypełniającym pustą przestrzeń. Tu elektrony odpadają od atomów (atomy metalu jonizują się) i następnie powracają do nich z przestrzeni międzyatomowych (atomy zjonizowane zamieniają się na neutralne elektrycznie). W tej grze panuje jednak równowaga dynamiczna, równowaga dyssocjacyjna, polegająca na tem, że biorąc rzeczy w całości, odrywa się w jednostce czasu tyle elektronów, od atomów, ile ich się w tymże czasie łączy z powrotem z atomami zjonizowanemi. Panuje jednak zawsze taki stan, że w przestrzeni międzyatomowej odpowiadającej jednostce objętości metalu znajduje się stale określona liczba elektronów wolnych.

Gdy metal posiada temperaturę Θ, liczoną w stopniach skali absolutnej, a gaz elektronowy wypełniający jego wnętrze znajduje się w równowadze termodynamicznej z metalem, to na jeden wolny elektron musi przypaść, średnio biorąc, energja kinetyczna:

$$\frac{m v_{śr}^{2}}{2} = \frac{3}{2} k \Theta,$$

[4]) Literaturę znaleźć można u R i c h a r d s o n a w działach cytow. pod [1]) w artykule poprzednim.

tak samo jak według wzoru (17) dla cząstki gazu, z tą tylko różnicą, że tu m oznacza masę elektronu. Średnia chyżość wolnego elektronu w metalu, wynosi zatem:

$$v'_{śr} = \sqrt{\frac{3k}{m}} \cdot \sqrt{\Theta} = \sqrt{\frac{3.1 \cdot 372 . 10^{-16}}{8 \cdot 995 . 10^{-28}}} \cdot \sqrt{\Theta} \, \frac{cm}{sek} =$$

$$= 6{,}76 . 10^{5} \sqrt{\Theta} \, \frac{cm}{sek} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Ta chyżość średnia, zmieniająca się jak widać z pierwiastkiem drugiego stopnia z temperatury, nie obowiązuje jednak w rzeczywistości wszystkich elektronów wolnych. Stan faktyczny jest taki, że przeważny procent elektronów posiada chyżości niewiele różne od chyżości średniej, ale jest też dosyć elektronów takich, które posiadają chyżości znacznie mniejsze i znacznie większe od chyżości średniej.

Pomyślmy teraz, że metal, zawierający w swem łonie taki gaz elektronowy, wprowadzamy w zetknięcie z próżnią, dając go np. jako dno w cylindrze, którego ściany są z materjału izolującego *). Na pierwszy rzut oka wydać się może, że elektrony będą wystrzelać z tego dna i wypełnią walec (próżnię). Bliższe zastanowienie się poucza jednak odrazu, że tak nie będzie. Wystrzelenie bowiem elektronu z metalu do próżni pociąga za sobą dodatnie naelektryzowanie się metalu, a im więcej by ich wystrzeliło, to tem silniej dodatnio musi się metal naelektryzować. Widać już z tego, że wprawdzie elektrony będą wystrzelać z metalu, ale będą się tak zachowywać jak pociski w polu grawitacyjnem ziemi t. zn. będą zaraz powracać do metalu. Odległość, do której elektron doleci w próżni, będzie zależeć od chyżości jego wystrzału z powierzchni metalu. Z reguły jednak cała ta gra będzie miała miejsce w pobliżu powierzchni, na większą odległość wydostanie się tylko czasem elektron. Słowem, biorąc pod uwagę pewną chwilę, pewne zdjęcie migawkowe z tego stanu ruchu, otrzymamy taki rozkład elektronów jak wskazuje rys. 2. Przy samej powierzchni metalu, od strony próżni biorąc, będzie znaczna koncentracja gazu elektronowego (liczba elektronów w jednostce objętości), ale idąc w głąb do próżni, koncentracja spada tak szybko, że już w stosunkowo niewielkiej odległości od powierzchni metalu, będzie ta koncentracja równa zeru. Praktycznie rzeczy biorąc elektronów w próżni nie będzie.

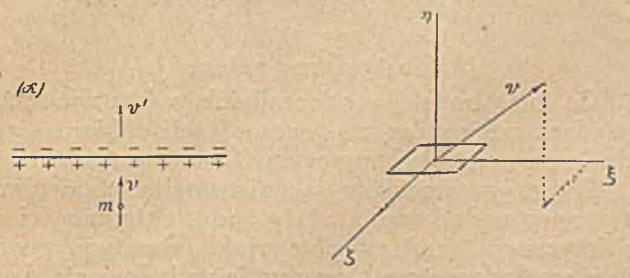
Rys. 2.

Z obrazu tego widać równocześnie, że przy powierzchni metalu wytwarza się automatycznie taki stan, że po stronie próżni znajduje się w przestrzeni ujemny nabój elektryczny, sam metal ma natomiast nabój dodatni. Przy powierzchni metalu mamy zatem t. z. *podwójną warstwę elektryczną*. Elektron wystrzelający z wnętrza metalu musi zatem przebić tę podwójną warstwę i wykonać przy tem pewną pracę. *Pracę tę oznaczać będziemy w.*

Wynika z tego odrazu, że nie każdy elektron pędzący w metalu ku jego powierzchni będzie mógł wy-

*) nie emitującego elektronów.

strzelić do próżni. Będzie to mógł uczynić tylko taki elektron, który niesie ze sobą dostateczny zapas energji. Jeśli weźmiemy pod uwagę elektron mający tak wielką chyżość v, że dzięki niej przestrzeli tę podwójną warstwę i będzie miał w próżni chyżość v' (zob. rys. 3 α), to musi się spełnić równanie:



Rys. 3.

$$\frac{mv'^2}{2} = \frac{mv^2}{2} - w, \quad . \; . \; . \; . \quad (27)$$

$$\text{skąd} \quad v' = \sqrt{v^2 - \frac{2w}{m}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (28)$$

Jeśli jednak elektron ma się znaleźć w próżni, to musi wartość na v' wypaść rzeczywista, a stanie się to tylko wtedy, gdy

$$v \geqq \sqrt{\frac{2w}{m}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (29)$$

Do próżni będą się zatem mogły wydostać tylko te elektrony, których chyżości będą większe od $\sqrt{\frac{2w}{m}}$.

Jeśli utrzymuje się cały układ na określonej temperaturze θ, to zrozumiałe jest, że ustali się w nim równowaga dynamiczna, polegająca na tem, że w jednostce czasu będzie tyle elektronów wystrzelać z metalu, ile ich będzie w tymże czasie powracać do niego. Naturalne też jest — w myśl Maxwellowskiego prawa rozkładu chyżości — że im wyższa będzie temperatura układu, tem więcej będzie takich elektronów, które zdolne będą do wystrzału, bo tem więcej znajdzie się takich, które dopełnić mogą warunku (29).

Załóżmy, że elektrony powracające z atmosfery gazowej do metalu nie przeszkadzają wystrzelaniu elektronów z metalu do tej atmosfery. Przy tem założeniu i drugiem założeniu dodatkowem, że atomy metalu nie przeszkadzają tym elektronom w ich ruchu, ilość elektronów, które mając chyżość v o składowych ξ, η, ζ, wystrzelą w czasie dt przez powierzchnię df będzie wynosić (zob. wzór (21)):

$$df \,.\, dt \,.\, n \left(\frac{m}{2\pi k\theta}\right)^{3/2} . \,\eta \,.\, e^{-\frac{m}{2k\theta}(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} \, d\xi \, d\eta \, d\zeta \,. \quad (30)$$

Aby otrzymać całkowitą liczbę elektronów, które opuszczają powierzchnię df w czasie dt, trzeba utworzyć sumę wyrażeń (30), dla tych wszystkich chyżości, które dopuszczają wydostanie się elektronów z metalu t. z. tych, które spełniają warunek (29), który w odniesieniu do składowych oznacza całkowanie w granicach (porównaj rys. 3) z tem, że chyżości v mają naogół różne kierunki i mogą mieć wartości od bardzo małych do bardzo wielkich).

$$\begin{aligned} &\text{od } \xi = -\infty && \text{do} + \infty \\ &\text{od } \eta = \sqrt{\frac{2w}{m}} && \text{do} + \infty \\ &\text{od } \zeta = -\infty && \text{do} + \infty \end{aligned} \quad (31)$$

Tworząc tę sumę i dzieląc ją przez df, dt otrzymujemy wyrażenie (całkowanie przy Θ = const):

$$j_1 = m\left(\frac{m}{2\pi k\Theta}\right)^{3/2} . \int\limits_{\xi=-\infty}^{+\infty} \int\limits_{\eta=\sqrt{\frac{2w}{m}}}^{+\infty} \int\limits_{\zeta=-\infty}^{+\infty} \eta \,.\, e^{-\frac{m}{2k\Theta}(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)} \, d\xi d\eta d\zeta. \quad (32)$$

które po wyrachowaniu daje:

$$j_1 = n\sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \,.\, \Theta^{1/2} \,.\, e^{-\frac{w}{k\Theta}} \quad . \; . \quad (33)$$

Gdy będziemy elektrony odprowadzać od powierzchni, po przez próżnię, za pomocą specjalnie przyłożonego pola elektrycznego (anoda w lampie katodowej), to otrzymamy po przez próżnię prąd elektryczny o gęstości:

$$j = n\varepsilon\sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \,.\, \Theta^{1/2} \,.\, e^{-\frac{w}{k\Theta}} \quad . \; . \; . \quad (34)$$

gdyż każdy elektron unosi ze sobą nabój elektryczny ε.

Wzór ten przechodzi na wzór:

$$j = a \,.\, \Theta^{1/2} \,.\, e^{-\frac{b}{\Theta}} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (35)$$

(pierwszy wzór Richardsona), gdy oznaczymy we wzorze (34):

$$\begin{aligned} n\varepsilon\sqrt{\frac{k}{2\pi m}} &= a \\ \frac{w}{k} &= b \end{aligned} \quad (36)$$

Jak wiadomo, wielkości a i b występujące we wzorze (35) przyjmuje się zwyczajnie jako stałe, zależne od natury metalu emitującego elektrony. Ze związków (36) widać, że założenie to dopuszczalne jest tylko wtedy, gdy przyjmiemy, że n (liczba wolnych elektronów w jednostce objętości metalu) i w (praca, jaką ma do wykonania elektron przy wystrzelaniu przez powierzchnię metalu), zależą tylko od natury metalu. Narzuca się jednak, że zarówno n jak i w będą jeszcze najprawdopodobniej zależeć od temperatury metalu emitującego elektrony. Stałość wielkości a i b jest zatem tylko pierwszem przybliżeniem. Ale okazuje się, że to wystarcza, gdyż doświadczenie potwierdza zmienność j z θ według wzoru (35) dla tego zakresu temperatur w jakim się pomiary wykonuje.

Warto tu jeszcze poświęcić kilka słów sprawie wyznaczenia wielkości n i w, na podstawie oznaczonych doświadczalnie a i b. Weźmy przypadek wolframu emitującego elektrony, dla którego według Langmuira:

$$a = 2 \cdot 36 \,.\, 10^{7} \frac{\text{amperów}}{\text{cm}^2 .\, \text{stop}^{1/2}} = 7 \cdot 08 \,.\, 10^{16} \frac{\text{j.elst prądu}}{\text{cm}^2 .\, \text{stop}^{1/2}}$$

$$b = 52\,500 \text{ stopni.}$$

Posługując się temi danemi i wartościami:

$$\varepsilon = 4 \cdot 77 \,.\, 10^{-10} \text{ j. elst naboju (nabój elektronowy)}$$

$$k = 1 \cdot 372 \; 10^{-16} \frac{\text{ergów}}{\text{stop}}$$

$$m = 8 \cdot 995 \,.\, 10^{-28} \text{ gr. (masa elektronu),}$$

Obliczamy ze wzorów (36):

$$n = \frac{a}{\varepsilon} \sqrt{\frac{2\pi m}{k}} = \frac{7 \cdot 08 \; 10^{16}}{4 \cdot 77 \,.\, 10^{-10}} \sqrt{\frac{2\pi \,.\, 8 \cdot 995 \,.\, 10^{-28}}{1 \cdot 372 \,.\, 10^{-16}}} =$$

$$= \sim 9 \cdot 5 \,.\, 10^{20} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (37)$$

$$w = b \,.\, k = 5 \cdot 25 \,.\, 10^{4} .\, 1 \cdot 372 \,.\, 10^{-16} \text{ ergów} =$$

$$= \sim 7 \cdot 19 \,.\, 10^{-12} \text{ ergów}$$

Zatem: w 1 cm^3 wolframu znajdowałoby się $9{\cdot}5.10^{20}$ elektronów wolnych, a praca jaką wykonuje elektron, przy wystrzelaniu przez powierzchnię wolframu wynosi $7{\cdot}19.10^{-12}$ ergów. Jeden gramatom elektronów czyli $60{\cdot}6.10^{22}$ elektronów, wydostając się przez powierzchnię wolframu do otaczającej pustej przestrzeni ma zatem do wykonania pracę:

$$W = N .\, w = 60 \cdot 6 \,.\, 10^{22} .\, 7 \cdot 19 \,.\, 10^{-12} \text{ ergów} =$$

$$= 4 \cdot 36 \,.\, 10^{12} \text{ ergów} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (38)$$

Zamiast wielkości w używa się często wielkości φ określonej związkiem:

$$\varphi = \frac{w}{\varepsilon} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (39)$$

Dla wolframu otrzymuje się zatem:

$$\varphi = \frac{w}{\varepsilon} = \frac{7 \cdot 19 \,.\, 10^{-12}}{4 \cdot 77 \,.\, 10^{-10}} \text{ jedn. elst. pot.} =$$

$$= \frac{7 \cdot 19 \,.\, 10^{-12}}{4 \cdot 77 \,.\, 10^{-10}} \cdot 300 \text{ woltów} = 4{\cdot}5 \text{ wolta.}$$

Odpowiednio do tego mówimy, że praca wystrzelenia elektronu przez powierzchnię wolframu wynosi 4·5 wolta.

Lwów, 14.IV. 1927.
Zakład Fizyczny Politechniki.

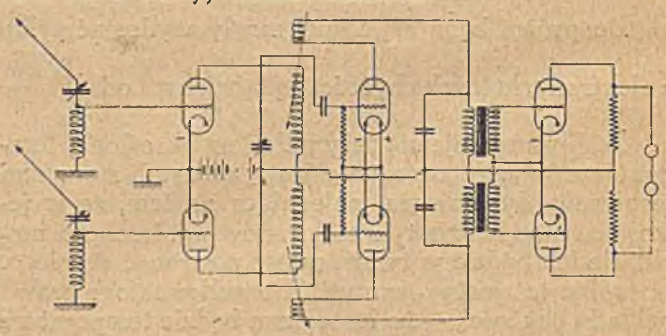
Trzaski w odbiornikach i sposoby ich wyeliminowania.

Inż. **Józef Plebański.**
Członek S.R.P Dyrektor techniczny PTR.

(Referat własny autora *)

Co to są trzaski w odbornikach, o tem wie każdy posiadacz odbiornika, zwłaszcza jeżeli odbiera stacje odległe na aparacie lampowym.

Przyczyny trzasków są najrozmaitsze: po pierwsze mamy wyładowania statyczne elektryczności atmosferycznej (zmiany potencjału warstwy powietrznej względem ziemi), po drugie wyładowania dynamiczne elektryczności atmosferycznej w rodzaju piorunów, raptowych wyładowań w atmosferze i t. p., następnie zaś przyczyną trzasków mogą być bliskie linje tramwajowe ze źle kontaktującemi przewodnikami, maszyny kolektorowe prądu stałego lub zmiennego, cewki Rumkorffa używane do najrozmaitszych celów, maszynki dentystyczne motorki kolektorowe), radiolux'y używane do masażu i t. p. Naturalnie tramwaje, silniki i t. d. dają zaburzenia lokalne i szkodzą tylko odbiornikom najbliżej położonym, natomiast wyładowania atmosferyczne mają zasięg duży t. j. właściwie taki sam jak stacje radjowe i z tego powodu, o ile odbierane stacje nie są dostatecznej siły, wyładowania atmosferyczne stanowią silną przeszkodę. Jasna rzecz zatem, że moce układów nadawczych obecnie stosowanych ze względu właśnie na przeszkody atmosferyczne muszą być wększe, niżby to było potrzebne, gdyby tych wyładowań nie było. Stąd pochodzą te kolosalne moce stacyj transoceańskich.



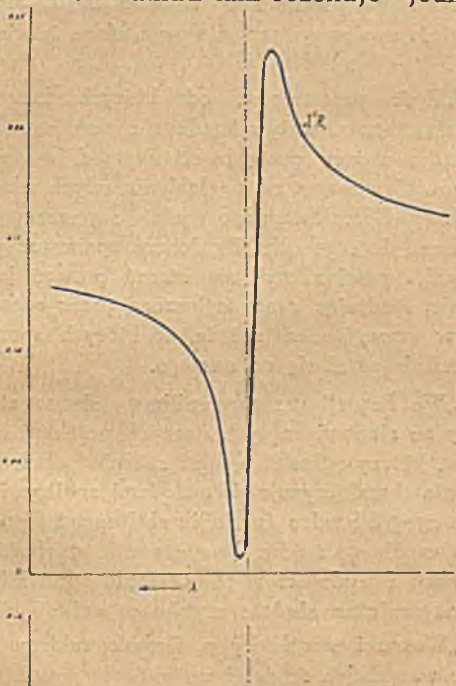
Rys. 1.

Rzecz jasna, że powyższą przeszkodę radjokomunikacji starano się od początku istnienia telegrafji i telefonji bez drutu usunąć. Sprawa wyeliminowania wyładowań atmosferycznych, a przynajmniej ich wpływu na odbiorniki, zajmowała najtęższe umysły radjotechniki i w tej dziedzinie bodaj najwięcej wynaleziono i opatentowano różnych systemów. Beverage, t. zw. „limiters", sytem Bellesize, Weagant i t. d.). W rezultacie tych prac częściowe (jednak niecałkowite) wyeliminowanie wyładowań atmosferycznych osiąga się dzisiaj za pomocą kierunkowych anten takiej albo innej konstrukcji, oraz układów filtrowych i t. zw. ‚limiters" t. j. układów lampowych ograniczających aplitudę wyładowań atmosferycznych.

Absolutne wyeliminowanie wyładowań atmosferycznych, jak to zresztą często było już pisane w literaturze radjowej, jest niemożliwe z przyczyn następ-

*) Przegląd Wojskowo - Techniczny. Tom 1, „Łączność" Nr, 1.

pujących: Odbiór selekcyjny w radjotelegrafji i radjotelefonji polega dzisiaj, jak wiadomo, na zasadzie rezonansu t. j. na zastosowaniu takich albo innych układów, któreby rezonowały na pewną falę. Zwykła krzywa rezonansu jest dokładnie znaną, dlatego o niej nie chcę wspominać, pragnę jednak zaznaczyć, że istnieją układy rezonansowe (między innemi także układy pomysłu autora o krzywych rezonansu ulepszonych, t. zw. prostokątnych. Tego rodzaju układy oczywiście działają do pewnego stopnia także ograniczająco na wyładowania atmosferyczne i inne przeszkody — jednakowoż i tutaj całkowite wyeliminowanie wpływu wyładowań atmosferycznych jest niemożliwe, albowiem każdy układ rezonansowy o dowolnej krzywej rezonansu posiada jak wiadomo tę właściwość, że pobudzany w jakikolwiek sposób aperjodycznie drga własnemi drganiami za spółczynnikiem tłumienia, zależnym od jego konstrukcji. A zatem układ taki rezonuje jednocześnie



Rys. 2.

na sygnał i na wszelkie inne przeszkody, które w rezultacie wzbudzają w nim drgania własne, które po wyprostowaniu przez detektor dają trzaski w słuchawkach lub głośnikach. Obliczenie z góry efektu eliminowania, chociażby częściowego, wyładowań atmosferycznych zapomocą układów filtrujących jest bardzo trudne i częściowo wręcz niemożliwe, gdyż wymaga to kolosalnej pracy, która wypływa z bardzo zawiłych wzorów matematycznych. Z tego powodu autor niniejszego przedsięwziął kilka prób, które poniżej podaje.

Próby te tyczyły podobnych układów jak układ L. Levy ,opisany w swoim czasie w różnych czasopismach i między inem w „Experimental Wireless" October 1926. Referujący tę sprawę Mr. S. Butterworth (Admirality Research Laboratory) układ Levy'ego skrytykował właśnie w myśl powyższego.

Autor niniejszego artykułu wypróbował układ pokazany na rys. 1, oraz inny trochę odmienny. Na rys. 2 pokazana jest zasada działania. Mając dwie anteny sprzężone, otrzymujemy dla nich krzywe rezonansu według rys. 2. Jak widzimy z tego rysunku, w momencie maximum prądu w antenie, w antenie II mamy jedynie pewien ułamek prądu normalnego. A zatem zużytkowując w jakimś układzie różnicowym różnicę prądów obu anten, zdawałoby się możliwem wyeliminowanie wyładowań atmosferycznych; w praktyce okazało się, że chociaż układ ten jest bardzo selektywny i daje dobrą reprodukcję muzyki i t. d., to jednak wyładowań atmosferycznych zupełnie nie wyeliminowuje. Wówczas była wykonana inna próba, polegająca na tem, że między prądami w antenie I i II-ej w położeniach bliskich rezonansu powstaje pewna różnica faz, czyli, stosując zamiast transformatora różnicowego „T" gonjometr zdawałoby się, że można znaleźć takie położenie cewki ruchomej, w którem wyładowania atmosferyczne znosiłyby się, natomiast sygnał byłby słyszany dzięki wytworzonemu polu wirującemu (w danym wypadku eliptycznemu). W praktyce okazało się, że i ten system zupełnie dobrych rezutatów nie dał, gdyż atmosfera znikała w tem samem miejscu co i sygnał. Nieudane te próby wynikają z tej przyczyny, że drgania własne pobudzane przez zakłócenia atmosferyczne nie dają się oddzielić od sygnału z przyczyn wyżej przytoczonych.

Autor opracowuje z powyższych powodów nowy system, który — jak wykazują wstępne rozważania teoretyczne — będzie w stanie powyższym brakom zaradzić i pozwoli na zupełne wyeliminowanie wyładowań atmosferycznych. Rezultaty swych prób autor zamierza w odpowiednim czasie ogłosić.

Inż. J. Plebański.

Informacje.

Trust fabryk prądów słabych w Rosji.

(Dokończenie).

Wyżej podane odbiorniki stanowią główne typy „Trustu" w początkach r. 1926. Prócz nich wypuszczone były jeszcze inne w niedużych ilościach, jak, naprzykład: czterolampowy odbiornik z serji „Radjolina", nazwany „Radjostandard". Odbiornik ten jest najlepszy z całej serji i najbardziej wygodny, lecz stosunkowo drogi. Wszystkie podobne odbiorniki obliczone są na niedużą ilość słuchaczy przy zastosowaniu słuchawek, lub małych głośników. Dla większego audytorjum potrzebne są silniejsze wzmacniacze. Do celów tych skonstruowany został sześciolampowy wzmacniacz $W^1/_1$.

Do normalnej instalacji odbiorczej z jednym stopniem małej częstotliwości dodaje się wzmacniacz $W^1/_1$ co daje możność odbierania koncertów dla audytorjum z kilkuset słuchaczy. W zależności od napięcia anodowego i początkowej siły odbioru $W^1/_1$ może pracować na jeden, dwa i więcej głośników.

Prócz zasadniczego typu wzmacniacza $W^1/_1$ była wyprodukowana nieduża ilość dziesięciolampowych ($W^1/_{40}$) i dosyć duża ilość dwulampowych ($W^2/_0$). Pierwszy typ był przeznaczony na dwa — cztery duże głośniki, drugi — na 1 — 2 małe.

Z głośników produkowanych przez „Trust" zasadnicze typy stanowią dzisiaj: głośnik mały typu DP, duży — DS. i „Amplion", Pierwsze dwa produkowane są podług wzorów francuskich i mają papierowe membramy stożkowe. Dają one dobre rezultaty i polecane są do pomieszczeń zamkniętych.

Typ „Amplion nadaje się do umieszczenia na małych placach.

Dla umieszczenia na dużych placach projektowaną jest produkcja głośników wg. wzoru amerykańskiego firmy Western Electric Co.

Prócz całych aparatów podanych wyżej „Trust" wyrabia i poszczególne części, jak lampy, słuchawki i t. d.

Z kilku typów lamp najbardziej rozpowszechnione są lampy „R 5" i „mikro". Obydwa typy nadają się do wszystkich normalnych typów odbiorników i wzmacniaczy. Typ „R.5" stanowi normalną lampę z katodą wolframową. Normalne napięcie do żarzenia stanowi 3,8 — 4 woltów, aczkolwiek katoda wytrzymuje i przeżarzenia — do 4,2 wolta i wyżej. Prąd żarzenia — 0,55 — 0,6 ampera; napięcie anodowe — 40 — 160 woltów.

Lampy „R5" chociaż potrzebują do żarzenia dosyć silnej energji, jednak w pracy są zupełnie pewne, wytrzymują duże napięcie anodowe i nie boją się przeżarzenia. Lampy „mikro" należą do lamp ekonomicznych z katodą, torowaną. One potrzebują do żarzenia tylko 0,06 ampera i pracują zazwyczaj już przy napięciu 3 woltów. Normalne napięcie anodowe jest dla nich 45 — 60 woltów; 60 woltów najbardziej odpowiednie, jednak przy napięciu 120 — 160 woltów (lecz nie wyżej) lampy mogą pracować.

Stałe lamp „mikro" są następujące: wewnętrzny opór około 30.000 omów, współczynnik amplifikacji — 13 i nachylenie charakterystyki około 0,37 milliampera na wolt.

Dla silnych wzmacniaczy produkowane są lampy torowane zwiększonej mocy typu U. T. dla napięcia około 3,6 wolta i prądu żarzenia — 0,5 ampera.

Słuchawki produkowane są dwuch typów: pojedyncze i podwójne. Opór słuchawki pojedyńczej — 2.000 omów, podwójnej — 4 000 omów.

W chwili obecnej (r. 1926) „Trust" przygotowuje się do masowej produkcji zmiennych kondensatorów powietrznych dwuch typów: — z czujnikiem i bez niego. W obydwu typach zwrócono specjalną uwagę na całkowite osłonięcie dla zastosowania ich przy odbiorze na krótsze fale. Normalne kondensatory będą miały pojemność do 500 cm. Przewidywane jest produkowanie typów o mniejszej i większej pojemności.

Osobno sprzedawany jest również i warjometr zastosowany w odbiorniku L. D. W. J.

Na zakończenie należy zanotować, że produkcja sprzętu w „Truście" co do ilości, jak i jakości w r. 1925 znacznie się posunęła. W październiku r. 1925 ilości wyprodukowanego sprzętu przedstawiałyby się mniej więcej tak:

odbiorników detektorowych wyprodukowano około	30.000 szt.
odbiorników lampowych ze wzmacniaczami wyprodukowano około	15.000 „
słuchawek wyprodukowano około	150.000 „
głośników wyprodukowano ok.	10.000 „
lamp katodowych wyprodukowano przeszło	100.000 „

(„Radio uspiechi i dostiżenja w S.S.S.R. i zagranicej". Moskwa — 1926).

H. T.

Bibljografja.

„Lampy katodowe" kpt. inż. J. Groszkowskiego w wydaniu francuskiem.

Od dawna zapowiadane wydanie francuskie „Lamp katodowych" kpt. inż. J. Groszkowskiego pojawiło się niedawno na półkach księgarskich i odrazu zdobyło sobie ogromne powodzenie nietylko we Francji, ale i poza jej granicami. Dzieło kpt. Groszkowskiego, przetłumaczone i w niektórych miejscach nieznacznie uzupełnione przez por. G. Teyssier'a, po bardzo przychylnej krytyce uczonego tej miary, co prof. René Mesny wydane przez znaną firmę wydawniczą Etienne Chiron w Paryżu, przedstawia się bardzo okazale i jest co do objętości jednem z najobszerniejszych wydawnictw radjotechnicznych w języku francuskim.

Bardzo charakterystyczne dla wartości dzieła kpt. inż. Groszkowskiego jest przedmowa wspomnianego prof. Mesny, w którą zostało ono zaopatrzone. Powiedziano tam między innemi:

„Ilość parametrów, od których lampa zależy, jest tak znaczna, wpływ każdego z nich jest tak zawiły, iż każdy, chcący postępować naprzód w tej dziedzinie, powinien zacząć od pogłębienia swych wiadomości— książka p. Groszkowskiego wydaje się szczególnie przystosowaną do tego celu. By dobrze opanować pewne zagadnienie. powinniśmy się starać poznać je wszechstronnie, studjując prace ogłoszone przez różnych autorów, w szczególności zaś te, w których sposób ujęcia zagadnienia różni się od naszego.

„We Francji przyzwyczailimy się zapatrywać na rzeczy ze stanowiska tych naszych profesorów i inżynierów, którzy ogłosilii wyniki swoich badań; ten punkt widzenia charakteryzuje się metodami analizy i eksperymentu naogół bardzo do siebie zbliżonemi i pochodzącemi ze wspólnego źródła. Rozprószenie artykułów w czasopismach i trudności w ich czytaniu sprawiają, że metody zagraniczne niedość szybko przenikają do nas.

„Warunki umożliwiły p. Groszkowskiemu korzystanie ze wszystkich źródeł i zestawienie metod zagranicznych z francuskiemi, mógł on je porównać i odpowiednio ugrupować. Wynikiem tej pracy jest jego książka. Studjowanie nowej metody jest częstokroć trudne i sprzeciwia się nawyknieniom naszego umysłu — tu trudu tego oszczędzono czytelnikowi, dokonał go bowiem sam autor —.

Słowa te stwierdzają w pierwszym rzędzie, jak wszechstronnie ujęty jest przedmiot przez autora, powtóre zaś dowodzą one, o ile niezwykłem zjawiskiem są „Lampy katodowe" we francuskiej literaturze radjotechnicznej, stosunkowo jednostronnej, jak to przyznaje sam p. R. Mesny między wierszami.

Na szczególne wyróżnienie zasługuje fakt, że „Lampy katodowe" inż. Groszkowskiego są pierwszem dziełem, napisanem w języku obcym, które od czasu wybuchu wojny przyswoiła sobie francuska literatura radjotechniczna.

K. K.

Sp. Akc. Zakł. Graf. „Drukarnia Polska", Warszawa, Szpitalna 12.