

# PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XIV.

1 Maja 1936 r.

Zeszyt 9—10

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

Warszawa, Marszałkowska 33 m. 11, tel. 8-40-45.

## Ś. P. KAZIMIERZ KRULISZ

Dnia 19 kwietnia r. b. zgwał w Warszawie podpułkownik Wojsk Łączności, inżynier elektryk Egon Kazimierz Krulisz.

Odszedł przedwcześnie człowiek o rzadko spotykanych zaletach osobistych, a zarazem jeden z najwybitniejszych radjotechników, który własnym twórczym wysiłkiem stale na gruncie polskim tę gałąź techniki wznosił i gruntował.

Zrównoważony i pogodny pomimo przeciwności życiowych pracował wytrwale i bez wytchnienia dla podniesienia poziomu radjotechniki polskiej.

Należał do tych ludzi, którzy pomimo przejścia przez twardą szkołę życia, promieniują dobrocią wokoło, którzy bez wahania dzielą się z innymi ostatnim kęsem chleba; dlatego też jedna sobie serca wszystkich, komu było dane z Nim obcować.

Człowiek o najwyższych zaletach ducha i umysłu, szerokim horyzoncie myśli, nieskazitelnym charakterze, prawy i prostolinijny, odznaczał się skromnością, właściwą ludziom prawdziwie wielkim. Wolał pracować i pozostawać w cieniu, bo praca była jego ukochaniem, bo w pracy szukał zawsze celu i radości życia.

Owocem jego wieloletnich twórczych wysiłków są liczne artykuły, publikowane w „Przeglądzie Radjotechnicznym” i prasie zagranicznej, prace wynalazcze, znakomite dzieło „Zasady Radjotechniki” oraz przygotowanie całego zastępu radjotechników do pracy technicznej.

W pracach swych, z których ogół korzystać będzie przez długie lata, pozostanie nazawsze z nami, choć Go śmierć zabrała.

\* \* \*

Ś. p. Kazimierz Krulisz urodził się dnia 7 kwietnia 1895 r. w Sirovicach (Czechy), jako syn kapitana armji austro-węgierskiej.

Po ukończeniu szkoły średniej został powołany, w związku z wybuchem wojny światowej, do służby w wojsku austriackim, gdzie przechodzi przez różne szczeble wojskowe, najpierw w piechocie, a następnie w łączności, uzyskując stopień oficerski w roku 1918.

Na przejściowym stanowisku oficera w Komendzie Pla-

cu w jednym z miast Małopolski, niejednokrotnie, z jawnym narażeniem własnego życia, wbrew otrzymywanym od władz austriackich rozkazom, współdziałał z legionistami w najcięższych dla nich momentach.

W listopadzie 1918 roku przechodzi do wojska polskiego i bierze czynny udział w obronie Lwowa i Przemyśla, za co odznaczony zostaje odznaką Orłąt i Gwiazdą Przemyską. W tym czasie był dwukrotnie kontuzjowany.

W roku 1919 jako dowódca plutonu telegraficznego wykłada na kursach dla przyszłych oficerów Wojsk Łączności.

W roku 1920 — jako szef łączności 11-ej Dywizji Piechoty bierze udział w bitwie warszawskiej.

Po zakończeniu wojny uzyskuje odkomendowanie na studia do Politechniki Lwowskiej, gdzie wkrótce otrzymuje dyplom inżyniera - elektryka.

Niedługo po powrocie do służby czynnej otrzymuje w roku 1924 stopień majora; w stopniu tym zajmuje kolejno sze-

reg stanowisk w służbie technicznej i pedagogicznej w dziedzinie łączności.

W okresie czasu od 1930 do 1935 roku jako wykładowca Szkoły Podchorążych Inżynierji wychowuje cały zastęp młodych oficerów wojsk łączności.

Niezależnie od swej pracy wojskowej rozwija intensywną działalność na polu społecznym i naukowo-technicznym. Ze szczególnym poświęceniem oddaje się pracy na terenie SEP, gdzie kolejno zajmuje stanowiska redaktora Przeglądu Radjotechnicznego, prezesa i wice-prezesa Sekcji Radjotechnicznej tegoż Stowarzyszenia.

Bierze czynny udział w pracach Polskiego Komitetu Elektrotechnicznego i Centralnej Komisji Normalizacyjnej Elektrotechnicznej, jako przewodniczący Komisji Przepisowej Radjotechnicznej. Poza tym ś. p. Kazimierz Krulisz reprezentował SEP w Radzie Opiekunów Wyższej Szkoły Budowy Maszyn i Elektrotechniki im. H. Wawelberga i S. Rotwanda.

Równolegle rozwija owocną działalność naukowo-techniczną. Jako profesor Wyższej Szkoły Budowy Maszyn i Ele-

ktrotechniki, poświęca się z zamiłowaniem wykładom radjotechniki i przygotowuje początkowo szereg skryptów z tej dziedziny, a następnie ogłasza drukiem parotomowe dzieło p. t. „Zasady Radjotechniki” oraz publikuje cały szereg artykułów naukowo-technicznych.

Na tem jednak nie kończy się działalność ś. p. Kazimierza Krulisza. Od szeregu lat brał stały udział jako delegat Rządu Polskiego w Konferencjach i Zjazdach Międzynarodowych Telekomunikacyjnych. Z wielkim zapałem i skutecznie bronił zawsze tez polskich, zyskując sobie powszechną sympatię wśród cudzoziemców. W uznaniu zasług za tę działalność na terenie międzynarodowym ś. p. Kazimierz

Krulisz zostaje w roku 1933 odznaczony Krzyżem Kawalerskim orderu Polonia Restituta.

W połowie 1935 roku powołany zostaje na odpowiedzialne stanowisko w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym. I tu, widząc wielkie pole dla swej działalności, pełen nadziei, nakreśla szerokie plany na przyszłość. Tu spotyka Go awans na podpułkownika. Niestety, los zrzucił, że podpułkownikowskie szlify zdobyły jego skromną postać zaledwie 30 dni, i że plany te nie Jemu sążone jest wcielić w życie.

W uznaniu położonych zasług został pośmiertnie odznaczony Złotym Krzyżem Zasługi.

## VIII WALNE ZGROMADZENIE STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH W WILNIE

# SEKCJA TELEKOMUNIKACYJNA

### Urządzenia prostownikowe zasilające dla central telegraficznych.

#### Alimentation des bureaux télégraphiques à l'aide des redresseurs à oxyde de cuivre.

**Roman Brykczyński**

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

#### I. Wstęp.

Zasilanie obwodów telegraficznych z baterji galwanicznych przedstawia szereg niedogodności. Najpoważniejszą z nich jest konieczność dozoru i konserwacji, polegającej na wymianie elektrod i elektrolitu w miarę ich zużywania się, czyszczeniu zacisków i t. d. W większych centralach telegraficznych przy obsłudze baterji ogniw pracują specjaliści pracownicy, których wynagrodzenie obciąża koszty ruchu telegraficznego.

Naprzykład, w jednym z większych miast Polski roczny koszt utrzymania baterji ogniw wynosił przeszło 6 000 zł.; pozatem koszt utrzymania ogniw w urzędach pocztowo-telegraficznych, połączonych bezpośrednio z danym miastem, stanowił około 3 000 zł., co w sumie wynosi około 9 000 zł. rocznie.

Jak widać, koszty utrzymania baterji ogniw są naogół bardzo wysokie. Zastosowanie urządzeń prostownikowych, nie wymagających prawie żadnego dozoru, ani konserwacji, pozwala na bardzo poważne obniżenie kosztów ruchu telegraficznego.

Przybliżone obliczenia porównawcze dla szeregu miast w Polsce wykazały, że urządzenia prostownikowe zamortyzują się całkowicie w przeciągu 1 do 2 lat, a w niektórych wypadkach nawet w czasie krótszym niż jeden rok.

Poza wysokimi kosztami utrzymania, baterje ogniw przedstawiają jeszcze inne niedogodności: zajmują one dużo miejsca, posiadają dość duży opór wewnętrzny, dochodzący do 10 omów na ogniwo, a wreszcie napięcie na zaciskach podlega dużym zmianom w zależności od stopnia wyczerpania baterji tak, że napięcie nominalne niemal nigdy nie odpowiada rzeczywistości.

Wobec powyższych niedogodności, zastosowanie urządzeń prostownikowych stało się tem bardziej pożądanym. To

też Ministerstwo Poczty i Telegrafów postanowiło zaopatrzyć w takie urządzenia szereg central telegraficznych, znajdujących się w tych miastach, które posiadają stale i pewnie działającą elektrownię.

Przy projektowaniu urządzeń dążono w pierwszym rzędzie do osiągnięcia jaknajwiększej pewności działania, następnie do usunięcia dozoru i konserwacji, a wreszcie — do stosowania części, wyrabianych w kraju.

To też prawie wszystkie części składowe urządzeń prostownikowych są pochodzenia krajowego, z wyjątkiem tych, które w czasie projektowania urządzeń nie były jeszcze wyrabiane w kraju.

Opierając się na przeprowadzonych badaniach oraz na poprzednim doświadczeniu, wybrano prostowniki stykowe, ponieważ prostowniki lampowe, stale obciążone, podlegałyby dość szybkiemu zużyciu, a więc wymagałyby częściej wymiany lamp, co usunęłoby jedną z największych zalet urządzenia prostownikowego, jaką jest zbędność dozoru i konserwacji.

Z pomiędzy prostowników stykowych wybrano miedzio-  
we, jako najlepiej wypróbowane \*).

Na wstępie podamy poniżej nieco zasadniczych wiadomości o prostownikach stykowych.

#### II. Prostowniki stykowe.

a) *Ogólne wiadomości o prostownikach stykowych i ich budowa.*

Działanie prostowników stykowych polega na wykorzystaniu właściwości elektrycznych styku półprzewodników z

\*) W jednej z fabryk produkujących prostowniki miedzio-  
we, znajduje się prostownik, który pracuje pod pełnym obciążeniem bez przerwy od 9-ciu lat.

metalami. Powierzchnia takiego styku w pewnych warunkach ma własność niesymetrycznego przewodnictwa elektrycznego, to znaczy, że w jednym kierunku (od metalu do półprzewodnika) stawia ona przepływającemu prądowi bardzo duży opór (kierunek zaporowy), podczas kiedy w kierunku przeciwnym — opór jest niewielki (kierunek przepływowy).

W praktyce najczęściej stosowane są dwa rodzaje prostowników stykowych: miedziane (zwane także kuprytowe-mi), w których jako metal służy miedź, a jako półprzewodnik tlenek miedziowy ( $Cu_2O$ ), oraz selenowe, w których półprzewodnikiem jest selen, a metalem — cienka warstewka cyny.

Własności prostownikowe styku miedzi z tlenkiem miedziowym odkryte zostały przez L. O. Grondahl'a w roku 1920. Pierwszy patent, dotyczący tych prostowników, wydany był w roku 1925 w Stanach Zjednoczonych.

Mechanizm działania prostownikowego opiera się na zjawiskach czysto elektronowych, wobec czego po najdłuższym nawet działaniu, nie zachodzą w prostowniku zmiany chemiczne, ani fizyczne, a więc i własności elektryczne prostowników pozostają bez zmiany.

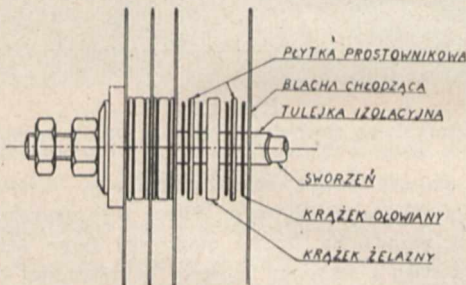
Dopiero w razie przeciążenia i przegrzania prostownika, pojawiają się procesy elektrolityczne, które naruszają strukturę krystaliczną powierzchni styku, wskutek czego zmieniają się także i własności elektryczne prostownika.

Istnieje wiele teorii, tłumaczących zjawiska, zachodzące w prostownikach stykowych; każda z nich jednak posiada pewne braki, niepozwalające na wyjaśnienie wszystkich własności.

Klasyfikację tych hipotez na 9 grup oraz ich krytykę podaje L. O. Grondal („Revue of Modern Physics”, April 1933).

Prostowniki stykowe selenowe zostały wynalezione i opatentowane przez L. Bergmanna w r. 1931.

W opisywanych urządzeniach prostownikowych zastosowano prostowniki stykowe miedziane. Prostowniki te składają się z płytek miedzianych, pokrytych tlenkiem miedziowym i mających kształt krążków z otworem w środku. Płytki, wchodzące w skład jednego układu, umieszczone są na izolowanym sworznii i ściśnięte nakrętkami (rys. 1). Między płytkami prostownikowymi umieszczone są blachy chłodzące oraz krążki żelazne, które również ułatwiają chłodzenie, ponieważ powiększają powierzchnię układu.



Rys. 1. Konstrukcja prostownika miedzianego.

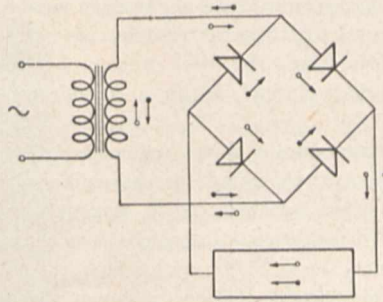
Dla polepszenia styku pomiędzy warstwą tlenku miedziowego, a sąsiednią płytką — umieszcza się między niemi krążki z miękkiej blachy ołowianej cynowanej.

Prostowniki stykowe stosuje się najczęściej w układzie dwupołówkowym, mostkowym. Schemat takiego układu oraz przebieg prądu wskazany jest na rys. 2-gim.

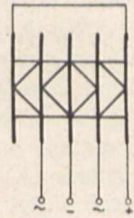
Napięcie, stosowane przy prostownikach miedzianych powinno wynosić około 2 woltów na jedną płytkę, prąd zaś — nie więcej niż 50 miliamperów na centymetr kwadratowy powierzchni użytecznej. Wobec tego przy wyższych napięciach

stosuje się odpowiednią ilość płytek, połączonych szeregowo, a przy większych prądach — łączy się je równolegle.

W układach mostkowych wszystkie cztery gałęzie mostka umieszcza się na wspólnym sworzniu w sposób, wskazany schematycznie na rysunku 3-cim. W każdej gałęzi mostka



Rys. 2. Układ prostownikowy mostkowy.



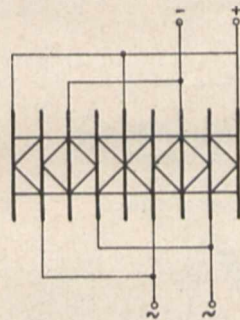
Rys. 3. Połączenia prostownika w układzie mostkowym.

znajduje się ilość płytek, zależna od napięcia stosowanego; przytem wartość napięcia w woltach dzieli się przez cztery, ponieważ w każdym kierunku prąd przepływa przez dwie gałęzie, połączone szeregowo, a na każdą płytkę wypada 2 wolt napięcia stałego. Naprzykład mostek prostownikowy na napięcie (stałe) 24 woltów będzie posiadał 4 gałęzie po 6 płytek.

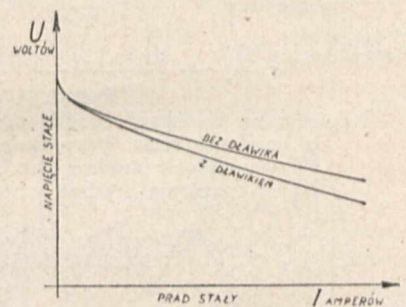
Jeżeli układ służy do prostowania prądu o natężeniu większym od dopuszczalnego dla danej powierzchni płytek, to stosuje się dwa lub więcej mostków, połączonych równolegle. Naprzykład prostownik na 24 wolt i 500 miliamperów, zbudowany z płytek 250 miliamperowych, składa się z dwóch mostków, połączonych równolegle, przyczem każdy mostek posiada 4 gałęzie po 6 płytek. Najczęściej mostki te umieszcza się na wspólnym sworzniu i łączy się w sposób, wskazany na rys. 4-tym.

b) Charakterystyka zewnętrzna układu prostownikowego,  $U_p = f(I_p)$ .

Charakterystyka ta przedstawia przebieg napięcia na zaciskach wyjściowych urządzenia prostownikowego w zależności od pobieranego prądu. Posiada więc ona duże znaczenie praktyczne. Oczywiście, byłoby najkorzystniej, gdyby napięcie na zaciskach nie zależało wcale od prądu. W rze-



Rys. 4. Połączenia dwóch prostowników w układzie mostkowym.



Rys. 5. Charakterystyka zewnętrzna układu prostownikowego.

czywistości jednak im większy jest prąd, pobierany z układu prostownikowego — tem większe są spadki napięcia w uzwojeniach transformatora i w prostowniku, a więc tem mniejsze jest napięcie na zaciskach wyjściowych. Wobec tego charakterystyka zewnętrzna posiada kształt wskazany na rys. 4-tym.

Napięcie stałe, mierzone na zaciskach wyjściowych prostownika przy małym obciążeniu, wynosi około 85% wartości skutecznej napięcia zmiennego, mierzonego na zaciskach wtórnych transformatora,

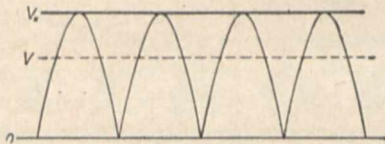
Gdy prąd pobierany wzrasta, to napięcie na zaciskach maleje i przy pełnym obciążeniu wynosi już tylko około 65% napięcia skutecznego na zaciskach transformatora.

Jeżeli do układu prostownikowego włączyć szeregowo dławik (w celu zmniejszenia tętnień) — to do spadku napięcia w prostowniku i transformatorze da się jeszcze spadek napięcia w dławiku. Wskutek tego charakterystyka zewnętrzna pochyli się jeszcze więcej (rys. 5).

c) *Charakterystyka zewnętrzna układu z kondensatorem wyrównawczym.*

Przez włączenie kondensatora o dużej pojemności równoległe do zacisków wyjściowych układu prostownikowego można niemal zupełnie usunąć tętnienie prądu wyprostowanego. Jednocześnie jednak charakterystyka zewnętrzna układu ulegnie dużej zmianie.

Mianowicie woltomierz prądu stałego, włączony równoległe do zacisków wyjściowych, będzie wskazywał teraz napięcie na zaciskach kondensatora. Kondensator ten ładuje się co pół okresu do napięcia, odpowiadającego wierzchołkowi krzywej napięcia wyprostowanego (rys. 6), które jest

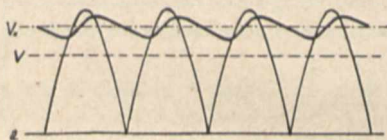


Rys. 6.

Napięcie na zaciskach wyjściowych prostownika w stanie jałowym.

$V$  — napięcie średnie bez kondensatora.  
 $V_k$  — napięcie na zaciskach kondensatora.

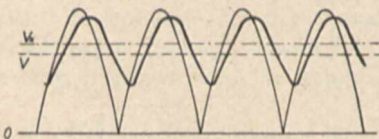
o 41% większe od napięcia skutecznego i o 57% wyższe od napięcia średniego, wskazanego przez woltomierz cewkowy (spółczynnik kształtu 1,11). Wobec tego woltomierz powinienby wskazać napięcie o 57% wyższe od poprzedniego. W rzeczywistości jednak kondensator jednocześnie wyładowuje się przez obwód zewnętrzny i wskutek tego napięcie na zaciskach kondensatora przebiega w sposób, przedstawiony na rysunkach 7 i 8. Woltomierz wskazuje wartość średnią tego



Rys. 7.

Napięcie na zaciskach urządzenia prostownikowego z kondensatorem, przy małym obciążeniu.

$V$  — napięcie średnie bez kondensatora.  
 $V_k$  — napięcie średnie z kondensatorem.



Rys. 8.

Napięcie na zaciskach urządzenia prostownikowego z kondensatorem, przy dużym obciążeniu.

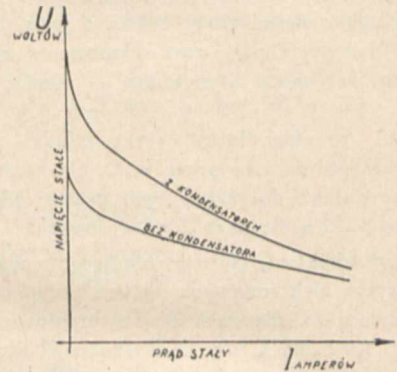
$V$  — napięcie średnie bez kondensatora.  
 $V_k$  — napięcie średnie z kondensatorem.

napięcia. Wartość ta maleje szybko, gdy prąd pobierany wzrasta, ale jest zawsze większa od napięcia średniego w układzie bez kondensatora. W rezultacie charakterystyka zewnętrzna układu z kondensatorem ma przebieg, wskazany na rys. 9-tym.

Widzimy więc, że przez włączenie kondensatora wyrównawczego charakterystyka zewnętrzna znacznie się podnosi,

a jednocześnie staje się bardziej stroma od charakterystyki bez kondensatora.

Przy zastosowaniu kondensatora wygładzającego tętnienia — napięcie wtórne transformatora zasilającego prostownik musi więc być mniejsze niż bez kondensatora, jeżeli w obydwu wypadkach chcemy otrzymać to samo napięcie stałe na zaciskach wyjściowych układu prostownikowego.

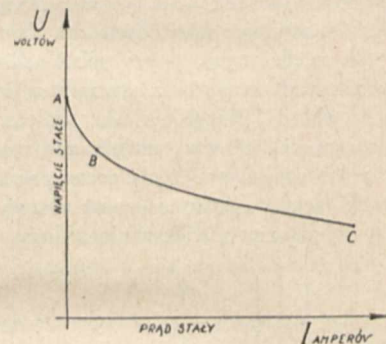


Rys. 9.

Charakterystyka zewnętrzna układu prostownikowego z kondensatorem i bez kondensatora.

d) *Obciążenie początkowe stałe układu prostownikowego.*

Charakterystyka zewnętrzna układu prostownikowego posiada największą stromość na samym początku, czyli przy bardzo małych obciążeniach (Rys. 10). Jeżeli do zacisków wyjściowych urządzenia prostownikowego przyłączymy na stałe opór tak dobrany, aby płynął przez niego prąd, równy naprzykład  $\frac{1}{20}$  prądu maksymalnego, to napięcie na zaciskach wyjściowych odpowiednio się obniży, a mianowicie będzie odpowiadało punktowi B charakterystyki (Rys. 10).



Rys. 10.

Charakterystyka zewnętrzna układu prostownikowego.

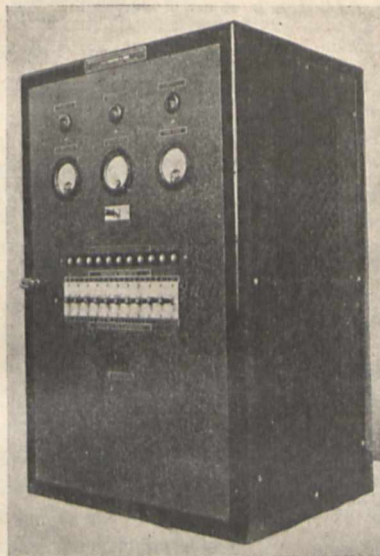
Dla obwodu zewnętrznego napięcie to możemy uważać za napięcie stanu jałowego. Wobec tego charakterystykę zewnętrzną urządzenia będzie stanowiła tylko część B C krzywej, a więc i wahania napięcia w zależności od prądu odpowiednio się zmniejszą.

Ilość energii, pobierana przez opór stały, jest bardzo niewielka, a przytem w wielu wypadkach można ją wykorzystać całkowicie, lub częściowo, dając opór stały w postaci naprzykład lampki sygnałowej, woltomierza i t. p.

### III. Opis urządzeń prostownikowych.

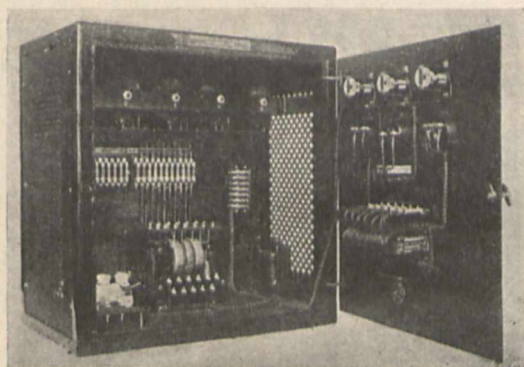
Urządzenia prostownikowe umieszczone są w szafkach żelaznych, zamykanych drzwiami, które służą jednocześnie jako tablica czołowa. Na tablicy tej umieszczone są przyrządy pomiarowe, wyłączniki przechylne do tych przyrządów, żarówki kontrolne oraz potencjometr. (Rys. 11 i 12).

Tablica czołowa zamykana jest na klamkę zaopatrzoną w skobel, umożliwiającą zamykanie urządzenia na kłódkę. Ma to na celu uniemożliwienie manipulowania wewnątrz urządzenia, lub jego wyłączenia przez osoby niepowołane. W tym celu urządzenie jest tak zbudowane, że wyłączenie jego może być skuteczne tylko po otwarciu tablicy czołowej.



Rys. 11 i Rys. 12.  
Widok zewnętrzny urządzeń prostownikowych do zasilania central telegraficznych.

Wewnątrz szafki, u góry, umieszczone są mostki prostownicowe. Na tylnej ścianie umocowane są bezpieczniki i zaciski wyjściowe, a na dnie szafki znajdują się: zaciski wejściowe, bezpieczniki sieciowe, przełącznik „Prądnic — Sieć” (służący jednocześnie jako wyłącznik), transformator, dławik oraz kondensatory elektrolityczne (Rys. 13).



Rys. 13.  
Widok wewnętrzny urządzenia prostownikowego do zasilania central telegraficznych.

Schemat teoretyczny urządzenia podany jest na Rys. 14.

Na wypadek przerwy w dostarczaniu prądu przez elektrownię, urządzenia mogą być zasilane z prądnicy zapasowej prądu zmiennego, poruszanej naprzykład silnikiem spalinywym. Prądnicą ta powinna posiadać napięcie równe napięciu sieci, oraz częstotliwość 50 okr./sek.

Zarówno sieć jak i prądnicą mogą być połączone na stałe z urządzeniem prostownikowym, które posiada w tym celu dwie pary zacisków wejściowych i bezpieczników, oraz przełącznik „Prądnic — Sieć”, który jednocześnie służy jako wyłącznik (Rys. 14).

Zaciski środkowe przełącznika połączone są z uzwojeniem pierwotnym transformatora.

Transformator posiada szereg niezależnych uzwojeń wtórnych, połączonych z mostkami prostownikowymi. Pomie-

dzy każdym mostkiem a zasilającym go uzwojeniem wtórnym transformatora znajduje się bezpiecznik rurkowy, chroniący uzwojenie transformatora w razie zwarcia w prostowniku.

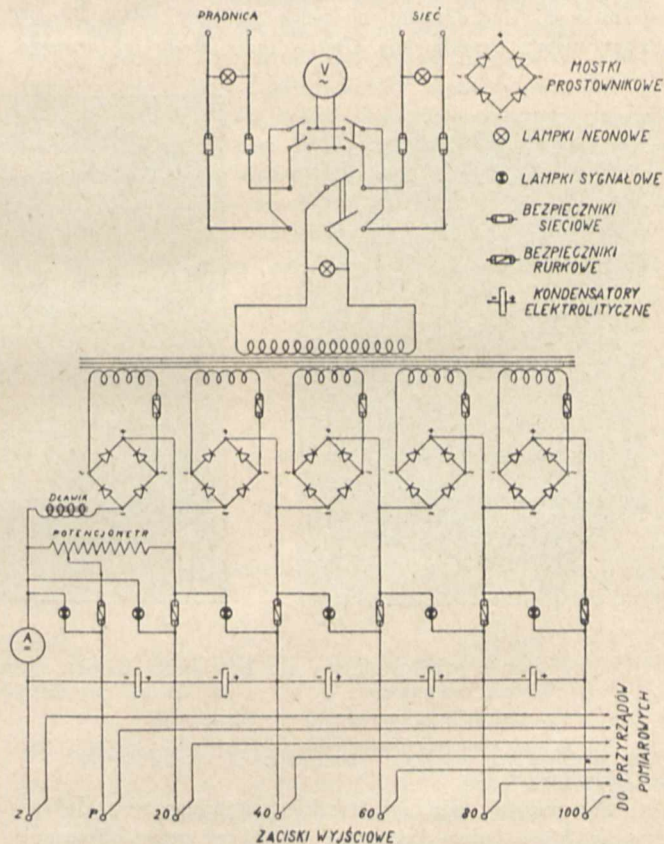
Mostki prostownikowe połączone są szeregowo po stronie napięcia wyprostowanego, a ilość mostków zależy od napięcia maksymalnego, na jakie dane urządzenie jest zbudowane.

Zacisk ujemny pierwszego mostka prostownikowego połączony jest przez dławik i miliamperomierz z zaciskiem wyjściowym, oznaczonym literą „Z” (ziemia). Zacisk dodatni zaś z zaciskiem ujemnym drugiego mostka, oraz z zaciskiem wyjściowym oznaczonym „20” (napięcie nominalne 20 woltów). Pomiędzy prostownikiem, a zaciskiem wyjściowym znajduje się bezpiecznik rurkowy, chroniący prostownik w razie zwarcia w obwodzie zewnętrznym.

Zacisk dodatni drugiego mostka połączony jest z zaciskiem ujemnym trzeciego mostka oraz, przez bezpiecznik, — z zaciskiem wyjściowym, oznaczonym „40” (napięcie nominalne 40 woltów) i t. d.

Równolegle do zacisków wyjściowych włączone są kondensatory elektrolityczne, mające na celu zmniejszenie tętnień prądu wyprostowanego, oraz żarówki sygnałowe, które mają podwójne zadanie: po pierwsze, w razie przepalenia się bezpiecznika — gaśnie żarówka, oznaczona tym samym numerem, co bezpiecznik, po drugie — lampki te działają, jako stałe opory obciążające.

Równolegle do zacisków napięcia stałego pierwszego mostka włączony jest potencjometr, którego zacisk śród-



Rys. 14.  
Schemat teoretyczny urządzenia prostownikowego do zasilania central telegraficznych. Napięcie całkowite — 100 woltów. Dla uproszczenia schematu, połączenia układu pomiarowego zostały pominięte.

kowy (ruchomy) połączony jest przez bezpiecznik z zaciskiem wyjściowym oznaczonym literą „P” („P” — potencjometr). Potencjometr ten pozwala otrzymać na zaciskach „Z” — „P” dowolne napięcie od 0 do 20 woltów.

Urządzenie pomiarowe układu posiada:

1) Miliamperomierz do 500 mA, włączony na wspólny przewód ujemny, i wskazujący całkowity prąd stały, pobierany z urządzenia.

2) Woltomierz napięcia stałego, posiadający dwa zakresy: jeden (0 — 25 woltów) służy do mierzenia napięć poszczególnych mostków, drugi zaś (0 — 250 woltów) — do mierzenia napięcia pomiędzy zaciskiem „Z” a poszczególnymi zaciskami wyjściowymi, czyli napięcia użytkowego. Do włączania dowolnego zakresu służą przełączniki przechylne.

3) Woltomierz napięcia zmiennego, wskazujący napięcie sieci lub prądnicę pomocniczej.

4) Wyłączniki przechylne do woltomierza prądu stałego połączone są w ten sposób, że z chwilą przechylenia gałki któregośkolwiek wyłącznika — samoczynnie wyłączają się wszystkie klucze po jego prawej stronie. W ten sposób unikamy zwarcia, które mogłoby nastąpić przez połączenie zacisków o różnych napięciach na ten sam przewód woltomierza przy przechyleniu dwu lub więcej wyłączników jednocześnie.

Zużycie mocy w stanie jałowym jest następujące:

Urządzenia posiadające 5 mostków: około 13 watów

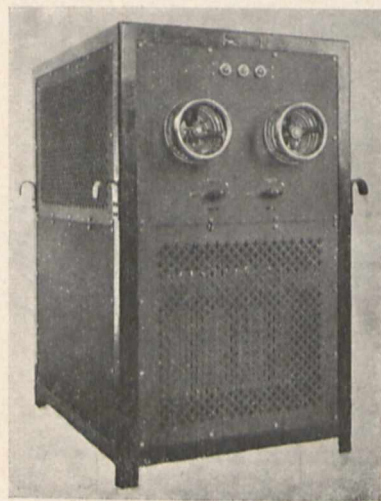
„ „ 7 „ „ 16 „

„ „ 10 „ „ 20 „

Przyczem transformator zużywa około 5 watów; mostki prostownikowe około 1 wata; reszta zaś przypada na żarówki kontrolne i potencjometr.

#### Trwałość urządzeń prostownikowych.

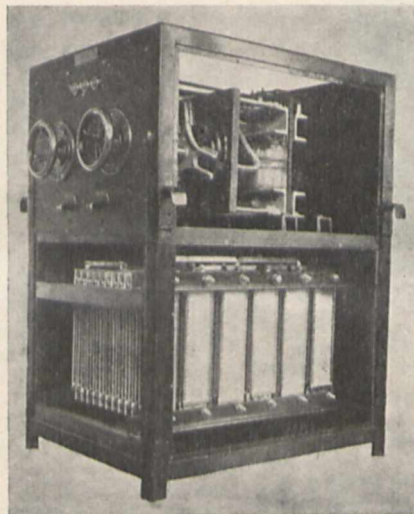
Trwałość prostowników stykowych jest prawie nieograniczona. Uszkodzenie ich może nastąpić tylko w razie długotrwałego przeciążenia albo w razie błędu fabrycznego.



Rys.15-a.

Urządzenie prostownikowe do ładowania baterji akumulatorów.

a) Widok zewnętrzny.



Rys.15-b.

b) Widok po zdjęciu ścian bocznych.

To samo dotyczy transformatora oraz większości części składowych.

Stosunkowo najmniej trwałe są kondensatory elektrolityczne, które należy corocznie sprawdzać przez odłączenie

jednego przewodu i włączenie przenośnego miliamperomierza na prąd stały pomiędzy ten przewód, a kondensator. Prąd upływowy nie powinien przekraczać 1 miliamp.

Poza kondensatorami elektrolitycznymi — podlegają zużyciu lampki neonowe, oraz żarówki kontrolne. Trwałość tych ostatnich powinna wynosić parę lat, ponieważ pracują one pod napięciem, wynoszącym zaledwie około 40% napięcia nominalnego.

#### Urządzenia prostownikowe do ładowania baterji akumulatorów.

Urządzenia te, przedstawione na rys. 15a i rys. 15b, służą do ładowania baterji akumulatorów o napięciu nominalnym 60 woltów, prądem o natężeniu 20 amperów.

Posiadają one transformator trójfazowy na napięcie wtórne  $3 \times 90$  woltów.

Uzwojenie wtórne każdej fazy posiada odgałęzienia:  $10 \times 5$  woltów i  $10 \times 0,5$  wolta, co pozwala na regulację napięcia wtórnego skokami co 0,5 wolta w zakresie od 35 do 90 woltów. Charakterystyka zewnętrzna transformatora przesuwana jest przytem równolegle, co stanowi dużą zaletę w urządzeniach tego rodzaju, w porównaniu z oporową lub dławikową regulacją napięcia, powiększającą znacznie pochYLENIE charakterystyki zewnętrznej.

Odgałęzienia uzwojeń wtórnych połączone są ze stykowiskami dwóch przełączników, z których jeden służy do regulacji zgrubnej co 5 woltów, a drugi do regulacji dokładnej co 0,5 wolta. Przełączniki poruszane są zapomocą kółek umieszczonych na tablicy czołowej urządzenia.

Prostowniki zastosowane w układzie mostkowym trójfazowym, typu wolnopowierzchniowego.

Prostowniki te składają się z płytek miedzianych o kształcie prostokątów, pokrytych z obu stron warstwą tlenku miedziowego. Warstwa tlenku pokryta jest z kolei warstwą metalu, która służy jako elektroda. Uchwyty korytkowe, nasunięte na krawędzie płyt, służą do odprowadzania prądu z elektrod. Pręty, na których zawieszony są płyty prostownikowe, wykorzystane są jednocześnie do połączeń pomiędzy płytami. Przez odpowiednie rozmieszczenie tulejek izolujących oraz metalowych uzyskany jest układ mostkowy trójfazowy.

Poszczególne płyty prostownikowe umieszczone są w odległości około 15 mm pomiędzy sobą, a ponieważ posiadają dużą powierzchnię chłodzenia — wytrzymują znacznie większą gęstość prądu na elektrodach, niż w wypadku zwartej budowy prostownika. Płyty wykonywane są zwykle na prądy rzędu 20 amperów.

Układ trójfazowy zastosowano ze względu na lepszą sprawność, oraz na łatwiejsze usunięcie tętnień, które w układzie trójfazowym dwupołówkowym posiadają częstotliwość 300 Hz.

# Badanie czułości odbiorników radjotelegraficznych.

## L'essai de la sensibilité des récepteurs radiotélégraphiques.

S. Darecki i W. Kędziński

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

Odbiornik radjotelegraficzny jest przeznaczony do odbioru sygnałów telegraficznych, natężenie pola których w normalnych warunkach odbioru leży znacznie poniżej jednego miliwolta na metr. Wobec tego czułość odbiornika radjotelegraficznego musi być duża; pozatem ze względu na to, że sygnał odbierany jest prawie zawsze niemodulowany, odbiornik musi pracować bądź na granicy zrywania drgań, jeśli posiada reakcję, bądź też przy maksymalnej czułości, jeśli jest typu superheterodynowego.

Odbiornik radjotelegraficzny pracuje zwykle na słuchawki, a efekt akustyczny odbierany jest bardzo słaby. Każdy odbiornik posiada przeważnie własną parę słuchawek. Jeśli ich nie posiada, to wytwórca podaje, czy dany odbiornik ma pracować ze słuchawkami niskoomowymi ( $2 \times 0 \Omega$ ) dla prądu stałego czy też z wysokoomowymi ( $2 \times 2000 \Omega$ ). Pośród różnych typów słuchawek, znajdujących się normalnie w użyciu, istnieje znacznie mniejsza różnorodność niż pośród głośników; czułości słuchawek, zawierają się w dość wąskich granicach, a charakterystyki ich oporności pozornych w funkcji częstotliwości są na ogół zbliżone do siebie — z tych względów nie będzie większych rozbieżności przy badaniu, jeśli na wyjściu odbiornika radjotelegraficznego, nie posiadającego własnej pary słuchawek, użyjemy dowolnej pary słuchawek tego samego typu.

Przy określaniu czułości odbiornika radjotelegraficznego trzeba przyjąć jakieś określone natężenie odbioru słuchawkowego. Zwykle przyjmuje się, że jest to odbiór, określony stopniem „R5” według dziewięciostopniowej skali odbioru. Skala ta definiuje różne natężenia odbioru radjotelegraficznego w sposób następujący:

- R1 — sygnały ledwo stwierdzone, niezrozumiałe;
- R2 — sygnały dostrzegalne, tylko z trudem częściowo zrozumiałe;
- R3 — sygnały bardzo słabe, zrozumiałe z trudnością;
- R4 — sygnały jeszcze słabe, jednak już w całości zrozumiałe;
- R5 — sygnały dobre, zupełnie zrozumiałe i odbierane bez wysiłku;
- R6 — sygnały już silne i bardzo dobrze zrozumiałe nawet przy zaburzeniach okresowych;
- R7 — sygnały głośne, przy dłuższym słuchaniu nieprzyjemne, zrozumiałe przy silnych zakłóceniach;
- R8 — sygnały bardzo głośne, słyszalne przy słuchawkach leżących na stole;
- R9 — sygnały nadzwyczaj głośne, słyszalne na głośnik.

Odbiór odpowiadający stopniowi „R5” odpowiada napięciu na słuchawkach wysokoomowych średnio około 0,5 V dla częstotliwości tonu odbieranego równej 800 cyklom. Oporność pozorna słuchawek wysokoomowych dla częstotliwości 800 c wynosi średnio 12 000  $\Omega$ , przyjmując  $R = 4000 \Omega =$  otrzymamy  $\omega L = 11300 \Omega$  stąd:  $\cos \varphi = 0,334$  oraz moc pozorna wydzielona w słuchawkach:

$$P = \frac{0,5^2}{12000} \cdot 0,334 = 6,96 \mu W$$

Oporność pozorna słuchawek niskoomowych wynosi średnio 500  $\Omega$ ; przyjmując:  $R = 120 \Omega$ , otrzymamy:  $X = 485 \Omega$  oraz:  $\cos \varphi = 0,24$ . Zakładając jednakową w przybliżeniu — sprawność elektroakustyczną słuchawek wysokoomowych i niskoomowych, można obliczyć napięcie

na słuchawkach niskoomowych równoważne napięciu 0,5 na słuchawkach wysokoomowych z wyrażenia:

$$6,96 \cdot 10^{-6} = \frac{V^2}{500} \cdot 0,24$$

skąd  $V = 0,12 V \approx 0,1 V$

Na podstawie tych danych można określić czułość odbiornika radjotelegraficznego w postaci napięcia wielkiej częstotliwości modulowanego częstotliwością 800 cykli do głębokości 50%, wprowadzonego do odbiornika poprzez sztuczną antenę (rys. 1) i dającego na wyjściu odbiornika na słuchawkach wysokoomowych 0,5 (lub 0,1 V na słuchawkach niskoomowych, jeśli odbiornik ma pracować ze słuchawkami niskoomowymi). Wszystkie organy strojenia i reakcja muszą być ustawione podczas badania na maximum czułości.

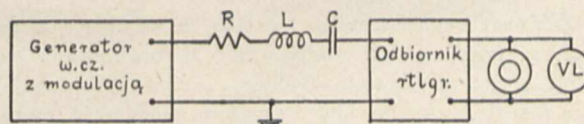
Ze względu na normalne warunki pracy odbiornika, badanie czułości należałoby raczej przeprowadzać dla częstotliwości nośnej niemodulowanej. Jednak zdejmowanie wtedy krzywych czułości np. dla odbiorników reakcyjnych z ustawieniem reakcji na granicy zrywania drgań i regulowaniem sprzężenia na maximum efektu akustycznego na wyjściu jest bardzo kłopotliwe, a maximum efektu przeważnie nie wypada przy 800 cyklach. Dla przykładu podano na rys. 2 dwie krzywe czułości:

a) — dla częstotliwości nośnych modulowanych częstotliwością 800 c do głębokości 50% i odbiornika pracującego na granicy powstawania drgań,

b) — dla częstotliwości nośnych niemodulowanych i odbiornika pracującego na granicy zrywania drgań.

Z rysunku tego widać, że czułość odbiornika radjotelegraficznego dla częstotliwości niemodulowanych jest większa; jest to reguła ogólna, wobec czego celem określenia czułości wystarczy, jeśli zostanie podana krzywa a) czyli laboratoryjne badanie czułości odbiorników radjotelegraficznych można sobie ułatwić, wprowadzając na wejście odbiornika sygnał modulowany.

Antena sztuczna, przez którą sygnał jest wprowadzany do odbiornika z generatora wielkiej częstotliwości, posiada dane (rys. 1):



Rys. 1.

a) dla częstotliwości nośnych mniejszych od 2 megacykli:

$$R = 25 \Omega, \quad L = 20 \mu H, \quad C = 200 \mu \mu F$$

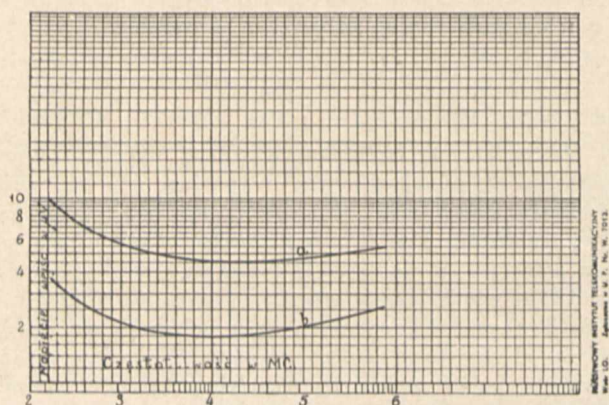
b) dla częstotliwości nośnych większych od 2 megacykli:

$$R = 30 \Omega, \quad L = 0, \quad C = 50 \mu \mu F.$$

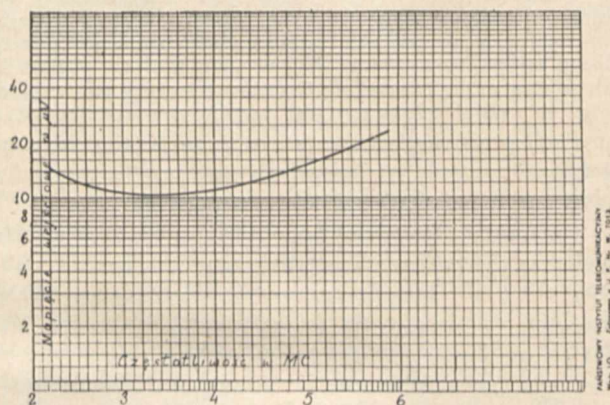
W czułych odbiornikach radjotelegraficznych zdarza się jednak, że szum własny na wyjściu odbiornika w obecności niemodulowanej fali nośnej sygnału na jego wejściu wynosi np. 0,5 V. Jak wtedy określić czułość? Z danych eksperymentalnych okazuje się, że szum własny odbiornika jeszcze wyraźnie nie przeszkadza, jeśli jego poziom leży przynajmniej o 5 decybeli poniżej sumarycznego efektu akustycznego (szum + sygnał użyteczny, mierzone,

jako wypadkowa z sumy kwadratów, woltomierzem lampowym). Mówiąc inaczej, na słuchawkach wysokoomowych szum jest jeszcze znośny, jeśli nie przekracza około 0,3 V przy efekcie sumarycznym 0,5 V. Jeśli więc szum własny przekracza poziom — 5 decybeli względem 0,5 V (lub względem 0,1 V dla słuchawek niskoomowych), nale-

odpowiada cyfrowo modulowanemu napięciu wielkiej częstotliwości przy określaniu czułości (pomija się tu przyrost wartości napięcia wskutek modulacji). Ponieważ czułość odbiornika badanego nie jest z góry znana, początkowe określenie wielkości szumu i efektu sumarycznego dla danego odbiornika jest dość trudne.



Rys. 2.



Rys. 3.

ży jako sumaryczny efekt przyjmować nie 0,5 V względnie 0,1 V, a poziom o 5 decybeli wyższy od poziomu szumu, przy czym poziom szumu należy ustalić dla tej wartości niemodulowanego napięcia wielkiej częstotliwości, która

Na rys. 3 podano wyznaczoną w ten sposób krzywą czułości odbiornika radiotelegraficznego, którego szum wynosi 0,4 V, a efekt sumaryczny 0,7 V.

## O możliwościach usuwania zakłóceń pochodzących od trakcji elektrycznej.

### Sur les possibilités d'élimination des parasites causés par la traction électrique.

Manswet Domański  
(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

Koleje elektryczne, tramwaje i elektrobusey są często źródłami bardzo dotkliwych zakłóceń odbioru radiowego. Ilościowo stanowią one w statystykach niemieckich i angielskich około 10% wszystkich stwierdzonych przypadków zakłóceń przemysłowych. W miastach posiadających tramwaje ewentualnie elektrobusey, cyfra ta byłaby zapewne jeszcze większa. Usunięcie tego rodzaju zakłóceń jest zadaniem znacznie trudniejszym i bardziej skomplikowanym niż w większości przypadków, gdy się ma do czynienia np. z maszynami elektrycznymi.

Zakłócenia pochodzące od samych silników tramwajowych są bowiem tak nieznaczne, że praktycznie mogą nie być brane pod uwagę. Robiono w tym celu specjalne doświadczenia, wykluczając przytem możliwość powstawania zakłóceń przez styk pałaka z przewodem bocznym<sup>\*)</sup>. Tramwaj był bowiem zasilany zapomocą długich, swobodnie zawieszonych przewodów, załączonych na drugim końcu na stałe do sieci. W takich warunkach, podczas ruchu tramwaju, któremu nadawano największą możliwą szybkość, okazało się, że zakłócenia nie powstają.

Natomiast regulator obrotów jest źródłem zakłóceń, dość trudnych do usunięcia. W danym przypadku zaleca się, do przewodów wychodzących z regulatora, włączanie cewek indukcyjnych, mających tłumić fale uskokowe, wytwarzane podczas przerywania prądu.

Głównymi jednak źródłami zakłóceń, których usunięcie napotyka na specjalne trudności, są w trakcji elektrycznej styki ślizgaczy z przewodami roboczymi. Wcho-

dzą tu w grę jedynie przewody napowietrzne, które przenoszą zakłócenia drogą sprzężeń z sieciami innych przewodników (np. oświetleniowych, telefonicznych i t. p.), albo nawet mogą je promieniować na niewielkie odległości (do 100 m.). Natomiast przy zasilaniu kanałowym (bocznym) lub z trzeciej szyny, zakłócenia nie dają się we znaki, gdyż przewody robocze są umieszczone zbyt nisko, aby mogły dawać szkodliwe sprzężenia. Przy zasilaniu z przewodu napowietrznego powstają spowodu częstych przerw w przepływie prądu między ślizgaczem, a przewodem roboczym.

Usuwanie zakłóceń stąd pochodzących można skutecznie różnymi sposobami. Są to zakłócenia tego samego typu, jakie powstają we wszelkich urządzeniach z ruchomymi kontaktami np. w przełącznikach obrotowych, automatycznych kontaktach przy grzejnikach, dzwonek elektrycznych i t. p. Zasadniczą przyczyną zakłóceń są w danym razie fale uskokowe prądu i napięcia, powstałe wskutek raptownych przerw w obwodach. Stosowanie odpowiednich układów przeciwzakłóceńowych, składających się z kondensatorów, cewek i oporów jest w danym wypadku bardzo utrudnione. Stosuje się tu przeważnie inną metodę: poprawienie jakości kontaktu, ułatwienie przepływu prądu i sprowadzenie do minimum przerw. Należy tu wspomnieć, że według badań przeprowadzonych w Niemczech przez Reichspostzentralamt i firmę Siemens, największe zakłócenia mają miejsce wtedy, jeśli natężenie prądu płynącego przez ślizgacz jest mniejsze od pewnej wartości krytycznej. Wartość ta, zależnie od materiału ślizgacza, waha się od 2 do 2,5 A. Przy większych natężeniach prądu powstaje łuk, podczas którego zakłócenia nie dają się we znaki.

<sup>\*)</sup> A. Blanchart — Les parasites, str. 106.



Usuwanie zakłóceń przez poprawienie jakości kontaktu. Warunki pracy ślizgacza zależą od jego konstrukcji i materiału, od konstrukcji pałaka oraz od sposobu zawieszenia przewodu roboczego (prosto lub zygzakowato). Wchodzą tu w grę czynniki mechaniczne, elektryczne oraz ekonomiczne. Do czynników mechanicznych należy całkowite ciśnienie wywierane na przewód przez pałak, ciśnienie na jednostkę powierzchni ślizgacza oraz zużycie ślizgacza i przewodu wskutek tarcia i ewentualnego stopienia. Do czynników elektrycznych należy gęstość prądu płynącego przez styk, całkowite natężenie prądu, rodzaj i kierunek prądu oraz warunki przewodnictwa w styku: ślizgacz — przewód. Przy kalkulacji finansowej należy wziąć pod uwagę ceny poszczególnych konstrukcji (pałaków i ślizgaczy), trwałość części podlegających zużyciu oraz kosztu wymiany zużytych części. Należałoby wykluczyć stosowanie pałaków rolkowych, gdyż zakłócenia pochodzące od nich nie dają się w praktyce usunąć.

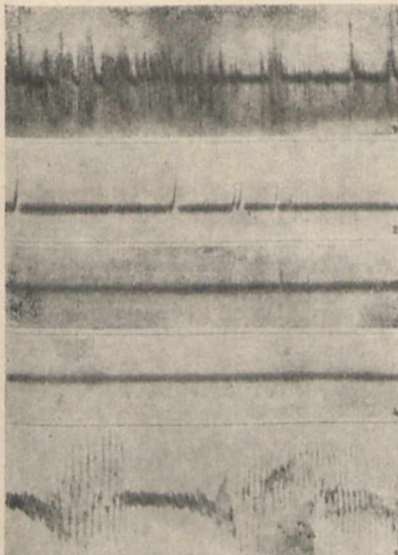
Ciśnienie wywierane na przewód jezdny zależy od konstrukcji pałaka (pałaki rolkowe dają ciśnienie od 4 do 12 kg, kabłąkowe od 2 do 5 kg). Stały docisk daje jedynie pantograf; również kierunek docisku jest w pantografie najkorzystniejszy (prostopadły do przewodu roboczego). Tego rodzaju konstrukcja daje więc największą stałość warunków pracy, a zatem największą gwarancję dobrego styku. Pantografy są jednak dużo kosztowniejsze od pałaków rolkowych i od kabłąków. Ciśnienie jednostkowe zależy od powierzchni ślizgacza. Wskazaniem jest więc wykonywanie ślizgaczy o jaknajwiększej powierzchni roboczej (około 20 cm<sup>2</sup>), co zwiększyłoby jednocześnie ich trwałość i obniżyłoby gęstość prądu do kilku amperów na 1 cm<sup>2</sup>. Płaszczyzna ślizgacza powinna się obracać w pewnych granicach dokoła osi poprzecznie prostopadłej do przewodu roboczego.

Należy tu wspomnieć o ciekawych zjawiskach, jakie zachodzą podczas ślizgania się pałaka po przewodzie roboczym. Zachodzi tu pewna analogja z ruchem smyczka po strunie skrzypiec. Podobnie, jak na strunie tak i na przewodzie jezdny wytwarzają się fale stojące, o długości niezależnej od szybkości ślizgacza. To zjawisko jest przyczyną falistego zużycia przewodu roboczego, co w pewnym stopniu wpływa również na powstawanie zakłóceń odbioru radjowego. Otóż nie ulega wątpliwości, że ślizgacz dość

szeroki i wykonany z odpowiedniego materiału pozwoli uniknąć tego ujemnego zjawiska (podobno t. zw. ślizgacze Fischera nie wywołują falistego zużycia przewodów). Oprócz zużycia falistego, przy stosowaniu ślizgaczy z nieodpowiednich materiałów, dolna powierzchnia przewodu staje się chropowata, co również wpływa ujemnie na dobroć styku i przyspiesza zużycie zarówno przewodów, jak i ślizgaczy. Materiał, z którego wykonane są ślizgacze, ma jednak też znaczenie czysto elektryczne. Dobroć styku zależy bowiem od kierunku prądu, np. miedź i żelazo dają bardzo dobry styk, jeśli prąd płynie od miedzi do żelaza. Oprócz tego, rodzaj materiału ślizgaczy decydująco wpływa na natężenie zakłóceń. Doświadczenia robione w Niemczech wykazały, że największe zakłócenia dają ślizgacze aluminiowe, następnie brązowe i cynkowe. Najmniej szkodliwe są natomiast ślizgacze węglowe. Wyniki te otrzymano na oscylogramach (rys. 1).

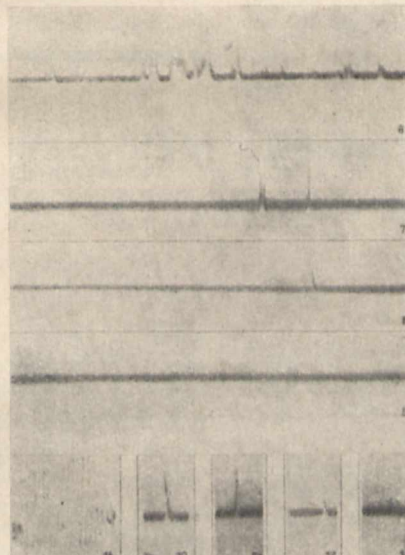
Podobne badania, robione w Ameryce, doprowadziły do nieco innych, choć podobnych rezultatów. Wg. danych amerykańskich największe zakłócenia wywoływałyby ślizgacze z brązu, następnie z miedzi, aluminium, mosiądzu, stali, ołowiu oraz siarczku bizmutu. Również i Amerykanie zgadzają się jednak, że najodpowiedniejsze są ślizgacze węglowe. W jednostkach liczbowych natężenie zakłóceń, pochodzących od ślizgaczy z różnych materiałów przedstawia się następująco: brąz — 2000; stal — 1000; cynk — 250 do 1500, węgiel najwyżej 240. Panuje też zgodna opinja, że przy stosowaniu ślizgaczy węglowych, zakłócenia praktycznie nie dają się we znaki. Dzięki ślizgaczom węglowym przewód roboczy nie staje się chropowaty, przeciwnie — poleruje się, dzięki czemu osiąga się jednocześnie dobre warunki mechaniczne i elektryczne. W razie wyłącznego stosowania ślizgaczy węglowych trwałość ich powinna wynosić od 50 000 do 100 000 km. W niektórych miastach Francji i Belgji uznano jednak za bardziej korzystne ślizgacze wykonane z miękkiej blachy stalowej. Są one trwalsze od węglowych, a zakłócenia wywoływane przez nie są podobno również zupełnie nieznaczne.

W wyniku tych rozważań możemy dojść do konkluzji, że dobry ślizgacz, nie wywołujący zakłóceń i racjonalny z punktu widzenia eksploatacji, powinien być wykonany z węgla lub z miękkiej blachy stalowej. Jego powierzchnia

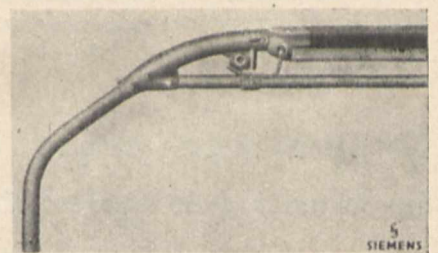


Rys. 1a.

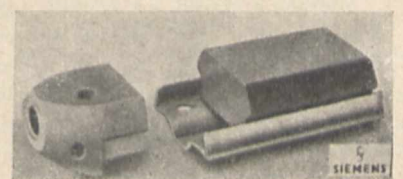
1—5 jazda, prąd obciążenia 1 A; 6—9 jazda, 10—14 rozruch i hamowanie, prąd obciążenia 0,5 A; 1, 6, 10 — aluminium; 2, 7, 11 — brąz; 3, 8, 12 — cynk; 4, 9, 13 — węgiel; 5, 14 — aluminium po przewodzie aluminiowym.



Rys. 1b.



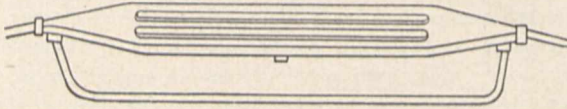
Rys. 2a.



Rys. 2b.

U góry: umocowanie ślizgacza węglowego na pałaku. U dołu: konstrukcja ślizgacza węglowego z uchwytami.

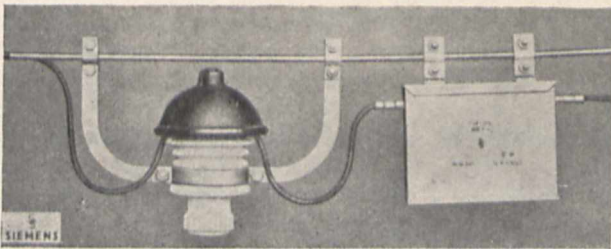
robocza powinna wynosić około 20 cm<sup>2</sup>. Należy tu zauważyć, że racjonalne ślizgacze są zastosowane w około 30 miastach niemieckich i w bardzo wielu miastach Francji, Belgii, Holandji, Anglii i t. d. Tego rodzaju ślizgacze, produkowane są przez firmy niemieckie: AEG (system Mollenkopfa — sztaba metalowa) i Siemens (ślizgacz węglowy, rys. 2). Znane są również racjonalne ślizgacze Fischera (rys. 3),



Rys. 3.  
Konstrukcja ślizgacza Fischera.

których gwarantowana trwałość wynosi około 60 000 km, a cena płyty stykowej około 72 zł. za sztukę. Ślizgacze w tramwajach warszawskich wykonane są z aluminium, które, jak wiemy, wywołuje bardzo dotkliwe zakłócenia.

Usuwanie zakłóceń przez tłumienie fal uskokowych. Sposób ten polega na odpowiednim stosowaniu kondensatorów i cewek dławikowych. Przy liniach tramwajowych stosowane są niekiedy kondensatory, które włącza się między przewód roboczy a zie-



Rys. 4.  
Kondensator przeciwpzepięciowy z bezpiecznikiem, zawieszony na linie.

mię co 35 do 70 m. Pojemność tych kondensatorów wynosi zwykle 1  $\mu$ F. Umieszcza się je wysoko, tuż przy samym przewodzie zasilającym. W szereg z każdym kondensatorem włączony jest specjalny bezpiecznik (rys. 4). Kondensator taki obliczony na napięcie robocze 750 V waży 1,3 kg, a jego bezpiecznik 1,7 kg. Zaopatrzenie linii w tego rodzaju kondensatory ma jeszcze inne znaczenie: chroni ono przed przepięciami atmosferycznymi.

Cewki dławikowe zastosowano w elektrobusach londyńskich, które wywoływały niezmiernie uciążliwe zakłócenia odbioru w śródmieściu. Cewki te obliczono na tłumienie częstotliwości stacyj lokalnych. Każdy elektrobus został zaopatrzony w dwie cewki, włączone szeregowo do obwodu zasilającego i umieszczone na dachu wozu (jakką najbliższej kontaktu). Zakłócenia zostały w ten sposób zredukowane do poziomu zupełnie nieszkodliwego.

#### Zakończenie.

Należałoby zaznaczyć, że częste i raptowne przerwy prądu w obwodach zasilających wozów elektrycznych są szkodliwe nie tylko dla odbiorników radiowych, lecz również dla silników elektrycznych w tych wozach. Silniki te ulegają poważnym uszkodzeniom, które następnie wymagają długich i kosztownych napraw.

Obok ślizgaczy i wspomnianych na początku regulatorów, trakcja elektryczna może zawierać jeszcze inne źródła zakłóceń. Są nimi np. sprężarki elektryczne służące do automatycznego zamykania drzwi (stosowane w kolejach „metro”) oraz stacje prostownikowe, jeśli prąd stały do sieci zasilającej czerpany jest z elektrowni prądu zmiennego.

#### LITERATURA.

Rundfunkstörungen durch elektrische Strassen- und Kleinbahnen und Wege zu ihrer Beseitigung — H. Haertel u. O. Schneider — Siemens — Zeitschrift 1934, Bd. 14, Nr. 9, s. 324.

Entstörung der Strassenbahn — F. Gabriel — Funktechn. Monatshefte H. 6, 1934, s. 219.

New Method for Eliminating Static Caused by Trolley and Electric Cars — E. W. Schumacher — Proc. of Inst. of Radio Engineers, July 1935.

Die Bekämpfung der durch elektrische Bahnen verursachten Rundfunkstörungen — E. Restle u. O. Schneider — Siemens — Zeitschrift, H. 7, 1935.

Prop. soumises au C. C. I. R. 1935. Question 6. Annexe 6. Tramways et trolley-bus. S. 443.

Les parasites — A. Blanchart — Les Editions de U. R. C. B. Bruxelles, 1935 (Chap. XII. Les tramways et les parasites).

## O pomiarze prądu emisyjnego metodami chwilowych obciążeń

### Sur la mesure du courant d'émission par les méthodes de charges momentanées

J. Groszkowski i S. Ryżko  
(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

#### WSTĘP.

Mierzenie prądu emisyjnego całkowitego w lampach z katodą o dużej emisji jest połączone z trudnościami, spowodowanymi przez to, że moc wydzielona w lampie podczas pomiaru może przekraczać wielokrotnie moc admysyjną lampy, oraz przez to, że prąd emisyjny, przepływający przez katodę, wydziela w niej pewną dodatkową ilość ciepła i podnosi jej temperaturę. Przy pomiarach tych stosowane są zatem metody oparte na zasadzie krótkotrwałego obciążenia lampy w taki sposób, aby średnia moc wydzie-

lona w lampie w ciągu trwania pomiaru nie przekroczyła mocy admysyjnej elektrod, przez co zmniejsza się również błędy spowodowane dodatkowym ogrzewaniem katody przez prąd emisyjny. Metod takich jest kilka; różnią się one sposobem włączania napięcia anodowego na badaną lampę, oraz sposobem pomiaru prądu anodowego lampy. Niektóre z nich wykorzystują np. wyładowanie poprzez lampę kondensatora o odpowiednio dobranej pojemności przez co uzyskuje się krótki impuls prądu [1] \*). Do pomiaru takich krótkotrwałych impulsów prądu stosowane bywają metody oscylograficzne [2], woltomierze szczytowe, metody mostkowe [3] lub t. p.

\*) Art. oryg. w Zeitschrift für technische Physik 1936, t. 17, z. 5.

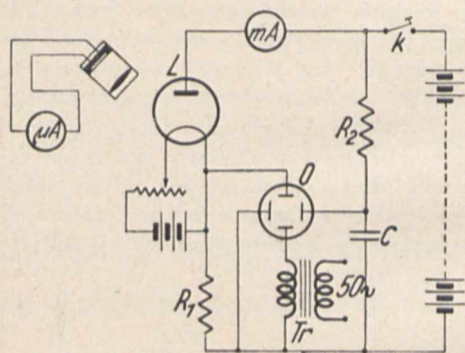
\*) Patrz wykaz literatury.

W pracy niniejszej autorzy wykazują, że pomiar prądu emisyjnego oparty na zasadzie krótkotrwałych obciążeń katody może być obarczony znacznym błędem; przyczyna jego leży w ostygnięciu katody pod wpływem straty energii na emisję elektronów. Błędy tego można uniknąć, mierząc prąd emisyjny dopiero po upływie pewnego czasu od chwili włączenia napięcia anodowego na lampę; czas ten jest zależny od bezwładności cieplnej katody.

**1. Oscylograficzne badanie krótkotrwałego obciążenia katody.**

Podczas mierzenia prądu emisyjnego przy pomocy jednej z metod wspomnianych we wstępie, stosując układ podobny do przedstawionego na rys. 1, zauważono, że wyniki pomiarów przeprowadzonych w ten sposób, odbiegają znacznie od wyników pomiarów bezpośrednich. Ażeby wykryć przyczynę tych rozbieżności, zbadano oscylograficznie przebieg prądu emisyjnego lampy w chwili włączania napięcia anodowego.

Schemat układu stosowanego do tego celu jest uwidoczniony na rys. 1. Napięcie anodowe badanej lampy L zostaje włączone przez naciśnięcie klucza K. Spadek napięcia prądu emisyjnego płynącego przez opór  $R_1$ , jest



Rys. 1.

przyłożony do pionowej pary płytek oscylografu katodowego O; do poziomej pary płytek oscylografu przyłożone jest napięcie o wartości prawie proporcjonalnej do czasu. Napięcie to powstaje na kondensatorze C, ładowanym przez duży opór  $R_2$  z baterji anodowej, przyczem przepływ prądu emisyjnego i ładowanie kondensatora C rozpoczynają się jednocześnie z chwilą naciśnięcia klucza K. Do pionowych płytek oscylografu przyłożone jest ponadto — za pośrednictwem transformatora Tr — niewielkie napięcie zmienne o częstotliwości 50 c, które daje skalę czasu zjawiskom obserwowanym.

W opisanym wyżej układzie zbadano szereg lamp z katodami różnego rodzaju i stwierdzono, że dla większych prądów emisyjnych (przy napięciu anodowym większym od napięcia nasycenia) prąd anodowy lampy nie przybiera od razu ustalonej wartości, lecz dopiero po pewnym czasie od chwili włączenia napięcia anodowego. Przebiegi prądu emisyjnego w czasie dla różnych lamp, z różnymi katodami mają — w zasadzie — charakter podobny; rys. 2 i 3 przedstawia je dla katod wolframowych.

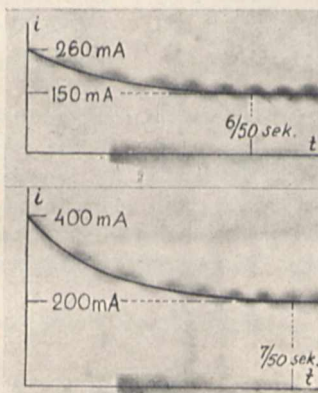
Dla dokładnego zbadania zjawisk, zachodzących przy włączaniu lampy, wykonano dwa specjalne kenotrony z katodą wolframową o konstrukcji anody, przystosowanej do znoszenia większych obciążeń. Kenotrony te posiadały anody identyczne (średnica 6 mm, długość — 30 mm); różniły się tylko grubościami katod, a mianowicie wy-

siły one ca. 0,1 mm, wzgl. ca. 0,2 mm. Przebiegi prądu emisyjnego, tuż po włączeniu napięcia anodowego, otrzymane dla tych kenotronów, są podane właśnie na rys. 2 i 3\*).

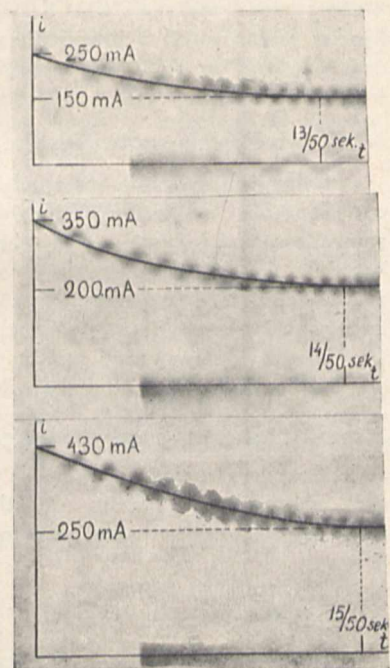
Rys. 2 stosuje się do kenotronu z katodą 0,1 mm dla prądów emisyjnych ustalonych 150 i 200 mA; rys. 3 — do kenotronu z katodą 0,2 mm dla prądów 150, 200 i 250 mA. Napięcie anodowe w obu przypadkach wynosiło 300 V.

**2. Przyczyna nienatychmiastowego ustalania się prądu anodowego.**

Z rys. 2 i 3 wynika, że w lampach badanych prąd anodowy ustala się po pewnym czasie od chwili włączenia napięcia anodowego, przyczem ustalona wartość prądu jest mniejsza niż wartość początkowa i to w stopniu tem większym, im wyższa jest temperatura katody. Czas ustalania się prądu zależy od grubości katody i wynosi



Rys. 2.



Rys. 3.

dla katody cieńszej około 0,12 sek, a dla katody grubszej 0,3 sek. Dla danej katody czas ten jest tem dłuższy, im większy prąd emisyjny czerpiemy z katody.

Powyzsze obserwacje dają podstawę do przypuszczeń, że przebieg opisanego zjawiska jest spowodowany przez efekty cieplne zachodzące w katodzie wskutek emisji elektronów. Zjawisko to może być mianowicie spowodowane przez obniżanie się temperatury katody wskutek pracy wyjścia przy wypromieniowaniu elektronów, (efekt zresztą znany i wykorzystywany dla pomiaru pracy wyjścia elektronu z katody [4]).

Bilans cieplny katody — w tych samych warunkach żarzenia — jest inny dla katody, z której prądu nie pobieramy, niż dla katody, z której czerpiemy elektrony. W pierwszym przypadku energia dostarczona katodzie ze źródła żarzenia jest tracona przez promieniowanie cieplne i świetlne katody oraz przez przewodnictwo cieplne jej doprowadzeń. W drugim przypadku, do tych strat dochodzi jeszcze energia zużyta na wykonanie pracy wyjścia elektronów odpływających. Jasnym jest, że tutaj temperatura katody musi być nieco niższa, aby wyrównać bi-

\*) Należy zaznaczyć, że falisty kształt krzywych jest spowodowany wspomnianem poprzednio napięciem zmiennym o częstotliwości 50 c, przyłożonym dla znaczenia czasu; właściwy przebieg prądu określony jest wypośredkowaną ciągłą linią.

lans cieplny. Ponieważ zaś prąd emisyjny jest jednoznaczna funkcją temperatury powierzchni katody, przeto każdorazowe obniżenie się temperatury katody wywoła jednocześnie spadek prądu emisyjnego.

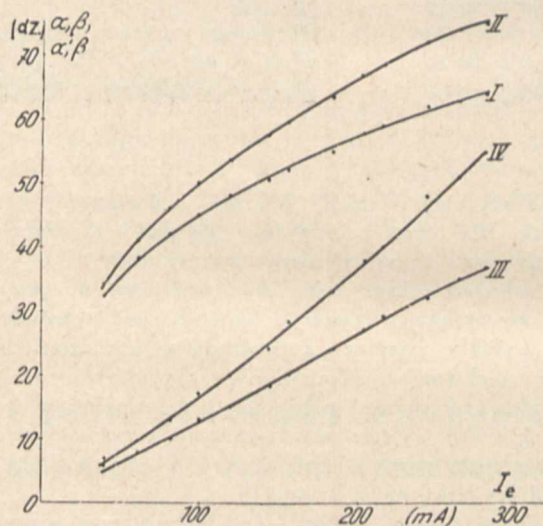
W naszym przypadku, w ostatniej chwili przed zamknięciem obwodu anodowego, temperatura katody jest wyższa, gdyż nie pobiera się z niej elektronów; prąd emisyjny w pierwszej chwili po włączeniu będzie odpowiadał tej temperaturze; po chwili katoda zaczyna stygnąć na skutek straty energii pobieranej przez elektrony, i prąd emisyjny maleje aż do chwili wyrównania się bilansu cieplnego i ustalenia temperatury katody.

Przypuszczenia powyższe potwierdza czas ustalania się prądu emisyjnego (rzad jego wielkości odpowiada przebiegom cieplnym), oraz zjawisko, że czas ten jest tem dłuższy im większa jest bezwładność cieplna katody. Zgodny jest również z przypuszczeniami temi fakt, że różnica wartości prądu początkowego i ustalonego jest tem większa im wyższa jest temperatura katody.

### 3. Doświadczalne potwierdzenie słuszności rozważań.

Celem stwierdzenia, że spadek prądu emisyjnego, tuż po włączeniu napięcia anodowego badanej lampy, jest spowodowany jedynie przez obniżenie się temperatury katody wskutek straty energii na emisję elektronów, przeprowadzono szereg doświadczeń z lampami dwuelektrodowymi, specjalnie w tym celu wykonanymi\*).

Dla wyeliminowania efektu nierównomierności temperatur na końcach katody, anoda (cylindryczna) została podzielona na trzy części, z których środkowa, zaopatrzona w szczelinę podłużną dla obserwacji katody posiadała oddzielne wyprowadzenie. Katoda lampy była dość gruba dla zmniejszenia efektu dodatkowego jej nagrzewania przez przepływający przez nią prąd anodowy. Z lampą tą



Rys. 4.

przeprowadzono szereg pomiarów w układzie przedstawionym na rys. 1. Wyniki tych pomiarów podane są na rys. 4 w postaci czterech krzywych, obrazujących w funkcji ustalonego prądu emisyjnego następujące wielkości:

Krzywa I — wychylenie  $\alpha$  (w działkach) galwanometru połączonego z fotoelementem umieszczonym w pobliżu lampy naprzeciwko szczeliny anody w ten sposób, aby obraz katody skupiony przy pomocy soczewki rysował się wyraźnie na powierzchni fotoelementu [7]. (Krzywa ta

wyraża więc w pewnej skali zależność ustalonego prądu emisyjnego od temperatury katody).

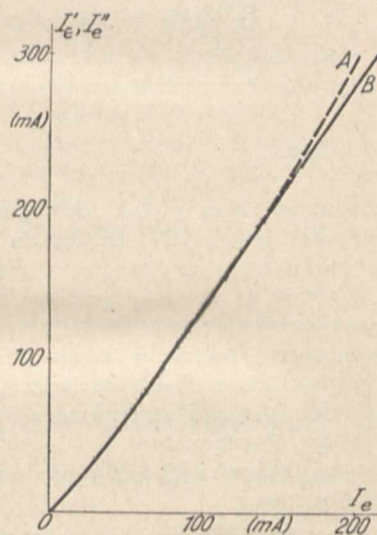
Krzywa II — wychylenie przyrządu fotoelementu  $\alpha'$  (w działkach) zaobserwowane tuż przed naciśnięciem klucza, włączającego napięcie anodowe na lampę.

Krzywa III — wychylenie  $\beta$  punktu świetlnego oscylografu odpowiadające ustalonemu prądowi emisyjnemu.

Krzywa IV — wychylenie  $\beta'$  oscylografu w pierwszej chwili po włączeniu napięcia anodowego.

Zależności powyższe były zdejmowane jednocześnie w następujący sposób: dla warunków żarzenia katody odpowiadających pewnemu ustalonemu prądowi emisyjnemu  $I_e$  odczytywano wychylenie  $\alpha'$  przyrządu fotokomórki; bezpośrednio po tym odczycie, naciskano klucz K, mierząc jednocześnie maksymalne wychylenie  $\beta'$  punktu świetlnego na oscylografie; po ustaleniu się prądu emisyjnego mierzono wychylenie oscylografu  $\beta$  odpowiadające prądowi ustalonemu i odczytywano wartość tego prądu na amperomierzu.

Na podstawie krzywych podanych na rys. 4 można przeprowadzić następujące rozumowanie: ponieważ wychylenie oscylografu jest w każdej chwili proporcjonalne do prądu emisyjnego lampy, zatem mając zmierzoną na amperomierzu wartość prądu ustalonego  $I_e$  łatwo jest obliczyć wartość prądu  $I_e'$  płynącego w pierwszym momencie po włączeniu napięcia anodowego, gdyż mamy odpowiadające tej wartości wychylenie oscylografu  $\beta'$ . Jeśli prąd emisyjny katody jest jednoznaczna funkcją jej temperatury, to wartość prądu w chwili początkowej powinna odpowiadać początkowej temperaturze katody, czyli temperaturze odpowiadającej wychyleniu przyrządu fotoelementu ( $\alpha'$ ) przed naciśnięciem klucza. Zatem jeżeli opisywane zjawisko jest spowodowane jedynie przez spadek temperatury katody wskutek ostygnięcia jej podczas



Rys. 5.

emisji elektronów, to wartości prądu początkowego  $I_e'$  mierzone przy pomocy oscylografu powinny być równe wartościom prądu  $I_e''$  znalezionym z krzywej I na rys. 4 dla temperatury katody istniejącej przed włączeniem klucza (czyli dla wychyleń przyrządu fotoelementu  $\alpha'$ ).

Zależność prądu emisyjnego początkowego  $I_e'$  zmierzonego przy pomocy oscylografu w funkcji prądu ustalonego  $I_e$  przedstawia krzywa A na rys. 5; na tym samym rysunku krzywa B podaje zależność prądu  $I_e''$  znalezione przy pomocy krzywej I z rys. 4 również w funkcji prądu ustalonego  $I_e$ . Jak widać z rysunku, krzywe te przebiegają zgodnie, co świadczy, że zjawisko zmniej-

\* ) Lampy wykonane zostały w Dziale Lamp Elektrowych Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego.

szania się prądu emisyjnego katody, tuż po włączeniu napięcia na lampę, jest spowodowane ochładzaniem się katody, wskutek wypromieniowywania przez nią elektronów.

W sposób powyższy zbadano szereg lamp rynkowych z katodą wolframową i stwierdzono, że dla wszystkich tych lamp otrzymuje się wyniki pomiarów podobne do podanych na rys. 4 i 5. (Należy tu zaznaczyć, że do pomiarów temperatury używano również, bardziej kłopotliwego pirometru optycznego, przyczem wyniki pomiarów były w zasadzie identyczne z wynikami otrzymanymi przy pomocy fotoelementu).

5. Krytyka dotychczasowych metod.

Metody pomiaru prądu emisyjnego, wspomniane na wstępie, przyjmują jako wynik pomiaru szczytową wartość prądu anodowego, zarejestrowaną podczas chwilowego obciążenia lampy; jak wynika jednak z pomiarów przytoczonych wyżej, wartość ta jest większa od wartości prądu ustalonego, odpowiadającego danym warunkom żarzenia katody. Dlatego też prądy emisyjne zmierzone przy pomocy tych metod mogą być znacznie większe od prądów rzeczywiście odpowiadających danym warunkom żarzenia katody\*). Ażeby uniknąć błędów, należy przy stosowaniu tych metod przedłużyć czas obciążenia lampy w takim stopniu, aby temperatura katody zdążyła się ustalić i dopiero wówczas zmierzyć wartość prądu emisyjnego. Do pomiarów przeprowadzanych w ten sposób najlepiej

\*) Wydaje się nam, iż zbyt wygórowane wyniki co do wydajności niektórych katod, jakie otrzymali Patai i Frank [1], dadzą się wytłumaczyć tem zjawiskiem.

będzie się nadawała metoda pozwalająca na obserwację prądu emisyjnego w czasie czyli metoda oscylograficzna. Niestety, czas ustalenia się temperatury katody może być niekiedy wystarczający, aby lampa uległa uszkodzeniu wskutek wydzielenia w niej zbyt dużej energii, w takich wypadkach dokładne określenie prądu emisyjnego napotyka na znaczne trudności.

Streszczenie.

Pomiar prądu emisyjnego oparty na zasadzie krótkotrwałego obciążenia lampy może być obarczony znacznym błędem, dochodzącym do paruset procent. Jest to spowodowane obniżaniem się temperatury katody, wskutek energii traconej na pracę wyjścia elektronów; temperatura katody nie zdąży ustalić się podczas krótkotrwałego przepływu prądu przez lampę. Czas ustalenia się temperatury katody zależy od jej bezwładności cieplnej oraz od wartości pobieranego prądu emisyjnego. Np. dla lamp z katodą wolframową zbadanych przez autorów czas ten wynosi około 0,15 sek dla katody o grubości ok. 0,1 mm i 0,30 sek dla katody o grubości ok. 0,2 mm.

Literatura.

1. E. Patai i G. Frank, Zeitschr. f. Techn. Phys. 16, Nr. 9, (1935), 234.
2. E. L. Chaffee, Proc. Inst. Rad. Eng. 10, (1922), 440.
3. M. Guéritot, L'Onde Electrique 2, (1923), 557.
4. E. N. Gribanow, Żurnał Techn. Fiz. 5 (1935) zes. 8.
5. J. Groszkowski, L'Onde Electrique 10, (1931), 541.

## Zniekształcenia nieliniowe mikrofonów węglowych.

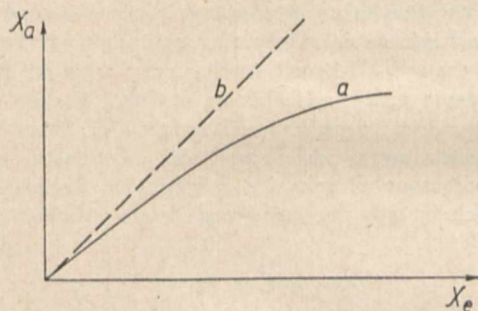
### La distorsion non-linéaire des microphones à charbon.

T. Korn

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

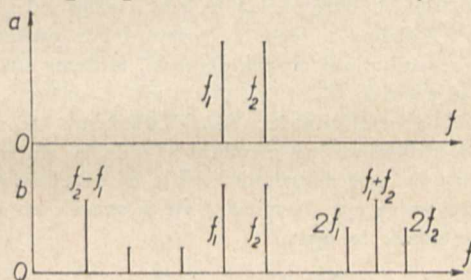
Nielinijowość pracy wkładki mikrofonowej proskowej daje skutki odmienne i szkodliwsze od tych, jakie wynikają z nieliniowości innych czwórników elektroakustycznych (np. wzmacniak, słuchawka i t. p.). W wypadkach ogólnych bo-

znacznie mniej brzęku, niż wkładki, pracujące z rożkami typu P. I. T., wzmacniającymi tony wysokie. Wszystko to dowodzi, że nieliniowość pracy wkładki ma inną przyczynę, niż nieliniowość ogólnego czwórnika elektroakustycznego.

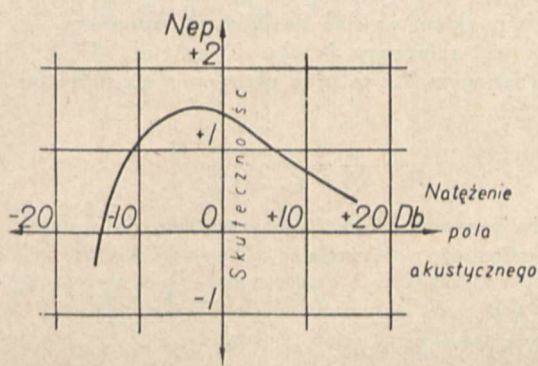


rys. 1.  
Rys. 1.

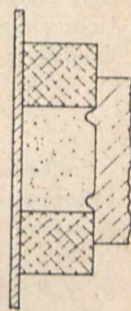
wiem zniekształcenia nieliniowe powodują: 1) zmniejszenie przyrostów wielkości wyjściowej do wejściowej wg. rys. 1, i 2) powstawanie tonów harmonicznych i kombinowanych wg. rys. 2. Zniekształcenie wkładki mikrofonowej natomiast daje efekt odmienny. Zależność między mocą elektryczną, otrzymaną w funkcji natężenia dostarczonego pola akustycznego wyraża się krzywą z rys. 3. Ponadto w czasie pracy pojawiają się prócz tonów kombinowanych jeszcze zakłócenia w postaci szumów i brzęków. Co więcej, wielkość tych efektów jest zależna od częstotliwości tonu. Wkładki, pracujące z przykrywkami metalowymi, tłumiącymi tony wysokie, dają



Rys. 2.



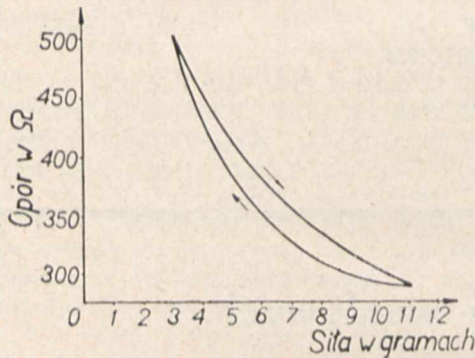
Rys. 3.



Rys. 4.

Powierzchniowa obserwacja nasunęła przypuszczenie, że źródłem zakłóceń podczas pracy wkładki jest złączenie membrany. Badania jednak nie potwierdziły tego mniemania, gdyż wkładki z membranami specjalnie dociskanymi nie dawały odczuwalnej poprawy. Stąd wynika wniosek, że przyczyna złego leży w samym procesie modulacji oporu wkładki. Znaczący to, że zniekształcenia te nie wynikają z krzywoliniowości charakterystyki statycznej mikrofonu, lecz że zachodzą w nim zjawiska o charakterze dynamicznym, które zmieniają zasadniczo obraz pracy mikrofonu.

**Charakterystyka statyczna i dynamiczna mikrofonu węglowego.** Zasadniczy schemat proszkowej wkładki mikrofonowej zwykłego typu przedstawia się jak na rys. 4. Jest to typ mikrofonu o t. zw. działaniu bezpośrednim (franc. à action directe, niem. Längstromprinzip), t. j. w którym membrana służy jednocześnie za elektrodę, a kierunek przepływu prądu pokrywa się z kierunkiem ruchu membrany. Zdjęcie charakterystyki statycznej takiego mikrofonu polega na wyznaczeniu zależności między oporem wkładki a ciśnieniem, działającym na membranę. Zależność taka omawiana w literaturze wielokrotnie była w ostatnim czasie opublikowana przez F. S. Goucher'a (rys. 5). Krzywa taka (z pominięciem zjawisk histerezy) posiada odcinek dostatecznie pro-



Rys. 5.

stolinijny w zakresie od 3 do 6 gr. Ciśnienia akustyczne, działające na membranę przy normalnym obciążeniu, dochodzą do 10  $\mu$  bar, t. j. membrana średnicy około 50 mm, działająca jako tłok, byłaby obciążona siłą o amplitudzie najwyższej 0,2 gr. Widzimy z tego, że przez dobór punktu pracy na części prostoliniowej charakterystyki, możemy uważać, że przebieg zależności  $R = f(p)$  pozostaje z dużym zapasem w granicach prostoliniowości. Jeżeli założymy, że ciśnienie akustyczne, działające na membranę, zmienia się w sposób sinusoidalny, to opór mikrofonu będzie na zasadzie prostoliniowości krzywej z rys. 5 zmieniał się w sposób sinusoidalny bez zniekształceń, to jest:

$$R = R_0 - r_m \sin \omega t$$

Założenie to jest przyjmowane przez najpoważniejszych autorów i jest punktem wyjścia do dalszych wniosków. Jeżeli mikrofon jest załączony do obwodu ze stałą SEM  $E$  i oporem zewnętrznym  $R_z$ , to prąd płynący w obwodzie będzie się wyrażał

$$I = \frac{E}{R_0 + R_z - r_m \sin \omega t}$$

Rozwinięcie matematyczne tego wyrażenia daje amplitudę prądu zmiennego w obwodzie:

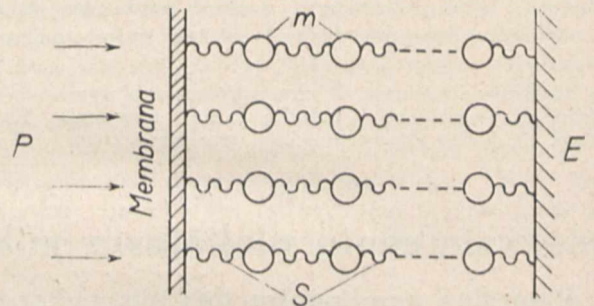
$$i_1 = \frac{2 E}{\sqrt{(R_z + R_0)^2 - r_m^2}} \cdot \frac{\sqrt{(R_z + R_0)^2 - r_m^2} - (R_z + R_0)}{r_m} \quad \cdot \quad I$$

i wielkość detekcji

$$\Delta i = E \left( \frac{1}{\sqrt{(R_z + R_0)^2 - r_m^2}} - \frac{1}{R_z + R_0} \right) \quad \cdot \quad II$$

Ta ostatnia wielkość byłaby miarą zniekształceń nieliniowych mikrofonu. Jednak doświadczenie wykazuje, że zniekształcenia istniejące faktycznie w mikrofonie są zupełnie innego charakteru i pochodzenia niż te, jakich należałoby się spodziewać na podstawie wzoru II. Z tych wzorów wynika bowiem, że detekcja mikrofonowa daje przyrost prądu stałego w obwodzie. Tymczasem doświadczenie przeprowadzone na szeregu wkładek wykazuje, że charakter detekcji nie daje się absolutnie wyjaśnić wzorem II. Dla dużych amplitud i częstotliwości detekcja przybiera znak ujemny, przyczem wielkość jej zmienia się nie tylko z amplitudą, lecz i z częstotliwością. Detekcja ujemna zależy również w stopniu zasadniczym od konstrukcji komory proszkowej; we wkładkach, pracujących na zasadzie „action directe”, jest ona specjalnie znaczna, tak, że przy wielkich obciążeniach powoduje ona niemal zupełny zanik prądu zasilającego.

Rażąca sprzeczność doświadczenia ze wzorem II dowodzi, że praca wkładki odbywa się, jak przypuszczaliśmy, nie według charakterystyki statycznej, lecz według pewnych praw dynamicznych. Na podstawie doświadczenia musimy uznać istnienie „detekcji dynamicznej”, przeciwdziałającej i przewyższającej detekcję statyczną.

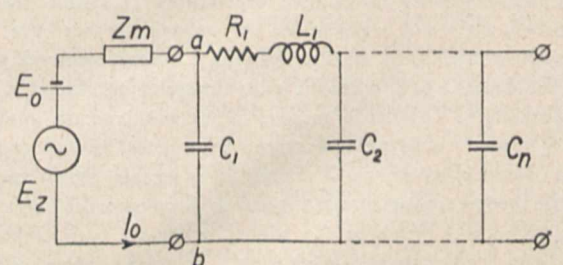


Rys. 6.

**Przyczyny zniekształceń dynamicznych.** Różnica zachowania się statycznego i dynamicznego wkładki powstaje stąd, że wkładka mikrofonowa proszkowa nie jest układem mechanicznym jednorodnym, lecz zespołem części, których zachowanie się zależy od amplitudy i częstotliwości siły wymuszającej. Schemat mechaniczny wkładki daje się w przybliżeniu przedstawić jak na rys. 6 w postaci zespołu membrany, ziarenek proszku i elektrody stałej. Warstwy proszku posiadają swoją masę ( $m_n$ ) oraz siły elastyczne, którymi są połączone ze sobą i z elektrodami. Zachowanie się takiego układu, gdy na membranę działa ciśnienie sinusoidalne:

$$p = p_0 + p_m \sin \omega t$$

będzie zupełnie swoiste, to jest stany chwilowe nie będą najmniej przebiegać według krzywej wyznaczonej przy zmianie  $p$  w sposób statyczny. Dla zilustrowania tej różnicy

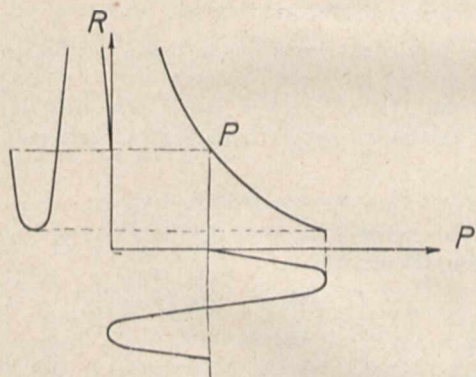


Rys. 7.

użyjemy znanej analogji mechaniczno-elektrycznej i przedstawimy układ z rys. 6 w postaci zastępczego schematu elektrycznego (rys. 7).

Przy zdejmowaniu charakterystyki statycznej  $E_x = 0$ , układ pracuje bezprądowo, napięcia na wszystkich kondensatorach są jednakowe. Natomiast w wypadku obecności SEM zmiennej w obwodzie płyną prądy, które powodują niejednorodny rozkład napięć na kondensatorach.

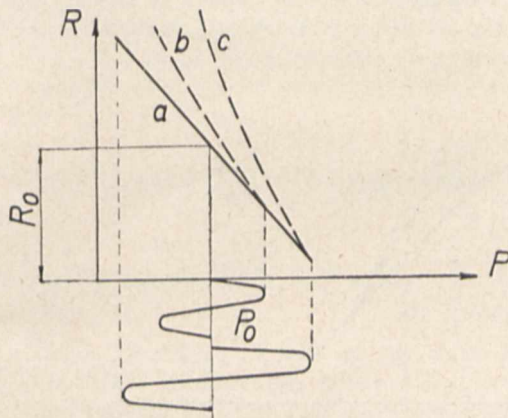
Opór  $Z_m$  jako reprezentujący opór mechaniczny membrany, jest dostatecznie duży wobec oporu wejściowego układu  $a-b$ . Stąd też możemy przyjąć, że prąd  $i_0$  (odpowiadający szybkości membrany) będzie zmieniał się wraz ze zmianami oporu  $Z_w$  w sposób nieznaczny. W ten sposób układ nasz staje się łańcuchem filtrów elektrycznych o stałym prądzie wejściowym. Rozpływ tego prądu przez poszczególne kondensatory będzie regulowany obecnością samoindukcji i oporów  $L_n$  i  $R_n$ . Dla częstotliwości ponad rezonans, tłumionym zresztą znacznie obecnością dużego  $R_n$ , prądy w kondensatorach będą malały w miarę oddalania się od źródła, czyli że nastąpi nierównomierność rozplywu prądu. Nierównomierność ta spowoduje większe napięcie na  $a-b$ , czyli na pierwszym kondensatorze  $C_1$ . Zjawisko to będzie występowało w stopniu tem większym, im częstotliwość prądu będzie się bardziej oddalała od częstotliwości rezonansowej filtrów. Zakładając wielką ilość ogniw (warstw proszku) stwierdzamy, że przeciążenie kondensatorów bliskich przy membranie będzie niepomiernie większe przy prądzie zmiennym, niż przy stałym, przyczem zależęć będzie od częstotliwości. Przechodząc na grunt mechaniczny należy to rozumieć jako nierównomierność amplitud ciśnień między poszczególnymi warstwami. O ile warstwy położone przy elektrodzie stałej będą ulegały nieznacznym zmianom odległości wzajemnej i ciśnienia, o tyle warstwy leżące przy membranie będą tych zmian doznawały w sposób znacznie większy. Amplituda tych zmian przy dużych przeciążeniach może przekraczać nawet wielkość ciśnienia statycznego w punkcie pracy. W ten sposób założenie prostoliniowości według wzoru II staje się nierealne i modulacja oporu tych warstw odbywa się wg. rys. 8. Całkowity opór wkładki jest sumą szeregową oporów poszczególnych przejść, a więc przeciążeniu i zniekształcenia pierwszych warstw decydują o przeciążeniu i detekcji całej wkładki. Wskutek tego wartość oporu wkładki będzie podczas pracy przebiegać krzywą roboczą odmienną od charakterystyki statycznej wkładki. Różnica ta



Rys. 8.

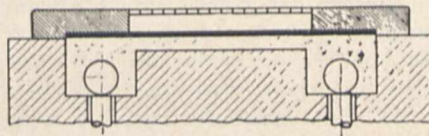
będzie zależała od amplitudy i jest przedstawiona na rys. 9, gdzie znajdujemy szereg osi charakterystyk roboczych dla różnych amplitud. Z układu tych krzywych wynika, że dla wielkich amplitud przewodność wkładki może się zerwać zupełnie, gdyż średni opór wkładki wzrasta bez granic. Zjawisko takie powoduje spadek skuteczności wkładki i odpowiada przejściu na część spadającą krzywej z rys. 3. Łącz-

nie ze spadkiem skuteczności i wzrostem zniekształceń pojawiają się zakłócenia, pochodzące od nagłych wzrostów oporu wkładki. Zakłócenia te objawiają się w postaci szumów i brzęków i są wynikiem iskrzenia wkładki.



Rys. 9.

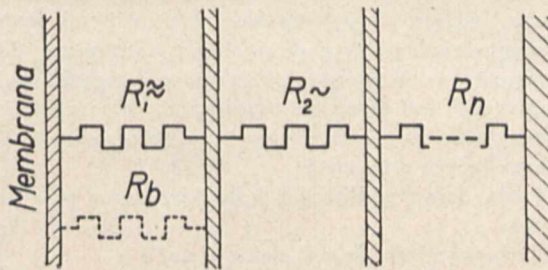
*Sposoby usunięcia zniekształceń dynamicznych.* Dokuczliwość zniekształceń dynamicznych spowodowała, że przy budowie mikrofonów węglowych wysoko-wartościowych, stosuje się nie zasadę „działania bezpośredniego”, lecz „działania pośredniego”. Przy tej zasadzie obie elektrody są nieruchome, membrana zaś posiada powierzchnię izolowaną, i służy jedynie do przenoszenia ciśnienia na całą masę proszku. Efekt przesterowania pierwszych warstw proszku przy



Rys. 10.

membranie nie pociąga tu żadnych skutków słyszalnych, gdyż kierunek przepływu prądu jest prostopadły do kierunku ruchu membrany. Na tej zasadzie (Querstromprinzip) konstruowane są mikrofony wysoko-wartościowe Reisz'a (rys. 10). Podobną zasadę przyjęła firma Bell Telephone System w swym nowym aparacie telefonicznym.

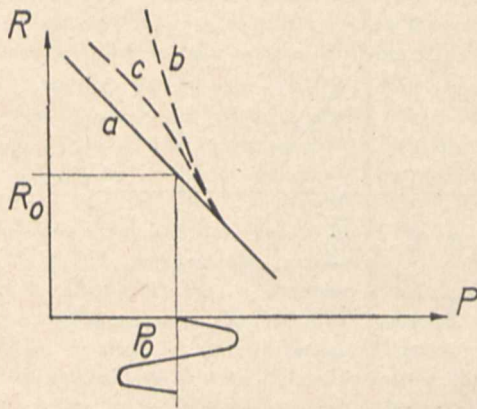
Stosowanie zasady działania pośredniego powoduje jednak spadek skuteczności mikrofonu, gdyż warstwy proszku najbardziej sterowane grają przy tej zasadzie niewielką rolę w modulacji oporu całego mikrofonu.



Rys. 11.

P. I. T. opracował konstrukcję komory proszkowej, która łączy w sobie obie zasady i która bez straty skuteczności usuwa w znacznym stopniu zniekształcenia dynamiczne. Konstrukcja ta wychodzi z zasady „działania bezpośredniego” (rys. 11). Zniekształcenia dynamiczne polegają, jak wiemy, na przesterowaniu oporu  $R_1$  oraz częściowo oporów najbliższych ( $R_2$  i t. d.), przyczem efekt przesterowania ma-

leje szybko przy oddalaniu się od membrany. Dla usunięcia przesterowania całej wkładki należy opór  $R_1$  zabocznikować oporem  $R_b$ , który będąc dostatecznie duży podlega modulacji w sposób nieznaczny. Obecność takiego oporu zmienia charakterystykę dynamiczną wkładki w sposób uwidoczny na rys. 12. Realizacja takiego oporu daje się uzyskać

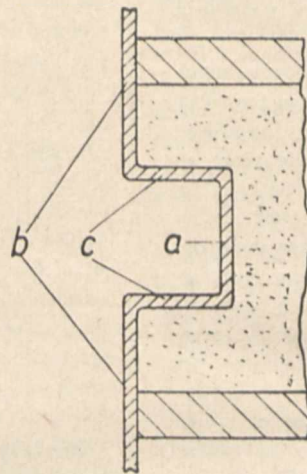


Rys. 12.

przez wprowadzenie dodatkowego oporu przejścia z membrany do proszku, któryby działał na zasadzie „action indirecte” i jako taki nie podlegał przesterowaniu. Opór taki posiadają np. te części membrany, które wykonywują ruch prostopadły do przepływu prądu, a więc w kierunku stycznym do swej powierzchni. Z tego wynika wniosek techniczny. Dla usunięcia zniekształceń dynamicznych z zachowa-

niem zasady „działania bezpośredniego” należy kształt membrany zaprojektować tak, aby główna część jej powierzchni wykonywała podczas drgań ruch prostopadły, podczas gdy dalsza jej część winna ślizgać się stycznie do proszku.

Takiem rozwiązaniem jest wyprofilowanie membrany w kształcie przedstawionym na rys. 13. Części a i b będą



Rys. 13.

pracowały na zasadzie działania bezpośredniego, dając wkładce dużą skuteczność, część c będzie wytwarzała opór bocznikujący, zabezpieczający pierwsze warstwy proszku od przeciążenia.

Rozwiązanie konstrukcyjne. Wyprowadzona wyżej zasada komory bezszmerowej znajduje zastosowanie w nowych wkładkach MB i CB, projektowanych przez P. I. T.

Zastosowanie tej komory, poza usunięciem zniekształceń dynamicznych, posiada jeszcze następujące zalety:

1. Zmniejsza szumy mikrofonowe, powstające przy wstrząsach.
2. Uniezależnia pracę wkładki od kąta położenia, czyniąc ją zdatną do pracy w dowolnym położeniu.
3. Zmniejsza zużycie wkładki przez usunięcie iskrzeń i przeciążeń wkładki.

Stopień, w jakim występuje ta poprawa, zależy od indywidualnego skonstruowania i wymiarowania komory. Ścisłe wartości liczbowe, osiągnięte przez stosowanie komory bezszmerowej, będą podane przy opisie projektu nowych wkładek MB i CB.

## Kuliste rezonatory piezoelektryczne

### Les résonateurs piezoélectriques sphériques

Inż. S. Kamiński

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

#### Wstęp.

Kula piezoelektryczna, jako ciało idealnie symetryczne, pozwala określić szereg własności kierunkowych materiału. W kuli drgania nie sprzęgają się w ten sposób, jak w płytkach, gdzie występują trzy różne wymiary. Drgania podłużne mają w kuli specjalny charakter ze względu na możliwość rozchodzenia się fali sprężystej w dowolnym kierunku bez wpływu asymetrii bryły i z uwzględnieniem własności anizotropowych kwarcu. Metodą kuli piezoelektrycznej można określić szereg własności kierunkowych materiału, a mianowicie: współczynnik cieplny wydłużenia w dowolnym kierunku, wielkość kąta skręcania płaszczyzny polaryzacji optycznej, kąt skręcania płaszczyzny polaryzacji w polu elektrycznym. W pracy niniejszej przeprowadzono badania następujących własności:

1) Dla drgań podłużnych (dla kierunków pola wzbudzającego:

- a) równoległego do osi elektrycznej i
- b) równoległego do osi mechanicznej);
- c) częstotliwość własna (stała kwarcu);
- d) sposób pobudzania (elektrostatyczny i elektromagnetyczny);

2) drgania poprzeczne;

3) wpływ położenia osi krystalograficznych w stosunku

do kierunku pola wzbudzającego na częstotliwość i amplitudę drgań;

4) współczynnik cieplny częstotliwości i jego zależność od położenia osi.

5) tłumienie rezonatora.

#### 1) Drgania podłużne.

Kula piezoelektryczna może drgać podłużnie podobnie, jak pierścień lub walec, których osie są równoległe do osi optycznej (1). Z ogólnej teorii piezoelektrycznej (2) wynikają zależności między polaryzacją, deformacją i ciśnieniem.

$$P_1 = e_{11} \cdot x_x + e_{12} \cdot y_y + e_{14} \cdot y_z$$

dla osi X równoległej do kierunku pola  $x_x, y_y$  — wydłużenia w kierunkach X i Y.

$$P_1 = e_{11} \cdot x_x + e_{12} \cdot y_y, \dots \dots \dots (1)$$

$$P_2 = e_{25} \cdot z_z + e_{26} \cdot x_x, \dots \dots \dots (2)$$

Drugie równanie wyraża polaryzację do osi Y równoległej do kierunku pola.

a) Kierunek pola wzbudzającego równoległy do kierunku osi elektrycznej (rys. 1-a). Zachodzi tu zjawisko jak dla płytki prostokątnej cięcia X dla fali X; wymiar w kierunku pola rośnie zaś poprzeczny kurczy się i odwrotnie.

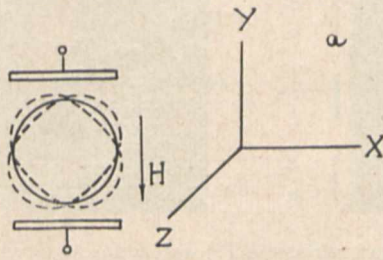
b) Pole wzbudzające jest równoległe do osi mechanicznej (rys. 1-b). Dla osi Y równoległej do kierunku pola elektrycznego odkształcenia będą tylko kątowe, jak wynika ze wzoru (2). Kula przyjmie — po odkształceniu — kształt

\*) Wyciąg z pracy dyplomowej, wykonanej w Zakładzie Radjotechniki Politechniki Warszawskiej pod kierunkiem prof. dr. I. Groszkowskiego.

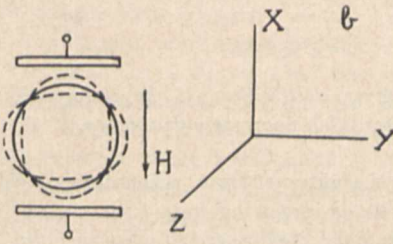


elipsoidu, którego oś duża będzie nachylona do kierunku pola pod pewnym kątem.

Pomierzono cztery rezonatory kuliste; częstotliwości najniższe spełniają warunek dla drgań podłużnych. Z ta-



Rys. 1-a.



Rys. 1-b.

beli I wynika, że częstotliwość kuli jest odwrotnie proporcjonalna do średnicy. Wynika ta zależność z ogólnego wzoru dla drgań podłużnych

$$F = \frac{K}{\Phi} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \dots \dots \dots (3)$$

$\Phi$  — średnica kuli,  $\rho$  — gęstość kwarcu,  $K$  — rząd harmonicznej. Wzór (3) obowiązuje dla płytek w przypadku, gdy grubość jest dostatecznie mała w stosunku do pozostałych wymiarów. W kuli zgodność dla drgań podłużnych jest



Rys. 2.  
 $F = 177,5$  kc;  $\Phi = 15,8$  mm.

większa według wzoru (3), gdyż niema sprzężeń, wynikłych z niesymetrii bryły. Częstotliwość własna kuli będzie zależać od modułu Younga, który posiada w przestrzeni dwa ekstrema. Rys. 2 przedstawia drgania podłużne o najniższej częstotliwości dla kuli  $\Phi = 15,8$  mm; częstotliwość dla kuli ma odpowiednik w częstotliwości cylindra z kwarcu  $F = 118$  kc;  $\Phi = 24,715$  m,  $h = 36,67$  mm (1). Oś optyczna kuli jest prostopadła do płaszczyzny, przechodzącej przez maximum świecenia.

c) Częstotliwość własna (stała kwarcu).

Z tabeli I wynika, że iloczyn średnicy przez częstotliwość własną jest bardziej stały, niż ma to miejsce dla płytek, gdzie występuje asymetria. Iloczyn  $F \times \Phi$  dla kuli wynosi średnio  $\Delta = 2805$  kc. mm, podczas gdy dla płytki cięcia X —  $\Delta = 2700$  kc. mm, zaś dla cięcia Y  $\Delta = 1900$  kc. mm.

2) Drgania poprzeczne.

Drgania częstotliwości wyższej  $F = 262$  kc są przedstawione na rys. 3-a i 3-b. Fala sprężysta posiada cztery

Tabela I.

Średnica kuli $\Phi$ mm	33,0	21,52	15,8	7,67
Częstotliwość $F$ kc	84,75	130,2	177,55	366
Stała kwarcu $\Delta = F \times \Phi = \text{kc. mm}$	2 800	2 807	2 806	2 810

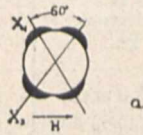
wartości maksymalne na obwodzie koła, o kątach  $60^\circ$  i  $120^\circ$  między parami. Częstotliwość ta przedstawia dwa rodzaje fali sprężystej, która daje dwa koła pod prostym kątem. Zmiana figury występuje wskutek przesunięcia fazowego bez zmiany częstotliwości. Na rys. 3-c występuje fala sprężysta w postaci dwóch kół, przecinających się pod kątem prostym; na każdym występują po cztery wartości maksymalne. Siatka powierzchni jest przedstawiona obok. Osie elektryczne pokrywają się z wartościami max. świecenia (rys. 3-d), fala sprężysta tworzy w tym przypadku również dwa koła wzajemnie prostopadłe. Bardziej skomplikowane drgania występują dla częstotliwości  $F = 326,5$  kc rys. 3-e. Tworzą się 3 koła, każde po sześć punktów, przesunięte względem siebie o  $60^\circ$ . Drganie przestrzenne specjalnego typu występuje dla  $F = 378$  kc (rys. 7) w formie dwóch kół równoleżnikowych oddalonych od siebie o połowę odległości między dwoma punktami świecącymi. Na każdym kole znajduje się po 6 punktów, parami do siebie zbliżonych. Częstotliwość  $F = 442$  kc charakteryzuje się przez drganie sprężyste, składające się z dwóch trójkątów, leżących na krańcach średnicy. Drgania przedstawione powyżej są poprzeczne; pewne podobieństwo istnieje do drgań tego rodzaju dla płytek ( $Y_0$ ), ciętych pod kątem do osi optycznej (9). Dla płytki w tym przypadku drganie sprężyste posiada dwa prostopadłe kierunki, równoległe do osi X i rzutu Z. Żeby stwierdzić kierunek rozchodzenia się fali sprężystej, obraz drgań otrzymano przy pomocy likopodjum. Układ rezonatora kondensatorowy; kierunek osi optycznej poziomy (rys. 4), kąt między kierunkiem drgań a osią optyczną wynosi  $\varphi = 71^\circ 32'$ ; odpowiada on wartości kierunkowej modułu Younga (6). Dla  $\Phi = 33$  mm podano częstotliwość  $F = 179,8$  kc (rys. 5); fala sprężysta posiada cztery wartości, między którymi kąty wynoszą odpowiednio  $60^\circ$  i  $120^\circ$ . Oś Z jest prostopadła do płaszczyzny rysunku. Nie można wnioskować, że kąty, jakie otrzymujemy między wartościami maksymalnymi świecenia są kątami rozchodzenia się fal (6), gdyż anizotropia modułu Younga nie odpowiada takiemu samemu przebiegowi stałej piezoelektrycznej. Rezonator będzie drgać w kierunku ekstremum modułu Younga, zaś świecenie będzie funkcją efektu piezoelektrycznego.

Zastosowano do wzbudzenia drgań poprzecznych układ 4 elektrod (rys. 6) dla kuli  $\Phi = 21,52$  mm  $F = 153,5$  kc. Kierunek osi Z pokrywał się z jedną parą elektrod. Rezonator starał się obrócić tak, aby oś optyczna Z była prostopadła do płaszczyzny, przeprowadzonej przez cztery elektrody. Jest to położenie odpowiadające minimum energii piezoelektrycznej kuli kwarcowej.

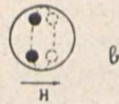
Wyniki pomiarów częstotliwości własnych kul kwarcowych podano w tabeli II.

Tabela II.

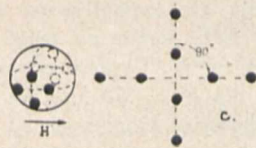
$\Phi$ mm kuli	$F_1$	$F_2$	$F_3$	$F_4$	$F_5$	$F_6$	$F_7$
33,0 mm	84,75	125,1	179,8	190,5	451		
21,52	130,2	188,7	242,1	282	424	446	
15,8	177,55	262	286	286,1	326,5	378	442



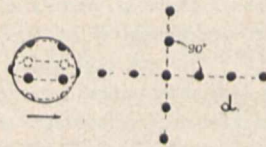
a)  $F = 262$  kc;  $\Phi = 15,8$  mm.



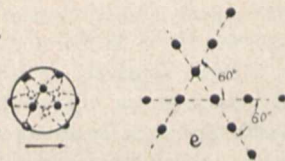
b)  $F = 262$  kc.



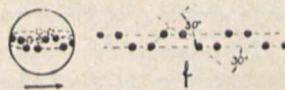
c)  $F = 286$  kc.



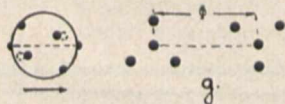
d)  $F = 286,1$  kc.



e)  $F = 326,5$  kc.



f)  $F = 378$  kc.



g)  $F = 442$  kc.

Rys. 3.

W kwarcu mogą istnieć trzy zasadnicze częstotliwości, różne co do natury drgań i wielokrotności ich fal sprężystych. Częstotliwości te wyrażą się następująco:

$$F_p = \frac{K}{2 \cdot \Phi} \sqrt{\frac{E_1}{\rho}} \quad (\text{drgania podłużne}) \quad (4)$$

$$F_s = \frac{K}{2 \cdot \Phi} \sqrt{\frac{E_2}{\rho}} \quad (\text{drgania skręcania } E_2 - \text{moduł Younga na skręcanie}) \quad (5)$$

$$F_g = \frac{\Psi_K^2}{8 \pi \cdot \Phi} \sqrt{\frac{E_1}{\rho}} \quad (\Psi_K - \text{spółczynnik częstotliwości dla harmonicznych gięcia}) \quad (6)$$

Dla drgań skręcania (5) założono, że stosunek długości walca do średnicy jest znaczny. Ponieważ dla kuli stosunek ten równy jest jedności, przeto wzory te (5) i (6) są bardzo przybliżone.

3) *Wpływ położenia osi krystalograficznych w stosunku do kierunku pola wzbudzającego.*

Cechą charakterystyczną rezonatora kulistego jest zależność amplitudy drgań od kąta ( $\beta$ ) między osią optyczną a kierunkiem pola elektrycznego. Wpływ kąta ( $\beta$ ) dla kuli  $\Phi = 33,0$  mm;  $F = 84,75$  kc przedstawiony jest na wykresie rys. 7. Potwierdzają się na nim obliczenia charakterystyki statycznej efektu piezoelektrycznego, podane przez Voigt'a.

Z wykresu wynika, że gdy kierunek pola elektrycznego pokrywa się z osią optyczną, kula zachowuje się jak ciało elektrycznie obojętne. Maksimum efektu piezoelektrycznego wypada dla osi Z, prostopadłej do kierunku pola elektrycznego ( $\beta = 90^\circ$ ) dla płaszczyzny, przechodzącej przez osie: optyczną i elektryczną. Wykres efektu piezoelektrycznego dla płaszczyzny, przechodzącej przez osie: optyczną i mechaniczną, podany jest na rys. 8. Analogicznie jak dla charakterystyki statycznej, charakterystyka dynamiczna będzie posiadała maksimum, przesunięte o  $6^\circ$  od normalnego położenia względem osi optycznej. Dla wartości maksimum prądu, płynącego przez rezonator będzie minimum częstotliwości. Zmiana częstotliwości wskutek zmiany kąta w płaszczyźnie, przechodzącej przez oś optyczną, jest b. mała i nie przekracza 0,01%, a więc nie zależy od wartości w danym kierunku modułu Younga. W przeciwnym przypadku zmiana częstotliwości zachodziłaby dla drgań podłużnych w stosunku

$$\frac{F_1}{F_2} = \sqrt{\frac{E_{\max.}}{E_{\min.}}} = \sqrt{\frac{13,05}{7,06}} = 1,36$$

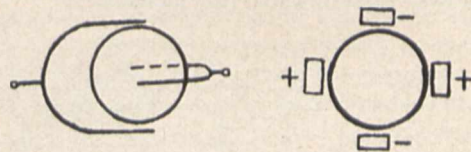
W kwarcu kulistym, zależnie od kierunku pola elektrycznego w stosunku do osi optycznej, zmienia się przewodność kilkadziesiąt razy, a przez to stała dielektryczna. Czynniki te powodują niewielką zmianę częstotliwości. Celem stwierdzenia wpływu kąta  $\alpha$  między kierunkiem pola i osiami X i Y, ustalono  $\beta = 90^\circ$  (oś Z prostopadła do kierunku pola). Rys. 9 podaje dla częstotliwości  $f = 84,75$  kc i średnicy kuli  $\Phi = 33,0$  mm napięcie na oporze R (czyli prąd, płynący przez rezonator). Wykres jest podobny do charakterystyki statycznej efektu piezoelektrycznego. Wskutek zmiany kąta między kierunkiem pola a osiami X, Y jest zmiana częstotliwości około 0,01%, a więc moduł Younga, względem którego kula drga, pozostaje niezmienny.

Celem stwierdzenia charakteru drgań kuli kwarcowej w przypadku dwóch częstotliwości blisko siebie leżących, które dają dwie fale sprężyste prostopadle do siebie (kwarc



Rys. 4.  
 $F = 125,1 \text{ kc}; \Phi = 33,0 \text{ mm.}$

Rys. 5.  
 $F = 179,8 \text{ kc}; \Phi = 33,0 \text{ mm.}$

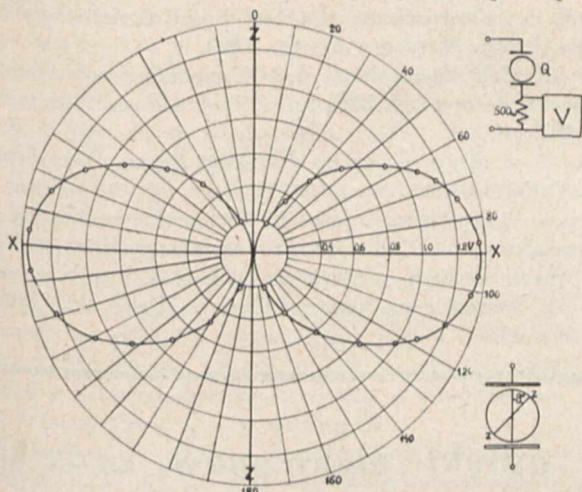


Rys. 6.  
 $F = 153,5 \text{ kc}; \Phi = 21,52 \text{ mm.}$

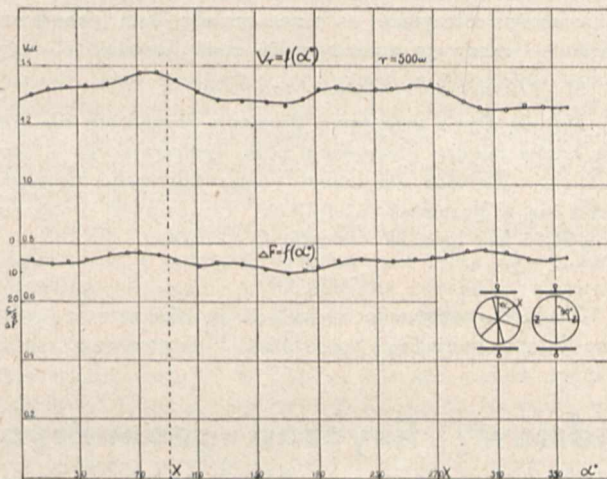
w neonie), obracano ją w płaszczyźnie XY i mierzono prąd. Przebiegi zmian prądu oraz częstotliwości w okolicy rezonansów  $F = 129,2 \text{ kc}$  i  $F_2 = 130,2 \text{ kc}$  w funkcji kąta między polem wzbudającym a osiami XY są przedstawione na rys. 10. Wartości maksymalne prądu dla tych częstotliwości są względem siebie przesunięte o  $90^\circ$ . Potwierdza to świecenie kuli w neonie; fale sprężyste są prostopadłe

4) Spółczynnik cieplny częstotliwości.

Zbadano wpływ kąta między osiami a kierunkiem pola wzbudającego na współczynnik cieplny częstotliwości.



Rys. 7.  
Rezonator kulisty  $\Phi = 33,0 \text{ mm. F} = 84,75 \text{ kc.}$   
Charakterystyka dynamiczna efektu piezoelektrycznego.

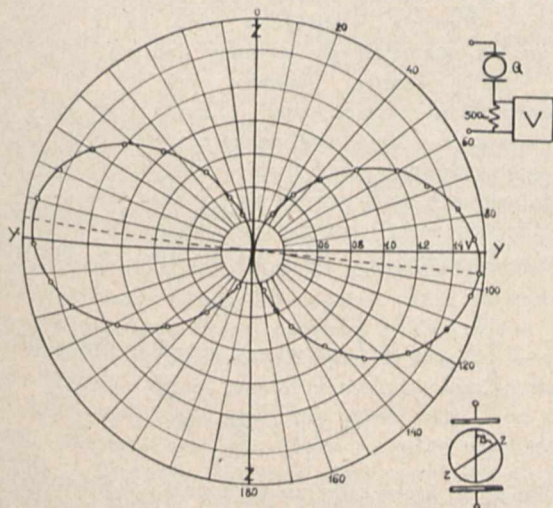


Rys. 9.  
Rezonator kulisty  $\Phi = 33,0 \text{ mm. F} = 84,75 \text{ kc.}$

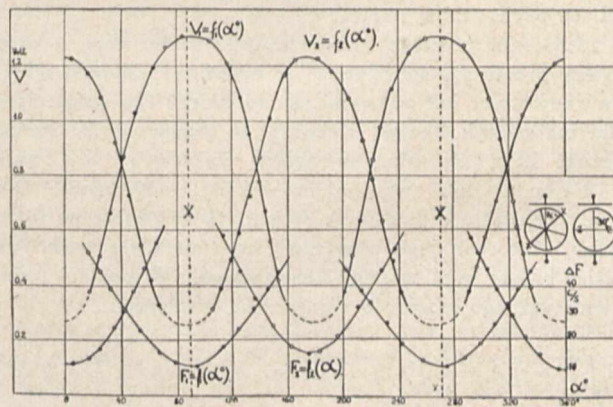
do siebie. Między wartościami maksymalnymi prądów i częstotliwości jest przesunięcie  $90^\circ$ ; tego rodzaju wielofalowość trudno jest przypisać owalizacji kuli.

Zastosowano tu metodę interferencyjną do pomiaru częstotliwości. Układ składał się z generatora samowzbudnego, izolatora i wzmacniacza mocy, który był indukcyjnie sprzężony z obwodem, zawierającym kwarc (rys. 11).

Częstotliwość różnicową mierzono przy pomocy generatora dudnieniowego, metodą akustyczną.



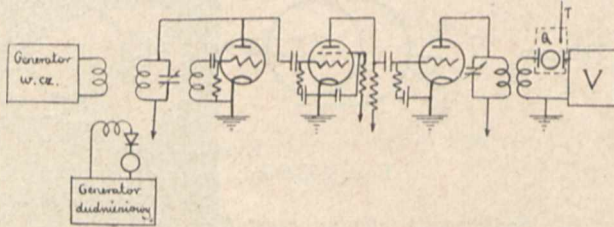
Rys. 8.  
Rezonator kulisty  $\Phi = 33,0 \text{ mm. F} = 84,75 \text{ kc.}$   
Charakterystyka dynamiczna efektu piezoelektrycznego.



Rys. 10.  
Rezonator kulisty  $\Phi = 21,52 \text{ mm. F} = 129,2 \text{ kc.}$   
 $F_2 = 130,2 \text{ mm.}$  Charakterystyka  $V = f(\alpha^\circ)$ .

Zależność współczynnika cieplnego częstotliwości od położenia osi względem pola wzbudającego.

Nie stwierdzono w żadnym przypadku skoków częstotliwości przy zmianie temperatury; wynika to z charakteru kuli, w której drgania nie sprzęgają się tak, jak w płycie. Zmieniało kąty między osią optyczną a polem elektrycznym i mierzono współczynnik cieplny częstotliwości. Wahał się on w granicach od  $+3$  do  $+11 \cdot 10^{-6}$  dla kuli  $\Phi = 33,0$  mm;  $F = 84,75$  kc i zmienił się z temperaturą. Dla wyższych częstotliwości dochodził do  $-60 \cdot 10^{-6}$ , przyczem dla podstawowej częstotliwości jest najmniejszy.



Rys. 11.

Ponieważ w kuli kwarcowej niema sprzęgających się częstotliwości o przeciwnych współczynnikach cieplnych, przeto nie można otrzymać — przez zmianę kąta pobudzenia kwarcu — zerowego współczynnika częstotliwości.

#### 5) Tłumienie rezonatora kulistego.

Metodą Dye'a zmierzono tłumienie rezonatora dla różnych kątów między kierunkiem pola wzbudającego a osiami  $X$  i  $Y$ . Wartość dekrementu logarytmicznego tłumienia wahała się w granicach  $2,1 \div 2,9 \cdot 10^{-4}$  dla kuli  $\Phi = 33$  mm i  $F = 84,75$  kc; lepkość wynosiła  $Q = 0,067$ .

#### Streszczenie.

Zbadano zachowanie się kuli piezoelektrycznej; stwierdzono drgania podłużne i poprzeczne. Zaobserwowano wpływ

położenia osi krystalograficznych (w stosunku do pola wzbudającego) na częstotliwość i amplitudę drgań. Maksimum prądu i minimum częstotliwości odpowiada osi optycznej prostopadłej do kierunku pola. Zmierzono współczynnik cieplny częstotliwości, który, zależnie od kąta między osiami a polem, zmienia się czterokrotnie i dla płaszczyzny  $(X, Y)$  daje minimum wartości. Tłumienie rezonatora kulistego zmienia się i jest najmniejsze dla płaszczyzny prostopadłej do osi optycznej.

#### BIBLIOGRAFJA.

- 1) A. Hund i R. Wright. New Piezo Oscillations with Quartz Cylinders cut along the optical axis. Proc. I. R. E. 18 May 1930. 741.
- 2) W. Voigt. Lehrb. d. Kristallphysik.
- 3) W. G. Cady. Proc. Inst. Rad. Eng. 10, 86, 1922.
- 4) A. Scheibe. Piezoelektrische Resonanzerscheinungen. Zeitschrift für Hochfrequenztechnik 28, 21, 1926. E. Ciebe i A. Scheibe. Sichtbarmachung von hochfrequenten Longitudinalschwingungen piezoelektrischer Kristallstäbe. Zeitschrift f. Phys. 33, 335, 1925.
- 5) A. Kundt. Ueber eine einfache Methode zur Untersuchung der Thermoelektricität und Piezoelektricität der Kristalle. Berlin Akademie 16, 421, 1883.
- 6) Schwingungsform und Temperaturkoeffizient von Quarzoszillatoren, H. Straubel. Zeit. für Hochfr. technik 38, 14, 1931.
- 7) J. Koga. Thermal characteristics of Piezo-Electric Oscillating Quartz Plates 4, 1934.
- 8) R. Rechman. Ueber die Temperatur-koeffizienten der Eigenschwingungen piezo-elektrischer Quarzplatten und Stäbe. Hochfr. technik u. Eleak. 44, 145, 1934.
- 9) R. Bechmann. Quarzoszillatoren. Telefunken Zeitung 72, 343, 1936.

## Podstawy fizyczne geometrycznej optyki elektronów oraz jej zastosowania w technice i nauce

### Sur les bases de l'optique électronique géométrique et ses applications dans la technique et la science

Dr. Witold Majewski  
(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

#### Wstęp.

Geometryczną optyką elektronową nazywamy naukę o geometrii torów elektronów, poruszających się w polu elektromagnetycznym. Powstanie i rozwój tej nauki widzimy od kilku lat zaledwie. Posługuje się ona metodami analogicznymi do używanych w geometrycznej optyce światła — stąd też pochodzi jej nazwa.

Analogia pomiędzy torem cząstki materialnej a przebiegiem promienia świetlnego w ośrodku niejednorodnym była zauważona już oddawna. W połowie 17-go wieku francuski matematyk Fermat wykazał, że prawa optyki geometrycznej dają się ująć w ogólną zasadę (t. zw. zasadę Fermata lub wyróżnionej drogi optycznej), głoszącą, że światło z punktu A do punktu B biegnie po takiej drodze, aby czas jego przebiegu był możliwie najkrótszy (ściślej biorąc miał wartość ekstremalną). W postaci wzoru matematycznego można to napisać jak następuje:

$$S = \int_A^B \frac{ds}{U} = \int_{t_1}^{t_2} dt = \frac{1}{c} \int_1^2 n ds = \text{extrem. } |\text{min.}| \text{ lub } \delta \int_A^B \frac{ds}{U} = 0 \quad (1)^1$$

<sup>1)</sup>  $ds$  — element drogi,  $U$  — prędkość światła w danym ośrodku  $U = \frac{\text{prędkość światła w próżni}}{\text{spółcz. załam. ośrodka}} = \frac{c}{n}$ ;  $\delta$  — znak warjacji.

Nieco później powstała newtonowska teoria światła, według której światło stanowią „cząstki świetlne”, rozchodzące się w przestrzeni według praw mechaniki klasycznej. Z zasady Fermata wynikałoby więc, że i prawa ruchu cząstek materialnych powinny dać się ująć również jedną ogólną zasadą, podobnie jak to ma miejsce dla praw optyki geometrycznej. Zasadą taką jest zasada najmniejszego działania, wygłoszona najpierw przez Maupertuisa, sprecyzowana przez Eulera, według której ruch punktu materialnego z A do B odbywa się po takiej drodze, że działanie (iloczyn energii przez czas) osiąga swą wartość najmniejszą (ekstremalną). Daje się to ująć w następującej wzory:

$$S = 2 \int_{t_1}^{t_2} E_{\text{kin}} \cdot dt = \int_{t_1}^{t_2} m v^2 dt = \int_A^B m v \cdot ds = \text{ekstr. } |\text{min.}|$$

$$\text{lub } \delta \int_A^B v \cdot ds = 0 \quad \dots \dots \dots (2)^2$$

Droga, na którą całki we wzorach 1 i 2 muszą być rozciągnięte, jest określona przez warunek, aby funkcja  $S$  miała

<sup>2)</sup>  $E_{\text{kin}}$  — en. kinetyczna,  $m$  — masa cząstki,  $v$  — jej prędkość,  $\delta$  — znak warjacji.

wartość najmniejszą (ekstremalną), a więc funkcja  $S$  w danym polu potencjalnym lub w danym ośrodku zależy wyłącznie od punktów: początkowego i końcowego. Tej „charakterystycznej funkcji”  $S$  odpowiada w optyce czas potrzebny na to, by światło przebiegało od punktu  $A$  do  $B$ . Funkcja  $S$  określa nam w zupełności wszystkie własności układu mechanicznego czy też optycznego. Porównanie wzorów 1 i 2 nasuwa myśl o możliwości sprowadzenia praw mechaniki do praw rządzących rozchodzeniem się pewnych zjawisk falowych, jeśli założymy, że z ruchem każdej cząstki związane jest pewne zjawisko falowe bliżej nieokreślone, przy czym istnieje proporcjonalność pomiędzy prędkością cząstki a odwrotnością prędkości rozchodzenia się fali.

Opierając się na tej analogji Hamilton doszedł do wniosku, że obliczenie toru cząstki materialnej na podstawie równań dynamiki daje się zastąpić przez obliczenie funkcji  $S$  dla odpowiednio dobranego układu fal, rozchodzących się w fikcyjnym ośrodku niejednorodnym. Fale te jednak w rozważaniach Hamiltona grają rolę pewnego tylko *wybiegu* matematycznego — są to tylko pomocnicze abstrakcje.

Ideje te w pewnej mierze przypominają poglądy fizyki współczesnej. Nie zostały one jednak wtedy wykorzystane i dalej rozwinięte. Jak to bowiem często zdarza się w nauce, prace zawierające w sobie zaczątki nowych poglądów czy też ideje nowych odkryć, nowych konstrukcyj, o ile tylko wybiegają zbyt naprzód w stosunku do stanu nauki w danej epoce, zwykle nie są wtedy wykorzystane. Dopiero później, w związku z nowymi jakimiś faktami, przypominamy sobie już dawniej zebrany materiał i uznajemy słuszność wpływających z niego możliwości. Podobny fakt i tu miał miejsce. Zwycięstwo teorii falowej światła w XIX w. spowodowało, że rozważania Hamiltona, oparte na analogji pomiędzy mechaniką klasyczną, a korpuskularną teorią światła straciły na swem znaczeniu i z biegiem czasu poszły w zapomnienie. Dopiero Schrödinger zwrócił uwagę na związek istniejący pomiędzy dawnymi pracami Hamiltona, a nowoczesnymi idejami falowej teorii materji de Broglie.

De Broglie, opierając się na nowych faktach doświadczalnych, wykazujących w sposób bezsprzeczny dwoisty charakter światła, które to zachowuje się jak fala (zjawiska interferencji, ugięcia), to znów jak cząstka materialna (zjawiska Comptona, Ramana) przenosi tę „chorobę dwoistości” również i na materję. Zakłada on mianowicie, że z cząstką materialną, posiadającą określony pęd i energję, związane jest pewne zjawisko falowe — fala materji, o określonej długości fali i częstotliwości drgań. Stąd już wynika, że można traktować tory cząstek materialnych jako promienie, wzdłuż których rozchodzą się te fale materji. Falom tym w przeciwieństwie do fal, występujących w rozważaniach Hamiltona, nadaje de Broglie — w pewnym znaczeniu — sens fizyczny, co potwierdzają doświadczenia Davissona i Germera, S. P. Thomsona, Szczeniowskiego i innych. W ten sposób na gruncie rozważań teoretycznych zostaje wykazana możliwość zastosowania metod optyki geometrycznej do rozpatrywania torów cząstek materialnych, np. elektronów. Jednakże nie te wyniki rozważań teoretycznych dały impuls do powstania geometrycznej optyki elektronów. Wiele doświadczeń, które obecnie uważamy za podstawowe dla tej dziedziny wiedzy, znano już od chwili odkrycia promieni katodowych. Wymienimy je tu pozbieżnie. Hittorf wykazał prostolinowość rozchodzeń się promieni katodowych oraz możliwość uzyskiwania cieni przedmiotów, ustawianych na ich drodze — znane doświadczenie Crookesa z krzyżem. Goldstein otrzymywał obrazy katod, rozbieżne i zbieżne wiązki promieni katodowych, oraz badał położenie ognisk wygiętych katod. Wreszcie Birkeland wykazał możliwość zmniejszenia i zniekształcania cieni, dawanych przez wiązki promieni katodo-

wych zapomocą pola magnetycznego. Nawet w zastosowaniach praktycznych spotykamy się już od szeregu lat z wykorzystaniem zjawisk, należących do zagadnień, objętych obecnie przez optykę geometryczną elektronów, a mianowicie przy budowie spektrografów masy Danysza i Cole'a, monochromatorów Dempster'a, Ramsauera, Busch'a i innych; w technice rur katodowych umiano koncentrować promienie katodowe na antikatodzie (rury röntgenowskiej oraz znano działanie zbierające cylindra Wehnelt'a, cewki magnetycznej Wiechert'a, jak również odchylenie wiązki elektronów przez pole kondensatora płaskiego. Pomimo jednak tych licznych dobrze już znanych faktów doświadczalnych nie starano się stosować konsekwentnie metod optyki geometrycznej do rozpatrywania ruchu elektronów, nie widziano bowiem płynących stąd korzyści tak dla techniki, jak i badań naukowych.

Zasadniczy zwrot w tym względzie datuje się od chwili ogłoszenia w 1926 roku pracy Busch'a, który na drodze teoretycznych rozważań wskazał, że rozbieżna wiązka elektronów, wybiegająca z punktu  $P_1$  może być zebrana w innym punkcie  $P_2$  przez działanie pola magnetycznego o symetrii cylindrycznej względem osi wiązki. Wskazywałoby to na możliwość budowania soczewek magnetycznych dla elektronów, działających podobnie jak zwykle soczewki dla światła. Busch'a też należy uważać za twórcę geometrycznej optyki elektronowej, choć nie wyciągnął on wszystkich konsekwencji, jakie wynikają z jego pracy, a mianowicie wniosku o możliwości uzyskania na tej drodze obrazów. Zostało to później zrobione przez Ruska i Knoll'a, którzy skonstruowali pierwszy mikroskop elektronowy, składający się z dwóch soczewek magnetycznych.

Należy tu podkreślić, iż analogja pomiędzy soczewką magnetyczną a optyczną ogranicza się tylko do podobnego końcowego działania, w samym zaś przebiegu elektronów i promieni świetlnych zachodzą zasadnicze różnice. W soczewce magnetycznej obserwujemy pewne zjawiska nie znajdujące odpowiednika w optyce, jak np. stałość prędkości elektronów<sup>3)</sup>, kształt śrubowy ich torów oraz skrócenie obrazu w stosunku do przedmiotu. Znacznie większa analogja istnieje pomiędzy soczewkami świetlnymi a elektrycznymi: przebieg promieni świetlnych jest tu zupełnie podobny do przebiegu torów elektronów, powierzchnie odgraniczające ośrodki o różnych współczynnikach załamania odpowiadają tu powierzchniom izopotencjalnym. Zbudowanie pierwszych soczewek elektrycznych potęguje też znacznie zainteresowania uczonych tą dziedziną badań.

A jednak i te fakty nie przyczyniłyby się jeszcze do powstania geometrycznej optyki elektronowej, gdyby nie stwierdzono doświadczalnie, — co było w pewnym stopniu niespodzianką nawet dla badaczy, zajmujących się już od dłuższego czasu temi zagadnieniami (Brüche, Scherzer, Davison, Knoll, Rupp), — możliwości otrzymywania zapomocą wiązek elektronów prawidłowych obrazów, pozwalających badać strukturę ciał, emitujących elektrony lub wstawianych na ich drodze i gdyby w związku z tem nie powstała nadzieja uzyskania zapomocą mikroskopu elektronowego znacznie większej zdolności rozpoznawczej, niż zapomocą zwykłych mikroskopów świetlnych. Dodajmy do tego, iż okazało się również, że stosowanie metod optyki geometrycznej może oddać nieocenione usługi przy konstrukcji rur Braunowskich, pozwalając ujmować w postaci znacznie przejrzystszej i prostszej cały szereg zachodzących tam zjawisk. Gdy uwzględnimy zaś wzrastającą stale ilość zastosowań praktycznych tych rur w technice prądów wielkiej częstotliwości, technice silnych

<sup>3)</sup> W optyce zmiana kierunku promienia światła związana jest ze zmianą prędkości światła, zachodzi więc na granicy dwóch ośrodków o różnych współczynnikach załamania.

prądów, w teletechnice, filmie dźwiękowym, telewizji (ikonoskopy, kinoskopy) staje się oczywistą tak dla techniki, jak i nauki konieczność należytego ugruntowania i rozwoju geometrycznej optyki elektronów. W związku z tem nasuwa się potrzeba uporządkowania posiadanego materiału z tej dziedziny dla uzyskania podstaw do dalszych systematycznych badań w celu opracowania jednolitej teorii, umożliwiającej konsekwentne jej wykorzystanie tak w technice, jak i nauce. Prace w tym kierunku są już rozpoczęte. Książka Brüchego i Scherzera, pracowników Badawczego Instytutu AEG w Berlinie, wydana w 1934 r., jest pierwszą próbą systematycznego ujęcia dotychczas uzyskanych wyników z tej dziedziny; ma ona na celu umożliwienie dalszej konsekwentnej rozbudowy tej teorii. Poza tem w Archiv für Elektrotechnik w zeszytach lutowym z 1935 r. został przez Brüchego ogłoszony artykuł ogólny z tej dziedziny, mający zaznajomić szersze koła elektrotechników z podstawami geometrycznej optyki elektronowej.

W polskiej literaturze fachowej dziedzina tych badań, poza krótkimi notatkami we Wszechświecie, Przeglądzie Elektrotechnicznym, Przeglądzie Radjotechnicznym, nie była dotychczas wcale poruszana. Uzupelnienie tej luki ma na celu obecny artykuł.

Materiał do artykułu został zebrany w związku z pracami badawczymi, prowadzonymi w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym w Warszawie, nad wtórną emisją elektronów z metali i katodami tlenkowymi. W czasie tych badań napotkano na szereg zagadnień, wchodzących w zakres geometrycznej optyki elektronów, a mianowicie należało się zaznajomić z koncentrowaniem wiązek elektronów za pomocą cylindra Wehnelta, diafragmy, obiektywu immersyjnego, z działaniem pola magnetycznego na wiązki elektronów i t. p. Umożliwienie orientowania się w tych zagadnieniach jest również zadaniem obecnego artykułu, i dlatego starałem się ująć podstawy geometrycznej optyki elektronów w możliwie ogólnej postaci, pozwalającej na łatwe przejście do rozpatrywania poszczególnych przypadków, mogących się nasunąć w czasie prowadzenia badań. W pierwszym rzędzie okazała się konieczność opracowania jednolitego matematycznego ujęcia tych zjawisk, tembardziej, iż sprawa ta jest bardzo różnorodnie traktowana przez różnych badaczy, co w dużym stopniu utrudnia uzgadnianie i porównywanie wyników przez nich otrzymywanych. W tym celu za punkt wyjścia przyjęto ogólne równanie ruchu dla elektronu, z którego starano się, wprowadzając kolejno dodatkowe założenia, wyprowadzić zasadnicze wzory optyki elektronów. Specjalną uwagę zwróciłem na wyznaczanie w każdym przypadku zakresu stosowalności otrzymywanych wzorów, wskazując na uproszczenia, które należało wprowadzić do rachunków. Celowo przy wyprowadzaniu wzorów nie korzystałem z analogji do światła, gdyż wtedy nie zawsze daje się wyraźnie uwypuklić otrzymywany rząd przybliżenia. W związku z tem do wzorów nie wprowadzono „spółczynnika załamania”, określonego przez Brüchego jako stosunek prędkości światła do prędkości elektronu, gdyż nie ułatwia to interpretacji wzorów, a często ją nawet zaciemnia.

Z konieczności pominięto też wiele szczegółów, podając tylko to, co zdawało się, może mieć zasadnicze znaczenie dla teoretycznego ugruntowania podstaw geometrycznej optyki elektronów. W wielu miejscach wzorowano się na rozważaniach Buscha i Brüchego, wprowadzając jednak liczne zmiany, mające na celu umożliwienie jednolitego rozpatrywania zagadnień, wchodzących w zakres optyki elektronów. Drugą część obecnego artykułu (w pierwszej omówiliśmy pobieżnie źródła i własności promieni elektronowych) należy więc uważać za próbę usystematyzowania teoretycznych podstaw optyki elektronów.

W III-iej części artykułu omówiono zasadnicze elementy konstrukcyjne optyki elektronów. Zostały tu rozpatrzone pokrótce również i soczewki elektryczne, robione z siatek, prawie całkowicie pominięte w książce Brüchego i Scherzera. Soczewki te jak to, zdaje się wynikać z dotychczasowych badań nie mają praktycznego zastosowania, gdy chodzi o otrzymywanie obrazów (w mikroskopach, oscylografach), mimo to jednak może dadzą się zastosować w tych przypadkach, gdy chodzić będzie tylko o koncentrowanie lub skierowywanie wiązek elektronów, przyczem struktura wiązki, będzie obojętna.

W IV części artykułu omawiam pobieżnie zastosowania praktyczne geometrycznej optyki elektronów, pomijając szczegóły. Rozpatruję tu również z punktu widzenia geometrycznej optyki elektronów, ograniczając się tylko do zagadnień konstrukcyjnych, budowę specjalnych rur, mogących znaleźć różne zastosowanie w technice i nauce.

## I. ŹRÓDŁA I WŁASNOŚCI PROMIENI ELEKTRONOWYCH

Promienie elektronowe powstają: w rurce do wyładowań elektrycznych przy ciśnieniach gazu rzędu kilku lub kilkunastu tysięcznych milimetra słupa rtęci, (są to t. zw. promienie katodowe), przy ogrzewaniu w próżni do odpowiedniej temperatury metali (efekt Richardson'a lub Edison'a) lub tlenków ziem alkalicznych (baru, strontu, wapnia), przy rozpadzie ciał radioaktywnych (promienie  $\beta$ ), przy naświetlaniu metali alkalicznych (potasowców) światłem krótkofalowym (zjawisko foto - elektrycznej), oraz przy bombardowaniu elektronami lub promieniami kanalikowymi o odpowiedniej energii płytek metalowych (wtórna emisja). Promienie elektronowe posiadają własności pobudzania resztek gazowych w rurce próżniowej do świecenia, wywołują fluorescencję różnych substancji mineralnych i organicznych, są absorbowane przez materję, lecz przechodzą przez cienkie folje metalowe; pod wpływem pola elektrycznego lub magnetycznego ich tory zostają odpowiednio zakrzywione. Z szeregu doświadczeń wynika, iż elektronom należy przypisać pewną masę (natury elektromagnetycznej) rzędu  $m_0 = 0,899 \cdot 10^{-27}$  gr<sup>4</sup>) oraz elementarny ładunek  $e$ .

Tabl. I.

	Foton	Elektron	
		ogólny wzór	$v \ll c$ i $e\varphi \ll mc^2$
Energja $E$ (stała)	$h\nu$	$\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - e\varphi$	$mc^2 + \frac{m}{2}v^2 - e\varphi$
Masa	$\frac{h\nu}{c^2}$	$\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$m_0$
Masa spoczynkowa	$0$	$m_0$	$m_0$
Częstotliwość	$\nu$	$\frac{E}{h}$	$\frac{mc^2}{h}$
Długość fali	$\frac{c}{n\nu}$	$\frac{h}{m\nu} \sqrt{1-\beta^2} = \frac{h}{p}$	$\frac{h}{m\nu} = \frac{h}{p}$
Prędkość fazy $c' = \lambda\nu$	$\frac{c}{n}$	$\frac{c^2}{v} - \frac{e\varphi}{m\nu} \sqrt{1-\beta^2}$	$\frac{c^2}{v}$
Spółcz. załamania	$n = \frac{c}{c'}$	$v: \left( c - \frac{e\varphi}{m\nu} \sqrt{1-\beta^2} \right)$	$\beta = \frac{v}{c}$
Prędkość grupowa $v = \frac{d\nu}{d(n\nu)}$	$\frac{d\nu}{d(n\nu)}$	$c \cdot \frac{\sqrt{(h\nu + e\varphi)^2 - m^2 c^4}}{h\nu + e\varphi}$	$v$

<sup>4</sup>) Jest to masa elektronu, posiadającego małą prędkość w stosunku do prędkości światła, t. zw. masa spoczynkowa (Ruhemasse), dla elektronów o dużej prędkości stosuje się wzór  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$  gdzie  $\beta = v/c$

dunek elektryczności ujemnej, wynoszący  $e = 1,59 \cdot 10^{-29}$  coul. Ładunek właściwy elektronu czyli  $\frac{e}{m}$  wynosi więc  $\gamma = \frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{18} \frac{\text{coul.}}{\text{gr.}}$

Na zasadzie współczesnych poglądów elektron może być rozpatrywany również jako grupa fal. Wielkości charakterystyczne dla elektronu w tym przypadku są zebrane w Tabl. I-ej.

Ze wzorów tych widzimy, że prędkość fazowa  $c'$  fali elektronowej jest tem większa im mniejsza jest prędkość ( $v$ ) elektronu. Dla długości fali mamy zależność odwrotną, co widać również z kilku przykładów liczbowych zebranych w Tabl. II.

Prędkość elektronu w woltach	$\lambda$ — długość fali materji
	cm
0,1	$38,67 \cdot 10^{-8}$
1	12,33. "
10	3,87. "
100	1,22. "
200	0,86. "
400	0,61. "
500	0,55. "
800	0,43. "
1 000	0,39. "
5 000	0,17. "
10 000	0,11. "
100 000	0,037. "

Prędkości elektronu, rozpatrywanego jako grupę fal, odpowiada prędkość grupy fali. Należy jeszcze zwrócić uwagę, że  $\lambda$  i  $v$  wolne są od pewnej dowolności, związanej z wyborem zerowego poziomu potencjału. Gdy przyjmiemy za poziom zero energii kinetycznej elektronów równa się zero wzory się nieco upraszczają [3-ia rubryka Tabl. I].

Należy tu jeszcze zwrócić uwagę, iż nie możemy z dowolną dokładnością wyznaczyć równocześnie pędu elektronu ( $p$ ) oraz jego położenia w przestrzeni. Błędy, które przy wyznaczaniu tych wielkości popełniamy są określone przez zasadę niepewności Heisenberga:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geq h \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq h \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq h \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

W związku z tem, znając nawet możliwie dokładnie warunki początkowe dla jakiegoś układu, nie będziemy w stanie wskazać zupełnie ściśle jak się ten układ będzie zachowywać w przyszłości. Można by to ująć i w ten sposób, że zasada przyczynowości podlega pewnemu ograniczeniu. Ograniczenie to jednak ma miejsce tylko wtedy, gdy rozpatrywane pędy i odległości są tak małe, iż niedokładności pomiaru tych wielkości, wynikające z zasady niepewności, nie mogą być zaniedbane. Będzie to więc miało znaczenie dla zjawisk, zachodzących w świecie atomowym (mikroświecie), będzie zaś bez znaczenia dla zjawisk świata makroskopowego. Również i przy rozpatrywaniu ruchu elektronu w polach elektromagnetycznych, mierzonych makroskopowo, z którymi będziemy mieli do czynienia poniżej, niedokładności tych można nie brać pod uwagę. Dopiero przy mikroskopie elektronowym w przypadku powiększenia jego zdolności rozpoznawczej tak znacznie, iż będzie można rozpoznawać objekty wymiarów rzędu atomowych trzeba będzie uwzględnić niedokładności, wynikające z zasady niepewności Heisenberg'a.

11. TEORETYCZNE PODSTAWY GEOMETRYCZNEJ OPTYKI ELEKTRONÓW.

A. Ruch elektronu w polu elektrycznym o symetrii cylindrycznej.

Rozpatrujemy ruch elektronów, posiadających prędkości znacznie mniejsze od prędkości światła, wobec czego za masę elektronu możemy przyjąć jego masę spoczynkową

$m_0 (= 0,899 \cdot 10^{-27}$  gr.). Ogólne równanie ruchu elektronu w postaci wektorowej napisze się jak następuje:

$$m_0 \cdot \frac{d\hat{v}}{dt} = -e \hat{E} \text{ lub } \frac{d\hat{v}}{dt} = -\gamma \hat{E} \dots (4^b)$$

$\hat{E}$  jest natężeniem pola elektrycznego, danem przez równanie:

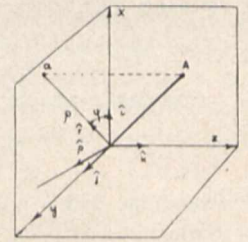
$$\hat{E} = -\text{grad } \varphi \dots \dots \dots (5)$$

gdzie  $\varphi$  jest potencjałem pola. Potencjał elektryczny spełnia jak wiemy równanie Poissona:

$$\Delta \varphi = -4\pi\sigma = \text{div } E \dots \dots \dots (6)$$

w którym  $\sigma$  oznacza ładunek przestrzenny. Scałkowanie tych równań natrafia na duże trudności natury matematycznej i jest możliwe w szczególnych tylko przypadkach. Założmy, że pole elektryczne posiada symetrię cylindryczną, przy-

czem za oś symetrii przyjmijmy oś Z. Gdy wprowadzimy współrzędne cylindryczne  $\rho, z, \psi$ , (rys. 1) to odpowiadające współrzędnej  $\psi$  składowe natężenia pola, jak przyspieszenie elektronu są równe zero. Dzięki temu ruch elektronu będzie zależał tylko od dwóch zmiennych [o ile prędkość początkowa elektronu nie posiada składowej, odpowiadającej współrzędnej  $\psi$ ]  $\rho$  i  $z$ , a więc tor elektronu będzie krzywą płaską, znajdującą się w płaszczyźnie, przechodzącej przez oś Z. Równanie Poissona we współrzędnych cylindrycznych



Rys. 1.

przyjmie w tym przypadku postać (uwzgl. że  $E_\psi = 0$  skąd

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \psi} = 0):$$

$$\Delta \varphi = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi\sigma \dots (7)$$

Zakładając dalej, że  $i$  ładunek przestrzenny posiada symetrię cylindryczną względem osi Z, można będzie wyrażenie  $4\pi\sigma$  rozwinąć w szereg według potęg  $\rho^2$  jak następuje:

$$4\pi\sigma = a_0(z) + \rho^2 a_2(z) + \rho^4 a_4(z) + \dots \dots \dots (8)$$

Rozwiązanie równanie Poissona (7) przy uwzględnieniu (8) da się napisać:

$$\varphi(z, \rho) = \Phi(z) - \frac{\rho^2}{2^2} [\Phi''(z) + a_0(z)] + \frac{\rho^4}{4^2} \left[ \frac{1}{z^2} \Phi^{IV}(z) + \frac{1}{2^2} a_0''(z) - a_2(z) \right] - \dots \dots (9^a)$$

gdzie  $\Phi(z) = \varphi(z, 0)$  przedstawia rozkład potencjałów wzdłuż osi Z (osi symetrii).

W celu uproszczenia wzorów założmy, że ładunek przestrzenny równa się zero oraz, iż rozpatrujemy promienie elektronowe, biegnące tak blisko osi Z ( $\rho$  b. małe), że w rozwinięciu (9) możemy pominąć wyrazy, w których występuje  $\rho$  w potęgach wyższych od dwóch. Wtedy można napisać:

$$\varphi(z, \rho) = \Phi(z) - \frac{\rho^2}{2^2} \Phi''(z) \dots \dots \dots (10)$$

<sup>5)</sup>  $\gamma = \frac{e}{m_0} = \frac{|\text{ładunek elektr. w j. bezwzgl.}|}{\text{masa elektr.}} = 1,7592 \pm \pm 0,0011$  w jedn. el-m. Wielkości występujące w równaniu (4) mogą być wyrażone w j. e-st lub e-m. Ze względu na dalsze r-ki przyjmijmy, iż są wyrażone w j. el-m.

<sup>6)</sup>  $\Phi'(z) = \frac{d\Phi}{dz}$ ;  $\Phi''(z) = \frac{d^2\Phi}{dz^2}$  itd.  $\dot{\rho} = \frac{d\rho}{dt}$ ;  $\ddot{\rho} = \frac{d^2\rho}{dt^2}$  itd. Ilość kresek wskazuje rząd pochodnej względem z. „ kropek ” „ ” „ ” „ ” „ t.

Równania ruchu elektronu we współrzędnych cylindrycznych napiszą się:

$$\ddot{\rho} = \rho'' \dot{z}^2 + \rho' \ddot{z} = \gamma \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \dots (11)$$

$$\ddot{z} = \gamma \psi' = \gamma \Phi'(z) \dots (12)$$

Całkując równanie (12) przy uwzględnieniu (10) otrzymujemy:

$$(\dot{z})^2 = 2\gamma\Phi(z) + c_1 \dots (13)$$

Zakładając, że dla  $z=0$  potencjał  $\Phi(0)$  oraz energia kinetyczna elektronu są równe zeru otrzymujemy:

$$(\dot{z})^2 = v_z^2 = 2\gamma\Phi(z) \dots (13a)$$

Podstawiając do równania (11) otrzymaną wartość z równania (13a), oraz uwzględniając (10) otrzymujemy:

$$\rho'' + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Phi'(z)}{\Phi(z)} \cdot \rho' + \frac{1}{4} \cdot \frac{\Phi''(z)}{\Phi(z)} \cdot \rho = 0 \dots (14)$$

Mnożąc równanie to przez:

$$e^{1/2 \int \frac{\Phi'(z)}{\Phi(z)} dz} = \sqrt{\Phi}$$

i wykonując kilka łatwych przeróbek można je przepisać w postaci:

$$\frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi(z)} \cdot \rho') = -\frac{1}{4} \cdot \frac{\Phi''(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} \cdot \rho \dots (14a)$$

Jest to różniczkowe równanie linjowe jednorodne drugiego rzędu. Jak wiemy z teorii równań różniczkowych całka ogólna tego równania zależy od dwóch stałych dowolnych. Rozwiązanie ogólne tego równania będzie więc dane przez wzór:

$$\rho = C_1 \rho_1(z) + C_2 \rho_2(z) \dots (15)$$

gdzie  $\rho_1(z)$  i  $\rho_2(z)$  stanowią podstawowy układ całek szczególnych, to znaczy, że ich wronskian nie znika w żadnym punkcie obszaru:

$$W(z) = \begin{vmatrix} \rho_1(z) & \rho_2(z) \\ \rho_1'(z) & \rho_2'(z) \end{vmatrix} \neq 0 \dots (16)$$

Całki  $\rho_1$  i  $\rho_2$  wybieramy w ten sposób, ażeby spełnione były przez nie następujące warunki początkowe:

$$\begin{aligned} \rho_1(a) = 1 & \quad \rho_2(a) = 0 \\ \rho_1'(a) = 0 & \quad \rho_2'(a) = 1 \end{aligned} \dots (17)'$$

Wtedy rzędna punktu przecięcia toru elektronu z płaszczyzną  $Z=a$  dana będzie przez równanie:

$$\rho(a) = C_1 (= \text{dowolna stała}) \dots (18)$$

zaś kąt z osią  $Z$  stycznej w tym punkcie do krzywej całkowitej będzie określony przez wzór:

$$\text{tg } \alpha = \rho'(a) = C_2 \dots (18a)$$

Spółrzędne  $z=a$  i  $\rho(a) = C_1 = \text{const}$  określają nam punkt  $A$  (rys. 2), przez który przechodzą krzywe całkowite różn. (14). O ile będziemy dalej rozpatrywać stałą  $C_2$  jako parametr, któremu dajemy dowolne wartości, całki równania 14, spełniające warunki początkowe 18 i 18a przedstawiają pewną rodzinę krzywych.

Rozpatrzmy teraz drugą płaszczyznę określoną przez równanie  $z=b$ , przyczem wartość  $b$  niech będzie wyznaczona z równania

$$\rho_2(b) = 0 \dots (19)$$

zakładając, iż posiada ono rozwiązanie rzeczywiste.

Poprzednio określona rodzina krzywych całkowitych r. różn. (14) [przechodzących przez punkt  $A$ ] przecina płaszczyznę  $z=b$  w punkcie o współrzędnych

$$z=b \text{ i } \rho(b) = C_1 \rho_1(b) \dots (19a)$$

Styczna do krzywej całkowitej w tym punkcie tworzy z osią  $z$  kąt określony przez równanie

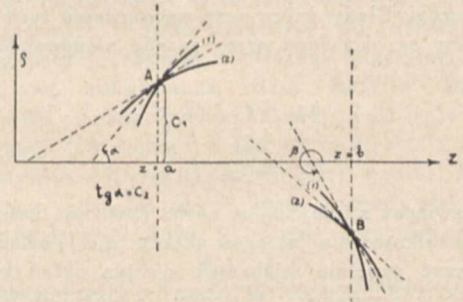
$$\text{tg } \beta = \rho'(b) = C_1 \rho_1'(b) + C_2 \rho_2'(b) \dots (19b)$$

7)  $W(a) = 1$  otrzymujemy z podstawienia (17) do (16),

Z równania 19a widzimy, że współrzędna tego punktu nie zależy od parametru  $C_2$ , to znaczy, że wszystkie krzywe całkowite przechodzące przez punkt  $A$  [rozpatrujemy zgodnie z wyżej zrobionym założeniem, tylko te które biegną w pobliżu osi symetrii] przechodzą również i przez punkt  $B$ . Umieszczając więc w punkcie  $A$  źródło elektronów, zaś w płaszczyźnie  $z=b$  ekran fluoryzujący, otrzymamy na nim w punkcie  $B$  obraz punktu  $A$ , o ile są spełnione następujące warunki:

1. Pole elektryczne posiada symetrię cylindryczną, osią symetrii jest oś  $Z$ .
2. Jest określony rozkład pola elektrycznego wzdłuż osi symetrii.
3. Ładunki przestrzenne równają się zeru.
4. Wartości  $\rho$  są bardzo małe, tak iż w rozwiązaniu (9) można zaniedbać wyrazy, zawierające  $\rho$  w potęgach wyższych od drugiej. W związku z tym warunkiem wynika: 4a. że rozpatrywane wiązki elektronów muszą być dość smukłe ( $C_2 > 0$  i nie duże).
5. Prędkości wyjściowe elektronów wybiegających ze źródła, umieszczonego w punkcie  $A$  są dla wszystkich elektronów te same [wspólny poziom zerowy potencjału].

Stąd wynika dalszy wniosek, że umieszczając w pobliżu osi symetrii pola źródło elektronów o *niedużych* rozmiarach, otrzymamy na ekranie fluoryzującym w płaszczyźnie  $z=b$  jego obraz.  $A$  więc na zasadzie rozważań na gruncie czysto matematycznym dochodzimy do wniosku, iż zapomocą wiązek elektronów można otrzymywać obrazy ciał emitujących je, podobnie jak zapomocą promieni świetlnych uzyskujemy obrazy przedmiotów świecących.



Rys. 2.

Fakt ten, potwierdzony całym szeregiem doświadczeń, jest podstawą całej elektrycznej optyki elektronów. Uzyskiwane na tej drodze powiększenie obrazów (linjowe) dane jest przez wzór:

$$\frac{\rho(b)}{\rho(a)} = \rho_1(b) \dots (20)$$

Z równania 14 lub 14a możemy wyciągnąć jeszcze kilka ogólnych wniosków, a mianowicie:

1. W równaniu tem, które może być stosowane również i do dowolnych cząstek naelektryzowanych, nie występuje ich ładunek właściwy ( $\gamma = \frac{e}{m_0}$ ), a więc wszystkie cząstki niezależnie od ich masy i ładunku, o ile tylko posiadają ten sam zerowy poziom potencjału (tę samą prędkość wyjściową z katody) opisują identyczne tory, choć mogą je przebiegać z różnymi prędkościami (w zależności od masy i ładunku cząstki), a więc w różnych czasach dobiegają będą do tego samego punktu. Stąd wynika ważny wniosek, iż zapomocą samego pola elektrycznego nie można rozdzielać cząstek naelektryzowanych, posiadających różne masy i ładunki, co jest ważne przy budowie spektrografów masy (por. IVc str. 76).
2. Równanie 14 lub 14a jest linjowe i jednorodne nie tylko ze względu na  $\rho$ , ale i ze względu na  $\Phi$ , co wskazuje,



że proporcjonalne zwiększenie potencjałów na elektrodach lampy nie wywołuje zmiany torów elektronów. Czynnikiem wyznaczającym kształt toru jest stosunek działającego potencjału do prędkości elektronu, wyrażonej w woltach.

3. Proporcjonalne zwiększenie wymiarów całej lampy nie zmienia powiększenia obrazu w niej uzyskiwanego. Na powiększenie obrazu mają wpływ tylko stosunki długości wzduż osi symetrii.

Rozpatrzymy teraz zastosowanie powyższych ogólnych rozważań matematycznych do kilku szczególnych przypadków.

a. *Potencjał*  $\varphi = \Phi = \text{const}$ , a więc  $E = -\text{grad } \varphi = 0$   
Rozpatrujemy w ten sposób ruch elektronu w obszarze, w którym nie istnieje pole elektryczne, a więc i prędkość elektronu ( $v$ ) jest wielkością stałą. Z równań 14 lub 14a wynika, że w tym przypadku tor elektronu jest linią prostą rys. 3a, określoną przez równanie:

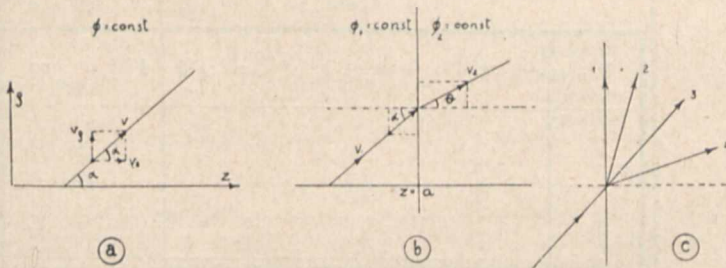
$$\rho = A_1 \cdot z + A_2 \dots \dots \dots (21)$$

Jej nachylenie względem osi Z dane jest przez wzór (rys. 3a):

$$\rho' = \text{tg } \alpha = A_1 = \frac{v_\rho}{v_z} \dots \dots \dots (22)$$

b. *Przejście elektronu przez powierzchnię, na której następuje skok potencjału.*

Po obu stronach powierzchni granicznej  $z = a$ , potencjały  $\Phi_1$  i  $\Phi_2$  są stałe, a więc zgodnie z punktem „a” toru elektronów będą tam liniami prostymi (rys. 3b). Na samej płaszczyźnie  $z = a$  następuje załamanie toru elektronu (rys. 3b).



Rys. 3.

Prawo załamania otrzymujemy pisząc, że składowe prędkości elektronu ( $v_\rho$ ) wzduż powierzchni granicznej są sobie równe:

$$v_\rho = (\dot{\rho}_I)_{z=a} = (\dot{\rho}_{II})_{z=a} \dots \dots \dots (23a)$$

lub

$$v_I \sin \alpha = v_{II} \sin \theta \dots \dots \dots (23b)$$

Stąd przy uwzględnieniu zasady zachowania energii i oznaczając  $\delta \Phi = \Phi_{II} - \Phi_I$  z łatwością uzyskujemy prawo załamania toru elektronu:

$$\frac{v_{II}}{v_I} = \sqrt{\frac{\Phi_{II}}{\Phi_I}} = \frac{\sin \alpha^s}{\sin \theta} = \sqrt{1 + \frac{\delta \Phi}{\Phi_I}} \dots \dots (24)$$

Wzór ten wskazuje, że kąt załamania ( $\theta$ ) jest funkcją stosunku  $\frac{\delta \Phi}{\Phi_I}$ .

Zmiany kąta załamania w funkcji  $\frac{\delta \Phi}{\Phi_I}$  są przedstawione w tablicy III i na rys. 3c.

c. *Potencjał jest funkcją liniową spółrzędnej z:*  $\Phi(z) = E \cdot z + \Phi_0$  czyli *ruch elektronu odbywa się w stałym polu elektrycznym o natężeniu E, skierowanym wzduż osi Z.*

<sup>s)</sup> Zwróćmy uwagę, że dla światła mielibyśmy zależność  $\frac{v_I}{v_{II}} = \frac{\sin \alpha}{\sin \theta}$

Tablica III.

$\frac{\delta \Phi}{\Phi_I}$	$-\infty$	$-1$	$-\cos^2 \alpha$	$0$	$+\infty$
( $\theta$ )	urojona wartość odbicie całk.	niema rozwiąz.	$\frac{\pi}{2}$	$\alpha$ $\theta > \alpha$	$0$ $\theta < \alpha$
Nr. prom. na rys. 3 c,	(1)	(2)	(3)	(4)	

Całkując dwukrotnie równanie (14a) znajdujemy równanie toru:

$$z = A_2 \rho^2 + A_3 \rho + A_4 \dots \dots \dots (25)$$

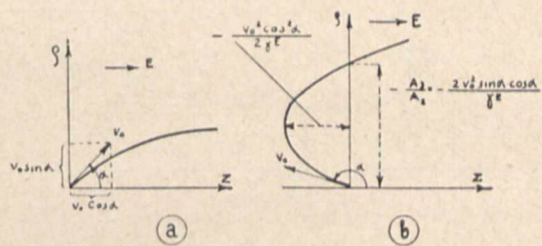
gdzie  $A_2, A_3$  i  $A_4$  są to stałe całkowania. Równanie to przedstawia parabolę, posiadającą oś symetrii równoległą do osi Z. Zakładając, że w chwili  $t = 0$  elektron znajduje się w początku spółrzędnych i posiada prędkość  $v_0$ , której kierunek tworzy z osią Z kąt  $\alpha$  (rys. 4a) równanie toru da się napisać w postaci:

$$z = A_2 \rho^2 + A_3 \rho \dots \dots \dots (25a)$$

gdzie  $A_2$  i  $A_3$  są to stałe, określone wzorami:

$$\left. \begin{aligned} A_2 &= \frac{\gamma E}{2 v_0^2 \sin^2 \alpha} \\ A_3 &= \text{ctg } \alpha = \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (25b)$$

W przypadku, gdy  $\alpha = 0$  t. j. prędkość początkowa elektronu jest równoległa do kierunku natężenia pola elektrycznego, elektron porusza się wzduż osi Z ( $\rho = 0$ ) ruchem jednostajnie przyspieszonym. Dla  $\alpha = \pi/2$  [kierunek prę-



Rys. 4.

kości początkowej  $v_0$  jest prostopadły do kierunku natężenia pola] równanie toru napiszemy w postaci:

$$z = A_2 \rho^2 \dots \dots \dots (25c)$$

Wreszcie dla  $\frac{\pi}{2} < \alpha < \pi$  współczynnik  $A_3$  w równaniu 25a będzie ujemny i wtedy elektron opíše parabolę wskazaną na rys. 4b, przecinającą oś  $\rho$  w punkcie  $o$  rzędnej  $-\frac{A_3}{A_2}$ .

d. *Przejście elektronu przez powierzchnię kulistą, na której następuje skok potencjału od wartości  $\Phi_1$  na  $\Phi_2$ .* Początek spółrzędnych umieszczamy w punkcie B (rys. 5a) przecięcia się powierzchni kulistej z osią Z. Podobnie jak to ma miejsce przy rozpatrywaniu przebiegu promieni świetlnych, przyjmijmy za kierunek dodatni osi Z dla obszaru I kierunek w lewo, zaś dla obszaru II w prawo od punktu B.

Po obu stronach powierzchni kulistej elektron będzie poruszać się po linii prostej: przypuścmy, że wybiega z punktu  $P_1$  (rys. 5a) z prędkością  $v_1 = \sqrt{2 \gamma \Phi_1}$  wzduż prostej  $P_1 A$ . W punkcie A prędkość elektronu ulega zmianie na  $v_2 = \sqrt{2 \gamma \Phi_2}$  wskutek czego następuje załamanie toru zgodnie z prawem załamania (wzór 24). Ze wzoru (24) wynika, że załamanie toru ku osi Z ( $\theta < \alpha$ ) nastąpi wtedy, gdy będziemy mieli  $v_2 > v_1$  t. j.  $\Phi_2 > \Phi_1$ . Przypuścmy, że tor elektronu w obszarze II jest przedstawiony przez prostą  $AP_2$ .

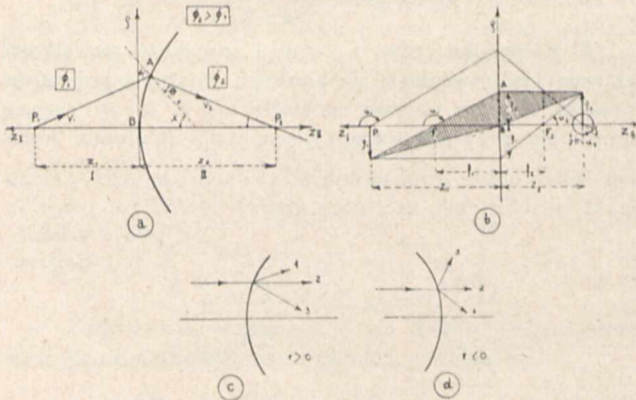
Z wyżej podanych rozważań wiemy, że wszystkie elektrony, wybiegające z tą samą prędkością z punktu  $P_1$ , po załamaniu na powierzchni kulistej przejdą przez punkt  $P_2$  (jest to słuszne dla promieni, tworzących małe kąty z osią  $Z$ ). Punkt  $P_1$  możemy więc rozpatrywać jako przedmiot, zaś  $P_2$  jako jego obraz. Wobec rozpatrywania promieni elektronów, położonych blisko osi  $Z$  możemy przyjąć:

$$P_1 A = P_1 B = z_1 \quad \text{i} \quad P_2 B = P_2 A = z_2$$

Oznaczając dalej przez  $r$  promień krzywizny powierzchni kulistej z rozważań geometrycznych z łatwością znajdujemy następującą zależność:

$$\frac{v_1 r}{z_1 - v_1} + \frac{v_2 r}{z_2 - v_2} = 1 \dots \dots \dots (26)$$

Wzór (26) wskazuje, że spółrzędna  $z_2$  punktu  $P_2$  zależy tylko od wartości prędkości  $v_1$  i  $v_2$ , a nie zależy od ich kierunku, co jest zgodne z poprzednio przeprowadzonymi ogólnymi rozważaniami. W ten sposób wszystkie elektrony, wybiegające z tą samą prędkością z punktu  $P_1$  i doznające tej samej zmiany prędkości na powierzchni kulistej, dobiegają do punktu  $P_2$  w ciągu tego samego czasu. W przypadku więc, gdy powierzchnie izopotencjalne mają kształt kulisty, możemy rozbieżne wiązki elektronów zamieniać na zbieżne.



Rys. 5.

Przypuśćmy teraz, że punkt  $P_1$  znajdzie się w  $\infty$  ( $z_1 = \infty$ ) wtedy otrzymamy, że spółrzędna punktu  $P_2$ , którą oznaczymy przez  $f_2$ , jest dana przez wzór:

$$f_2 = (z_2)_{z_1 = \infty} = \frac{v_2 r}{v_2 - v_1} = \frac{r}{1 - v_1/v_2} \dots \dots (27)$$

Aby punkt  $P_2$  był w nieskończoności ( $z_2 = \infty$ ), spółrzędna przedmiotu ( $p, P_1$ ), którą oznaczymy przez  $f_1$ , wynosić musi:

$$f_1 = (z_1)_{z_2 = \infty} = \frac{v_1 r}{v_2 - v_1} = \frac{r}{v_2/v_1 - 1} \dots \dots (28)$$

Przez analogię ze światłem odległości  $f_1$  i  $f_2$  nazywamy odległościami ogniskowymi obszaru przedmiotowego (I) ewentualnie obrazowego (II).

Wzór (26) można teraz przepisać w postaci (analogicznej do wzoru otrzymywanego dla światła):

$$\frac{f_1}{z_1} + \frac{f_2}{z_2} = 1 \dots \dots \dots (29)$$

Dzieląc przez  $f_2$  obie strony równ. (29) i uwzględniając wzory (27) i (28) znajdujemy:

$$\frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f_2} \dots \dots \dots (29a)^9$$

<sup>9)</sup> Oznaczając  $v_1 = v_2 + \Delta v$  mamy  $\frac{v_1}{v_2} = 1 + \frac{\Delta v}{v_2}$ . Gdy  $\frac{\Delta v}{v_2} \ll \frac{1}{z_2}$  można napisać

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f_2} \dots \dots \dots (29b)$$

Oznaczając dalej przez  $u_1$  i  $u_2$  kąty, które tworzą promienie  $P_1 A$  i  $P_2 A$  z osią  $Z$ , oraz zakładając, że promienie biegną bardzo blisko osi symetrii, tak iż bez znacznego błędu można łuk krzywej  $BA$  zastąpić przez styczną (rys. 5b), otrzymujemy

$$\frac{\text{tg } u_1}{\text{tg } u_2} = \frac{z_2}{z_1} \dots \dots \dots (30)$$

Rozpatrując odpowiednie trójkąty (rys. 5b) znajdujemy zależność:

$$\frac{\rho_2 \cdot \text{tg } u_2}{\rho_1 \cdot \text{tg } u_1} = \frac{f_1}{f_2} \dots \dots \dots (31)$$

analogiczną do wzoru Lagrange'a dla światła. Ze wzoru (31), uwzględniając (30), (27) i (28) znajdujemy, że powiększenie obrazu wynosi:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{f_1 \cdot \text{tg } u_1}{f_2 \cdot \text{tg } u_2} = + \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{z_2}{z_1} \dots \dots (31a)$$

Analogia między wzorami, wyprowadzonymi dla torów elektronów, a wzorami dla promieni świetlnych wskazuje, że zasady dioptryki Gaussa dają się również stosować przy rozpatrywaniu torów elektronów.

Gdy przyjmiemy, że promień krzywizny powierzchni kulistej jest dodatni (rys. 5c), gdy powierzchnia swą wypukłością zwrócona jest ku biegnącym do niej elektronom, zaś ujemny (rys. 5d) w przypadku przeciwnym, wzory (27) i (28) będą słuszne i w przypadku powierzchni wklęsłej. W tym ostatnim przypadku tory elektronów zostaną załamane ku osi, gdy  $v_2 < v_1$ , t. j.  $\Phi_2 < \Phi_1$ . Zmiany odległości ogniskowych w zależności od zmian stosunku  $\frac{v_2}{v_1}$  są przedstawione w

Tabl. IV A.  $r > 0$

$v_2/v_1$	$-\infty$	$-1 \nearrow 0 \nearrow 1 \nearrow \infty$
$f_1$		$-r \searrow \mp \infty \searrow 0$
$f_2$		$0 \searrow \mp \infty \searrow r$
	Odbicie	zbier. rozpr.
	(Nr. prom. na rys. 5c	1 . 2 . 3

Tabl. IV. B.  $r < 0$

$v_2/v_1$	$-\infty$	$-1 \quad 0 \quad 1 \quad \pm\infty$
$f_1$		$-(r) \nearrow \pm\infty \nearrow 0$
$f_2$		$0 \nearrow \pm\infty \nearrow (r)$
	Odbicie	zbier. rozpr.
	(Nr. prom. na rys. 5d	(1) . (2) (3)

tabl. IV A i B oraz rys. 5. Widzimy z nich, że przy tym samym kształcie powierzchni izopotencjalnej możemy w bardzo dużych granicach zmieniać odległości ogniskowe przez odpowiednie zmiany potencjałów. W optyce wymagałoby to zmiany jednego z ośrodków.

e. Przejście elektronu przez warstwę o grubości  $d$ , w której panuje stałe pole elektryczne (rys. 6). Potencjały w obszarach I i II oznaczamy przez  $\Phi_1$  i  $\Phi_2$ . Wtedy natężenie

<sup>10)</sup> Ze wzorów (28) i (29) wynika, że odległości ogniskowe zależą od stosunku prędkości elektronu z obu stron powierzchni kulistej, a nie od ich wartości.

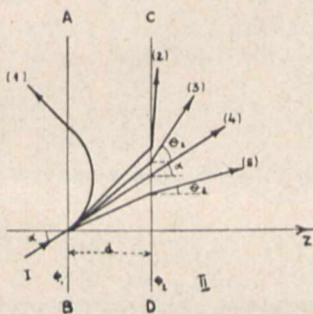
nie pola elektrycznego pomiędzy obu płaszczyznami dane będzie przez wzór:

$$E = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{d} = \frac{\partial \Phi}{d}$$

Potencjał zaś pomiędzy obu płaszczyznami (pocz. spółrz. umieszczamy w płaszczyźnie AB) będzie się zmieniał według wzoru:

$$\Phi = \Phi_1 + E_1 z.$$

Tor elektronu pomiędzy obu płaszczyznami będzie łukiem paraboli danym przez równanie (25a). Wyniki dysku-



Rys. 6.

sji tego wzoru są zebrane w tabl. V, a na rys. 6 przedstawiono przebiegi odpowiednich promieni elektronowych.

Tablica V.

$\frac{\partial \Phi}{\Phi_1}$	$-\infty$	$-1$	$-\cos^2 \alpha$	$0$	$+\infty$
$z_{max}$	$0 \nearrow \frac{d \cos^2 \alpha}{ \frac{\partial \Phi}{\Phi_1} }$	$d \cos^2 \alpha$	$\nearrow d$	elektron przechodzi przez warstwę	
$\Theta_2$	odbicie		$\frac{\pi}{2}$	$\searrow \alpha$	$\searrow 0$
Odpowiadający promień na rys. 6	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)

f. Ruch elektronu w polu elektrycznym o symetrii cylindrycznej, dla którego znany jest rozkład potencjałów wzdłuż osi symetrii. Przejdźmy teraz do ogólniejszego przypadku. Przypuśćmy, że rozpatrujemy ruch elektronu w polu, w którym rozkład potencjałów wzdłuż osi symetrii dany jest przez funkcję  $\Phi(z)$ . Przypuśćmy dalej, że w punkcie na osi o spółrzędnej  $z_0$  potencjał wynosi  $\Phi_0$ . Powierzchnia izopotencjalna, przechodząca przez punkt  $z_0$ , będzie określona przez równanie:

$$\varphi(z, \rho) = \Phi(z_0) = \text{const.} \quad (32)$$

Rozwijając  $\varphi(z, \rho)$  według potęg  $\zeta = (z - z_0)$  i  $\rho$  oraz zakładając, iż rozpatrujemy elektrony, biegnące blisko osi ( $\rho$  b. małe) tak, iż w rozwinięciu możemy zaniedbać wyrazy, zawierające wyższe potęgi  $\rho$  i  $\zeta$  otrzymujemy:

$$\varphi(z, \rho) = \varphi[(z - z_0) + z_0, \rho] = \Phi(z_0) + \Phi'(z_0)\zeta + \frac{1}{2}\Phi''(z_0)\zeta^2 - \frac{1}{4}\Phi''(z_0)\cdot\rho^2 \quad (33)$$

Podstawiając (33) do równania (32) otrzymujemy:

$$\rho^2 = \frac{4\Phi'(z_0)}{\Phi''(z_0)} + 2\zeta^2 \quad (33a)$$

Jest to równanie hyperboli. Według znanego wzoru z geometrii analitycznej znajdujemy, że promień krzywizny

<sup>11)</sup> Por. rys. 3c. i tabl. III. Wzór ten można napisać  $\frac{\Phi_1 \cos^2 \alpha}{\frac{\partial \Phi}{d}} = \frac{v_0^2 \cdot \cos^2 \alpha}{2 \gamma E}$  gdyż  $\frac{\partial \Phi}{d} = E, v_0^2 = 2 \Phi_1$ .

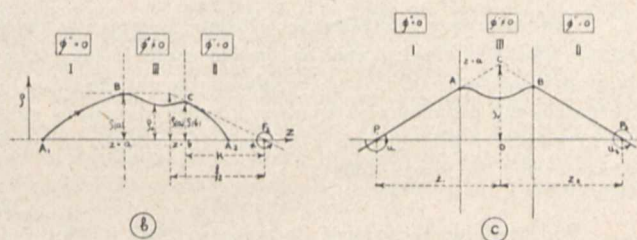
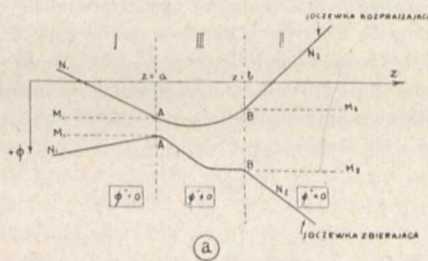
( $r$ ) powierzchni izopotencjalnej w punkcie przecięcia z osią jest dany przez wzór:

$$r = \frac{2\Phi'(z)}{\Phi''(z)}$$

W ten sposób widzimy, że przez podanie rozkładu potencjałów wzdłuż osi symetrii określamy jednocześnie promienie krzywizny powierzchni izopotencjalnych w punktach ich przecięć z osią.

Przypuśćmy teraz, iż dany jest następujący rozkład potencjału wzdłuż osi: dla  $z < a$  lub  $z > b$  druga pochodna funkcji  $\Phi(z)$  równa się zeru ( $\Phi''(z) = 0$ ), dla  $a < z < b$  mamy zaś  $\Phi''(z) \neq 0$ .

W ten sposób w przestrzeni w pobliżu osi Z możemy odróżnić trzy obszary wskazane na rys. 7a. W obszarze I i II potencjał jest funkcją liniową spółrzędnej z lub więc wielkością stałą. Tory elektronów w tych obszarach będą więc przedstawione przez łuki parabol lub odcinki prostych. W obszarze III potencjał zmienia się w sposób bliżej nieokreślony. Obszar ten ( $a < z < b$ ), w którym  $\Phi'' \neq 0$ , będziemy nazywać *soczewką elektryczną*. Tory elektronów przechodzących przez soczewkę ulegają zasadniczym



Rys. 7.

zmianom. Dla znalezienia równania toru elektronu wewnątrz soczewki całkujemy równanie (14a), przyjmując za dolną granicę całkowania  $z = a$ , górną zaś pozostawiając chwilowo nieokreśloną. Otrzymujemy:

$$\rho' = \sqrt{\frac{\Phi(a)}{\Phi(z)}} \cdot \rho'(a) - \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Phi(z)}} \int_a^z \frac{\Phi''(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} \rho dz \quad (34)$$

Całkując powtórnie w granicach od  $a$  do  $z$  znajdujemy:

$$\rho = \rho(a) + \sqrt{\Phi(a)} \cdot \rho'(a) \int_a^z \frac{dz}{\sqrt{\Phi(z)}} + - \frac{1}{4} \int_a^z \frac{1}{\sqrt{\Phi(z)}} \left\{ \int_a^z \frac{\Phi''(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} \cdot \rho \cdot dz \right\} dz \quad (35)$$

Zakładając, że w obszarze III  $\rho$  zmienia się w niewielkich granicach, tak iż można w równaniu (34) i (35), nie popełniając zbyt wielkiego błędu, zastąpić  $\rho$  przez jego wartość  $\rho_0$  w środku soczewki, otrzymujemy:

$$\rho'(z) = \sqrt{\frac{\Phi(a)}{\Phi(z)}} \cdot \rho'(a) - \rho_0 g(z) \quad (36a)$$

$$\rho(z) = \rho(a) + \sqrt{\Phi(a)} \cdot \rho'(a) \int_a^z \frac{dz}{\sqrt{\Phi(z)}} - \rho_0 \int_a^z g(z) dz \quad (36b)$$

gdzie

$$g(z) = \frac{1}{4\sqrt{\Phi(z)}} \int_a^z \frac{\Phi''(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} dz = \frac{1}{4\sqrt{\Phi(z)}} \int_a^z \frac{d\Phi'(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} =$$

$$= \frac{1}{4\sqrt{\Phi(z)}} \left[ \frac{\Phi'(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} - \frac{\Phi'(a)}{\sqrt{\Phi(a)}} \right] + \frac{1}{8\sqrt{\Phi(z)}} \int_a^z \frac{[\Phi'(z)]^2}{\sqrt{\Phi^3(z)}} dz \quad (37)$$

Wobec tego, iż w dalszym ciągu rozpatrywać będziemy promienie elektronowe, biegnące blisko osi symetrii, możemy z pewnym przybliżeniem zastąpić powierzchnie izopotencjalne, mające, jak widzieliśmy wyżej, kształt powierzchni hyperbolicznych, przez płaszczyzny do nich styczne w punktach przecięcia z osią Z.

W ten sposób soczewka elektryczna będzie ograniczona dwiema płaszczyznami  $z = a$  i  $z = b$ . Przypuśćmy teraz, że elektron w obszarze I opisuje łuk paraboli  $A_1B$  (rys. 7b), przyczem styczna do toru w punkcie przecięcia z płaszczyzną  $z = a$  jest równoległa do osi Z; wewnątrz soczewki elektron opisuje pewną krzywą, określoną przez równ. różn. (14), w obszarze zaś II znowu łuk paraboli ( $CA_2$ )<sup>12)</sup>. W punkcie C przecięcia się toru elektronu z płaszczyzną  $z = b$  przeprowadźmy styczną  $CF_2$ . Punkt  $F_2$  przez analogię z optyką światła nazwiemy ogniskiem obszaru obrazowego. Płaszczyznę prostopadłą do osi i przechodzącą przez punkt przecięcia się obu stycznych nazwiemy płaszczyzną główną<sup>13)</sup>, odległość zaś od niej do ogniska — *odległością ogniskową*.

Położenie ogniska i płaszczyzny głównej określają odległości  $k$  i  $f_2$ , określone wzorami:

$$\frac{1}{k} = -\frac{\text{tg } \alpha}{\rho(b)} = -\frac{\rho'(b)}{\rho(b)} \dots \dots \dots (38a)$$

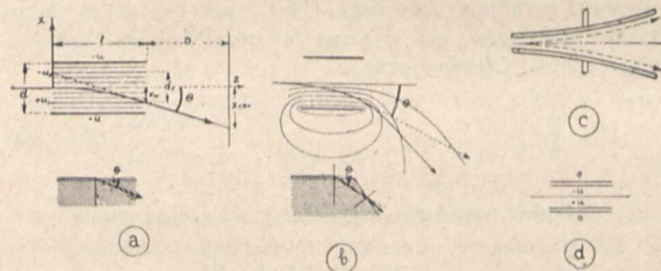
$$\frac{1}{f_2} = -\frac{\text{tg } \alpha}{\rho(a)} = -\frac{\rho'(a)}{\rho(a)} \dots \dots \dots (38b)$$

Jako pierwsze przybliżenie założmy, że zmiany  $\rho$  w obszarze soczewki elektrycznej są bardzo małe<sup>14)</sup> tak, iż możemy przyjąć  $\rho_0 = \rho(a) = \rho(b)$ . Uwzględniając zaś, że  $\rho'(a) = 0$  (rozpatrujemy promień elektronowy, którego styczna w punkcie przecięcia z płaszczyzną  $z = a$  jest równoległa do osi Z) otrzymujemy ze wzoru (36a):

$$\rho'(b) = -\rho(a) \cdot g(b) \dots \dots \dots (38c)$$

Podstawiając tę wartość do wzorów (38a) i (38b) znajdziemy:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{f_2} = g(b) \dots \dots \dots (39)$$



Rys. 8.

<sup>12)</sup> Przyjmujemy, że w obszarze I i II potencjał  $\Phi(z)$  wzdłuż osi jest funkcją liniową współrzędnej  $z$ , czyli że pole elektrostatyczne w tych obszarach jest stałe (porównaj II Ac, str. 57).

<sup>13)</sup> Zasadniczo soczewki elektryczne, podobnie jak grube soczewki szklane, posiadają dwie sprzężone płaszczyzny zwane głównymi, charakteryzujące się tem, że przedmiot, znajdujący się na jednej z nich, daje obraz prosty, równej wielkości na drugiej. Tutaj rozpatrujemy płaszczyznę główną, odpowiadającą obszarowi obrazowemu. Punkt przecięcia tej płaszczyzny z osią Z, nazywamy *punktem głównym* (rys. 7b). Od tego punktu liczy się odległość ogniskową ( $f_2$ ).

<sup>14)</sup> Odpowiada to częściowo warunkowi, że odległość pomiędzy płaszczyznami głównymi soczewki jest mała względem odległości ogniskowej  $f_0$ .

Drugie przybliżenie otrzymamy podstawiając do równania (34) wartość na  $\rho$ , otrzymaną z równania (36b) przez podstawienie zamiast  $\rho_0$  wartości  $\rho(\rho'(a) = 0)$ :

$$\rho = \rho(a) \left[ 1 - \int_a^z g(z) dz \right] \dots \dots \dots (40)$$

W ostatecznym rezultacie znajdujemy:

$$\frac{1}{k} = g(b) + \frac{\rho(a)}{\rho(b)} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Phi(b)}} \int_a^b \sqrt{\Phi(z)} \cdot g^2(z) dz \dots (41)$$

$$\frac{1}{f_2} = \frac{\rho(b)}{\rho(a)} g(b) + \frac{1}{\sqrt{\Phi(b)}} \int_a^b \sqrt{\Phi(z)} \cdot g^2(z) dz =$$

$$= g(b) - g(b) \int_a^b g(z) dz + \frac{1}{\sqrt{\Phi(b)}} \int_a^b \sqrt{\Phi(z)} \cdot g^2(z) dz \quad (42)^{15)}$$

Zakładając, że  $\rho(a) = \rho(b)$  otrzymujemy

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{f_2} = g(b) + \frac{1}{\sqrt{\Phi(b)}} \int_a^b \sqrt{\Phi(z)} \cdot g^2(z) dz \quad (42a)^{16)}$$

Rozpatrzmy teraz, jaką wartość przyjmuje wzór (39) na odległość ogniskową w kilku szczególnych przypadkach.

a) Gdy mamy  $\Phi'(a) = \Phi'(b) = 0$  lub  $\Phi'(a) = \Phi'(b)$  i  $\Phi(a) = \Phi(b)$  to ze wzoru (36) przy podstawieniu  $z = b$  i wzoru (39) wynika

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{8\sqrt{\Phi(b)}} \int_a^b \frac{[\Phi'(z)]^2}{\sqrt{\Phi^3(z)}} dz \dots \dots \dots (43)$$

Zakładając ponad to, że zmiany  $\Phi(z)$  w obszarze  $a < z < b$  są bardzo małe, możemy w przybliżeniu napisać  $\Phi(z) \approx \Phi(b)$ , a więc

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{8\Phi^2(b)} \int_a^b (\Phi'(z))^2 dz \dots \dots \dots (43a)$$

β) Gdy  $\Phi'(a) \neq 0$  i  $\Phi'(b) \neq 0$ , zaś zmiany potencjału  $\Phi(z)$  w obszarze soczewki są niewielkie tak, iż możemy przyjąć  $\Phi(a) \approx \Phi(b) = \Phi_0$  oraz nierówność:

$$\frac{1}{4\sqrt{\Phi_0}} \left[ \frac{\Phi'(b)}{\sqrt{\Phi_0}} - \frac{\Phi'(a)}{\sqrt{\Phi_0}} \right] \gg \frac{1}{8\Phi_0^2} \int_a^b (\Phi'(z))^2 dz \quad (44)^{17)}$$

wzór na odległość ogniskową przybierze postać:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{\Phi'(b) - \Phi'(a)}{4\Phi_0} \dots \dots \dots (44a)$$

Ze wzoru tego widzimy, że gdy  $\Phi'(b) - \Phi'(a) > 0$ , to  $f_2 > 0$  — soczewka jest zbierającą, zaś gdy  $\Phi'(b) - \Phi'(a) < 0$  to  $f_2 < 0$  — soczewka jest rozpraszającą.

Przypuśćmy teraz, że w obszarze I i II potencjały są stałe  $\Phi_I = \Phi(a) = c^2$ ,  $\Phi_{II} = \Phi(b) = c'^2$ . Tory elektronów w tych obszarach będą wtedy liniami prostymi, przedstawionymi przypuśćmy (rys. 7c) przez proste  $P_1A$  i  $BP_2$ . Kładąc w równaniu (34)  $z = b$ , oraz  $\rho = \rho_0$  otrzymujemy:

<sup>15)</sup> Ze wz. (40) znajdujemy  $\frac{\rho(b)}{\rho(a)} = 1 - \int_a^b g(z) dz$ , wartość tę podstawiamy do równania.

<sup>16)</sup> Jeśli ponadto odległość pomiędzy obu płaszczyznami głównymi jest bardzo mała, możemy założyć, iż obie płaszczyzny zlewają się ze sobą. W tym przypadku płaszczyznę tę można uważać za położenie *soczewki zastępczej*, która zgodnie z prawami optyki geometrycznej pozwala nam znaleźć kierunek ruchu elektronu wychodzącego z soczewki elektrycznej. Zazwyczaj *soczewka zastępcza* określona jest przez dwie płaszczyzny główne i dwie odległości ogniskowe.

<sup>17)</sup> W wyrazie po prawej stronie nierówności występuje w mianowniku  $\Phi_0$  w drugiej potędze, gdy w wyrazie po lewej stronie tylko w pierwszej.

$$\rho'(b) = \sqrt{\frac{\Phi(a)}{\Phi(b)}} \cdot \rho'(a) - \frac{\rho_0}{4\sqrt{\Phi(b)}} \cdot \int_a^b \frac{\Phi''(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} dz.$$

Stąd wyprowadzamy:

$$-\frac{\rho'(b)}{\rho_0} + \sqrt{\frac{\Phi(a)}{\Phi(b)}} \cdot \frac{\rho'(a)}{\rho_0} = \frac{1}{4\sqrt{\Phi(b)}} \cdot \int_a^b \frac{\Phi''(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} dz.$$

Uwzględniając równanie (39) oraz zależności, wynikające z rozpatrzenia trójkątów  $CP_1D$  oraz  $CDP_2$ :

$$\operatorname{tg}(u_1 - \pi) = \operatorname{tg} u_1 = \rho'(a) = \frac{\rho_0}{z_1} \dots (45a)$$

$$\operatorname{gt}(2\pi - u_2) = -\operatorname{tg} u_2 = -\rho'(b) = \frac{\rho_0}{z_2} \dots (45b)$$

znajdujemy:

$$\sqrt{\frac{\Phi(a)}{\Phi(b)}} \cdot \frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f_2} \dots (46)$$

Ze wzoru (31a) otrzymamy wzór na powiększenie obrazu

$$P = \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{z_2}{z_1} = \sqrt{\frac{\Phi(a)}{\Phi(b)}} \cdot \frac{z_2}{z_1} = \left(\frac{l}{z_1} - 1\right) \sqrt{\frac{\Phi(a)}{\Phi(b)}} \dots (46)^{18)}$$

Gdy  $\Phi(a) \approx \Phi(b)$  wzory (46) i (46a) odpowiednio się upraszczają:

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f_2} \dots (47)$$

$$P = \frac{z_2}{z_1} = \left(\frac{l}{z_1} - 1\right) \dots (47a)$$

g. *Przejście elektronu przez pole kondensatora płaskiego.* Początek spólrzędnych umieścimy na osi kondensatora (rys. 8a str. 60). Elektron wchodzi w pole kondensatora płaskiego, posiadając prędkość  $v_0$ , której składowa w kierunku osi  $Y$  równa się zeru. Ruch elektronu odbywać się będzie w płaszczyźnie  $XOZ$ : tor jego będzie krzywą płaską. Równania ruchu elektronu napiszemy w postaci:

$$\begin{aligned} \dot{v}_z &= 0 \quad (19) \\ \dot{v}_x &= -\gamma E. \end{aligned}$$

Po ich dwukrotnym scalkowaniu otrzymamy:

$$\begin{aligned} z &= v_{0z} \cdot t \\ x &= -\gamma \frac{E t^2}{2} + v_{0y} \cdot t. \end{aligned}$$

Rugując  $t$  — czas z tych wzorów otrzymamy równanie toru elektronu:

$$x = -\gamma \frac{E}{2v_{0z}^2} \cdot z^2 + \frac{v_{0x}}{v_{0z}} \cdot z = -Az^2 + \operatorname{tg} \alpha \cdot z.$$

Jest to parabola, posiadająca jako oś symetrii prostą równoległą do osi  $-X$ . Oznaczając przez  $l$  długość kondensatora płaskiego otrzymamy, że odchylenie elektronu od osi  $Z$  przy wyjściu z kondensatora wynosi:

$$x_w = -\gamma \cdot \frac{E}{2v_{0z}^2} \cdot l^2 + \operatorname{tg} \alpha \cdot l \dots (48)$$

Zakładając dalej, że  $\alpha = 0$  (prędkość początkowa  $v_0$  jest skierowana wzdłuż osi  $Z$ ) uzyskujemy wzór na odchylenie:

$$x_w = -\gamma \frac{E}{2v_0^2} l^2 \dots (48a)$$

Wyrażając prędkość elektronu w woltach  $v_0 = \sqrt{2\gamma U_0}$  wzór ten przepiszemy w postaci:

$$x_w = -\frac{1}{4} \frac{E}{U_0} l^2 \dots (48b)$$

O ile poza kondensatorem potencjał jest stały, dalszy ruch elektronu będzie się odbywał wzdłuż linii prostej sty-

<sup>18)</sup>  $l = z_1 + z_2$ .

<sup>19)</sup> Natężenie pola elektrostatycznego wewnątrz kondensatora jest skierowane równoległe do osi  $X$ , a więc w kierunku osi  $Z$  elektron nie będzie nabywał przyspieszenia.

cznej do toru elektronu wewnątrz kondensatora. Ustawiając w odległości  $D$  ekran fluoryzujący otrzymamy na nim punkt świetlny w odległości  $x_{ehr}$  od osi  $Z$ , danej przez wzór:

$$x_{ehr} = x_w - D \cdot \operatorname{tg} \Theta \dots (48c)$$

$$\operatorname{tg} \Theta = \gamma \cdot \frac{l}{v_0^2} \cdot E \dots (48d)$$

Jest to wzór zazwyczaj podawany przy rozpatrywaniu ruchu elektronu poprzez kondensator płaski. Przy wyprowadzaniu tego wzoru nie wzięto pod uwagę, że elektron, wychodząc z kondensatora przechodzi przez pole rozproszone, w którym ulega dalszemu odchyleniu. Zazwyczaj potencjał obszaru przed i poza kondensatorem jest taki sam, czyli prędkość elektronu po wyjściu z kondensatora powinna być taka sama, zmianie powinien ulec tylko jej kierunek. W rzeczywistości prędkość wyjściowa elektronu jest większa i równą:  $(U_0 + u_1)^{20}$  woltów. Optycznie rzecz tę rozpatrując elektron ulega dwukrotnemu załamaniu, jak to wskazano na rys. 8b, a nie jednemu, jak to przyjęto przy wyprowadzaniu wzoru 48d (rys. 8a). To dodatkowe odchylenie będzie tem większe, im dłużej elektron będzie się znajdował w polu rozproszonym i przebiegał bardziej stycznie do powierzchni izopotencjalnych tego pola. Aby wpływ pola rozproszonego był możliwie mały używa się zazwyczaj długich kondensatorów lub wprowadza się dodatkowe elektrody (rys. 8d), w ten sposób, aby elektron przebiegał możliwie prostopadłe do powierzchni izopotencjalnych pola rozproszonego. W rurach Brauna, gdzie chodzi o uzyskanie możliwie większego odchylenia, daje się kondensatorowi kształt wskazany na rys. 8c, wskutek czego tor elektronu jest bardziej styczny do powierzchni izopotencjalnych pola rozproszonego.

h. *Ruch elektronu w niejednorodnym polu elektrycznym kondensatora cylindrycznego* (rys. 10a, str. 64). Ażeby w takim polu elektron opisywał tor kołowy na powierzchni izopotencjalnej (a więc bez zmiany prędkości) musi być spełniony warunek, aby siła odśrodkowa równała się sile elektrycznej, działającej na elektron. Oznaczając przez  $r_0$  promień opisywanego koła, przez  $\omega_0$  prędkość kątową, przez  $E_0$  natężenie pola elektrycznego w odległości  $r_0$ , otrzymujemy równanie:

$$mr_0\omega_0^2 = eE_0 \dots (49)$$

Dla elektronu, który porusza się nie po kole, równanie ruchu elektronu dla składowej radialnej będzie miało postać:

$$m\ddot{r} = mr\omega^2 - eE \dots (49a)$$

O ile tor elektronu w niewielkim stopniu odchyła się od koła, można napisać

$$E = E_0 \cdot \frac{r_0}{r} = E_0 \cdot \frac{r_0}{r + \delta r} = E_0 \left(1 - \frac{\delta r}{r_0}\right) \dots (49b)$$

Z prawa zachowania momentu ilości ruchu (prawo pól) możemy napisać:

$$mr^2\omega = mr_0^2\omega_0 \quad (21).$$

Rugując teraz prędkość kątową  $\omega$  z równ. 49a i 49b oraz podstawiając  $r = r_0 + \delta r$  i zaniedbując wyrazy posiadające  $\delta r$  w drugiej i wyższych potęgach, otrzymujemy

$$\delta\ddot{r} = r_0\omega_0^2 - 3\omega_0^2\delta r - \frac{e}{m}E_0 + \frac{e}{m}E_0 \frac{\delta r}{r_0} \dots (49d)$$

Uwzględniając zależność (49) otrzymujemy wreszcie równanie

$$\delta\ddot{r} + 2\omega_0^2\delta r = 0 \dots (49e)$$

posiadające rozwiązanie:

$$\delta r = C \cdot \sin[\sqrt{2} \cdot \omega_0(t - t_0)] \dots (49f)$$

<sup>20)</sup>  $v_0 = \sqrt{2\gamma U_0 + U_0}$  — prędkość wejściowa elektronu do kondensatora, wyrażona w woltach.

<sup>21)</sup> Przy założeniu, że kierunki prędkości elektronu tworzą małe kąty z osią symetrii pola, tak iż można przyjąć  $\cos \alpha \approx 1$ , co pozwala zastąpić składowe prędkości prostopadłe do promienia wodzącego przez wartości samych prędkości.

Pulsacją tych drgań jest  $\sqrt{2} \cdot \omega_0$ , to znaczy, że w czasie  $2\pi$  sek., gdy elektron robi  $\omega_0$  obiegów, zostaje wykonanych  $\sqrt{2} \cdot \omega_0$  drgań naokoło toru kołowego. Punkty przecięcia toru elektronu z kołem znajdują się oddalone od siebie o kąt  $\pi/\sqrt{2} = 127^\circ 17'$ .

**B. Ruch elektronów w niejednorodnym polu elektrycznym i magnetycznym o symetrii cylindrycznej.** Dotychczas braliśmy pod uwagę wyłącznie pole elektrostatyczne. Teraz rozszerzymy nasze rozważania, rozpatrując ruch elektronu w obszarze, w którym istnieje pole elektrostatyczne i magnetyczne. Równanie ruchu elektronu napiszemy wtedy:

$$\frac{d\hat{v}}{dt} = -\gamma \hat{E} - \gamma (\hat{v} \wedge \hat{H}) \quad (50)$$

przyczem przyjmujemy, że natężenie pola elektrycznego dane jest przez potencjał zgodnie z równaniem (5), zaś natężenie pola magnetycznego przez potencjał wektorowy:

$$\hat{H} = \text{curl } \hat{A} \quad (51)$$

W rozpatrywanej przestrzeni wyznaczamy osie współrzędnych prostokątnych  $x, y, z$  (rys. 1), oznaczając wektory jednostkowe na tych osiach odpowiednio przez  $\hat{i}, \hat{j}$  oraz  $\hat{k}$ . W dalszych naszych rozważaniach wygodniej nam będzie używać współrzędnych cylindrycznych  $\rho, \psi, z$  (rys. 1). Wektory jednostkowe, odpowiadające współrzędnym cylindrycznym oznaczmy przez  $\hat{r}, \hat{p}$  i  $\hat{k}$ , przyczem wektor  $\hat{p}$  jest prostopadły do  $\hat{r}$  i  $\hat{k}$  zgodnie z równaniem:

$$\hat{p} = (\hat{r} \wedge \hat{k}).$$

Zwróćmy pozatem uwagę na to, że kierunek wektora  $\hat{k}$  jest stały w przestrzeni, wektorów zaś  $\hat{p}$  i  $\hat{r}$  zmienny i zależy od współrzędnej  $\psi$ . Składowa jakiegokolwiek wektora we współrzędnych cylindrycznych, odpowiadająca współrzędnej  $\psi$  będzie to rzut tego wektora na oś określoną przez wektor jednostkowy  $\hat{p}$ . Uwzględniając powyższe okoliczności, — wzory na gradient potencjału elektrycznego, wir potencjału wektorowego, oraz iloczyn wektorowy prędkości elektronu ( $\hat{v}$ ) przez natężenie pola magnetycznego ( $\hat{E}$ ), dadzą się napisać w postaci:

$$\begin{aligned} \text{grad } \varphi &= -E = \hat{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \hat{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \hat{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \\ &= \hat{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} + \hat{p} \frac{\partial \varphi}{\rho \partial \psi} + \hat{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (52a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{curl } \hat{A} = H &= \hat{i} \cdot H_x + \hat{j} H_y + \hat{k} \cdot H_z = \hat{r} \left[ \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_z}{\partial \psi} - \frac{\partial \rho A_\psi}{\rho \partial z} \right] + \\ &+ \hat{p} \left[ \frac{\partial A_\rho}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \right] + \hat{k} \left[ \frac{\partial \rho A_\psi}{\rho \partial \rho} - \frac{\partial A_\rho}{\rho \partial \psi} \right] \quad (52b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\hat{v} \wedge \hat{H}) &= (\hat{v} \wedge \text{curl } \hat{A}) = \hat{r} [v_\psi \text{curl}_z \hat{A} - v_z \text{curl}_\psi \hat{A}] + \\ &+ \hat{p} [v_z \text{curl}_\rho \hat{A} - v_\rho \text{curl}_z \hat{A}] + \hat{k} [v_\rho \text{curl}_\psi \hat{A} - v_\psi \text{curl}_\rho \hat{A}] \quad (52c) \end{aligned}$$

Wyrazy stojące po prawej stronie wektorów jednostkowych przedstawiają rzuty badanych wektorów na odpowiednie osie. Dalej wobec przyjęcia symetrii cylindrycznej obu pól mamy następujące zależności:

$$H_\rho \neq 0, H_z \neq 0, H_\psi = 0 \text{ a więc } A_\rho = A_z = 0 \text{ } A_\psi \neq 0$$

$$E_\psi = 0 \text{ a więc } \frac{\partial \varphi}{\rho \partial \psi} = 0.$$

Uwzględniając te wszystkie zależności i po dokonaniu odpowiednich przeróbek matematycznych możemy, zamiast równania (50), napisać trzy równania różniczkowe, odpowiadające odpowiednio składowym we współrzędnych cylindrycznych rozpatrywaniach wektorów

$$\frac{dv_\rho}{dt} = \gamma \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} - \gamma v_\psi \frac{\partial \rho A_\rho}{\rho \partial \rho} \quad (53a)$$

$$\frac{dv_\psi}{dt} = \gamma \frac{1}{\rho} \frac{d \rho A_\psi}{dt} \quad (53b)$$

$$v_z \cdot \frac{\partial \rho A_\psi}{\rho \partial z} + v_\rho \frac{\partial \rho A_\rho}{\rho \partial \rho} = \frac{1}{\rho} \left[ dz \frac{\partial \rho A_\psi}{\partial \rho} + d\rho \frac{\partial \rho A_\rho}{\partial \rho} \right] = \frac{1}{\rho} \frac{d \rho A_\psi}{dt}$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \gamma \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \gamma v_\psi \frac{\partial \rho A_\rho}{\rho \partial z} \quad (53c)$$

Składowe prędkości  $v_\rho$  i  $v_\psi$  możemy rozpatrywać jako składowe, wyrażone w współrzędnych biegunowych, prędkości rzutu na płaszczyznę  $xoy$  elektronu, poruszającego się w przestrzeni. Prędkość tego rzutu dana będzie przez pochodną względem czasu wektora  $\rho \hat{r}$ . Zgodnie z zasadami rachunku wektorowego pochodną tę można napisać w postaci:

$$\frac{d \rho \hat{r}}{dt} = \hat{r} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \cdot \frac{\partial \hat{r}}{\partial t} = \hat{r} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \hat{p} \left( \rho \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) = \hat{r} v_\rho + \hat{p} \cdot v_\psi \quad (54)$$

Różniczkując to równanie jeszcze raz względem czasu otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 (\rho \hat{r})}{dt^2} &= \hat{r} \left[ \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \rho \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)^2 \right] + \\ &+ \hat{p} \left[ \rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} \right] = \hat{r} \frac{dv_\rho}{dt} + \hat{p} \frac{dv_\psi}{dt} \quad (55) \end{aligned}$$

Całkując równanie (53b) i otrzymane wartości podstawiając do równań (53) otrzymujemy w ostatecznym wyniku następujące równania, które określają nam ruch elektronu:

$$\ddot{\rho} = \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \gamma \varphi - \frac{1}{2} \gamma^2 A_\psi^2 \right) \quad (56a)$$

$$\ddot{z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \gamma \varphi - \frac{1}{2} \gamma^2 A_\psi^2 \right) \quad (56b)$$

$$v_\psi = \rho \dot{\psi} = \gamma A_\psi \quad (56c)$$

Dla sprawdzenia mnożymy r. (56a) przez  $\frac{d \rho}{dt}$ , r. (56b) przez  $\frac{dz}{dt}$  i po scałkowaniu dodajemy do siebie otrzymując

$$\dot{\rho}^2 + \dot{z}^2 = 2 \gamma \varphi - \gamma^2 A_\psi^2 + \text{const lub } \frac{1}{2} m v^2 = 2 e \varphi + \text{const}^{23})$$

co znaczy, że suma energii kinetycznej i potencjalnej jest stałą, a więc spełniona jest zasada zachowania energii.

Załóżmy teraz, że rozpatrujemy wąski strumień elektronów, których tory tworzą małe kąty z osią  $Z$  czyli, że  $\rho$  jest stosunkowo dość małe. Możemy wtedy, wychodząc z równania dla potencjału wektorowego (zaniedbujemy pole magnetyczne, wywołane przez ruch elektronów):

$$\text{curl. curl } \hat{A} = 0 \text{ lub } \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho A}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = 0$$

i równania dla potencjału elektrycznego:

$$\Delta \varphi = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4 \pi \sigma$$

wyrazić potencjał wektorowy i potencjał elektryczny przez szeregi potęgowe.

Dla potencjału wektorowego, oznaczając przez  $h$  natężenie pola m. wzdłuż osi symetrii, będziemy mieli:

$$A_\psi = \frac{\rho}{2} h(z) - \frac{\rho^3}{2^2 \cdot 4} h''(z) + \frac{\rho^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} h^{IV}(z) \quad (57)$$

Składowa natężenia pola magnetycznego wyrazi się więc przez szereg:

$$H_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho A)}{\partial \rho} = h(z) - \frac{\rho^2}{2^2} h''(z) + \frac{\rho^4}{2^2 \cdot 4^2} h^{IV}(z) + \dots \quad (58)$$

Dla potencjału elektrycznego zaś mieć będziemy:

$$\begin{aligned} \varphi(z, \rho) &= \Phi(z) - \frac{\rho^2}{2^2} [\Phi''(z) + a_0(z)] + \\ &+ \frac{\rho^4}{4^2} \left[ \frac{1}{2^2} \Phi^{IV}(z) + \frac{1}{2^2} a_0''(z) - a_2(z) \right] - \dots = \\ &= \Phi(z) - \frac{\rho^2}{2^2} \Phi_2(z) + \frac{\rho^4}{4^2} \Phi_4(z) - \dots \quad (59) \end{aligned}$$

<sup>23)</sup>  $\frac{d}{dt} \left( \gamma \varphi - \frac{1}{2} \gamma^2 A_\psi^2 \right) = \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \gamma \varphi - \frac{1}{2} \gamma^2 A_\psi^2 \right) \cdot \frac{d \rho}{dt} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \gamma \varphi - \frac{1}{2} \gamma^2 A_\psi^2 \right) \cdot \frac{dz}{dt}$   
 $\dot{\rho}^2 + \dot{z}^2 + \gamma^2 A_\psi^2 = \dot{\rho}^2 + \dot{z}^2 + v_\psi^2 = v^2.$

Jako pierwsze przybliżenie możemy w tych szeregach zaniedbać wyrazy zawierające  $\rho$  w potęgach drugiej i wyższych, a wtedy równania ruchu elektronu (56a, b, c) wypadną:

$$\ddot{\rho} = \rho'' \dot{z}^2 + \rho' \ddot{z} = -\rho [\gamma^2/4 h^2(z) + \gamma/2 \Phi_2(z)] \quad (60a)$$

$$\ddot{z} = \gamma \Phi'(z) \quad (60b)$$

$$v_{\psi} = \rho \dot{\psi} = \gamma/2 \cdot \rho \cdot h(z) \quad (60c)$$

Całkując równanie (60b) otrzymujemy:

$$\dot{z}^2 = v_z^2 = 2\gamma \Phi(z) + v_{0z}^2 \quad (61)$$

Podstawiając tę wartość do równ. 60a uzyskujemy równanie różniczkowe określające rzut toru elektronu na płaszczyznę ( $\rho z$ ):

$$\rho''(z) + \frac{\gamma \Phi'(z)}{2\gamma \Phi(z) + v_{0z}^2} \rho' + \frac{\gamma^2/4 \cdot h^2(z) + \gamma/2 \cdot \Phi_2(z)}{2\gamma \Phi(z) + v_{0z}^2} \cdot \rho = 0 \quad (62)$$

$$\text{lub } \frac{d}{dz} [\sqrt{\Phi(z) + U_0} \cdot \rho'] = -\frac{1}{8} \cdot \frac{\gamma h^2(z) + 2\Phi_2(z)}{\sqrt{\Phi(z) + U_0}} \cdot \rho \quad (62a)$$

Jest to równanie liniowe drugiego rzędu, analogiczne do rozpatrywanego wyżej (r. 14), w które przechodzi ono przy założeniu:  $h(z) = 0$  oraz  $v_{0z}^2 = 0$ .

Dyskusja równania (14) tyczy się również i równania (62) i dlatego powtarzać jej nie będziemy.

W rozpatrywanym przypadku tor elektronu jest więc określony przez dwa równania (62) lub (62a) i równanie 60c. W ten sposób ruch elektronu odbywa się według analogicznych praw, jak w przypadku istnienia tylko pola elektrostatycznego, z tą jednak różnicą, iż płaszczyzna ruchu elektronu obraca się naokoło osi symetrii Z, zgodnie z równaniem (60c).

Rozpatrzmy teraz dwa przypadki szczególne:

a) Natężenie pola elektrycznego równa się zeru ( $\Phi'(z) = 0$ ), pole magnetyczne jest jednorodne, jego natężenie równoległe do osi Z ( $H = h(z) = \text{Const}$ ). Tor elektronu leży całkowicie w polu magnetycznym i jest określony przez dwa równania:

$$\frac{d}{dz} [\sqrt{U_0} \cdot \rho'] = -\frac{1}{8} \frac{\gamma h^2}{\sqrt{U_0}} \rho = \dots \quad (63a)$$

$$\dot{\psi} = \frac{1}{2} \gamma h = \omega = \text{const.} \quad (63b)$$

Zamiast r. (63a) możemy napisać, wychodząc z r. (60a) i (60b):

$$\ddot{\rho} = -\gamma^2 \frac{\rho}{4} h^2 = -\omega^2 \rho \text{ i } \ddot{z} = 0 \quad (63c)$$

Po ich scałkowaniu oraz r. 63b otrzymujemy równanie:

$$\rho = \rho_0 \sin \omega t; \quad \psi = \omega t; \quad \text{ i } \quad z = v_{0z} t \quad (64)$$

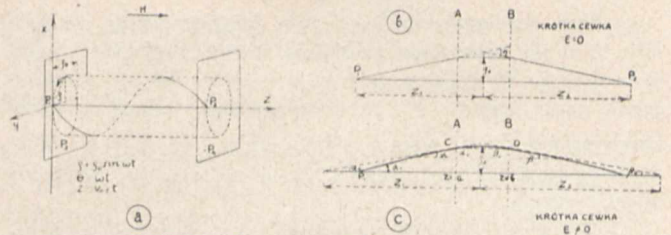
Tor elektronu jest więc linią śrubową (rys. 9a). Rzut elektronu na płaszczyźnie xy opisuje w czasie  $\tau = \frac{2\pi}{\gamma H}$  koło o średnicy  $\rho_0 = \frac{v_0 \sin \alpha}{\gamma H}$ . Czas obiegu nie zależy od prędkości elektronu ani promienia koła, a tylko od natężenia pola. Punkt przecięcia toru elektronu z osią Z posiada odciętą (rys. 9a)  $P_1 P_2 = \frac{2\pi v_{0z}}{\gamma H} = 2\pi \cdot \frac{v_0 \cos \alpha}{\gamma H}$ . Zależność ta wskazuje nam, że wiązka elektronów o małej rozwartości i małym nachyleniu do osi Z [wtedy  $\cos \alpha \approx 1$ ] zostanie zebrana w punkcie  $P_2$  — dając w ten sposób obraz źródła elektronów. Obraz ten będzie rozmyty, gdy promienie wiązki będą nieco bardziej nachylone względem osi [ $\cos \alpha \neq 1$ ].

Zwróćmy uwagę, iż w rozpatrywanym przypadku oś Z nie jest niczem wyróżniona w stosunku do linii do niej rów-

<sup>24</sup>)  $2\gamma U_0 = v_{0z}^2$  a więc  $2\gamma \Phi(z) + v_{0z}^2 = 2\gamma [\Phi(z) + U_0]$   $U_0, \Phi(z)$  wyrażone w voltach.

<sup>25</sup>) Dla uproszczenia przyjmijmy  $\Phi(z) = 0$ , co nie ogranicza jednak ogólności dalszych rozważań.

noległych. Rozpatrując więc elektrony wybiegające np. z punktu  $P_3$  otrzymamy zebranie ich w punkcie  $P_4$ , leżącym na prostej przechodzącej przez  $P_3$  i równoległej do natężenia pola magnetycznego. W rozpatrywanym więc przypadku, używając terminologii optycznej, uzyskujemy obraz prosty, rzeczywisty, tej samej wielkości co i przedmiot. Z równania (64) wynika, że dla płaszczyzny obrazu spórzędna  $\psi$  równa się  $\pi$  t. j. obie płaszczyzny południkowe przechodzące przez przedmiot i obraz zlewają się ze sobą <sup>26</sup>).



Rys. 9.

b. Pole magnetyczne istnieje w niewielkim obszarze np. pomiędzy płaszczyznami A i B. (rys. 9b). Całkując równanie (62a) otrzymujemy (zakładamy  $\Phi(z) = 0$  <sup>25</sup>) i  $\rho \approx \rho_0$ ):

$$\rho'(b) - \rho'(a) = -\frac{\gamma \rho_0}{8 U_0} \int_a^b h^2(z) dz \quad (65)$$

Uwzględniając zależności wynikające z rys. 9b.

$$\rho'(b) = \text{tg } \beta = -\frac{\rho_0}{z_2} \text{ i } \rho'(a) = \text{tg } \alpha = \frac{\rho_0}{z_1}$$

otrzymujemy

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{\gamma}{8 U_0} \int_a^b h^2(z) dz \quad (66)$$

Prawą stronę równania oznaczamy przez  $\frac{1}{f_2}$  gdzie  $f_2$  nazywamy odległością ogniskową obszaru obrazowego:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{\gamma}{8 U_0} \int_a^b h^2(z) dz \quad (67)$$

Ze wzoru 67 widzimy, że odległość ta jest zawsze dodatnia, a więc soczewka magnetyczna zawsze jest soczewką zbierającą. Ze wzoru (66), uwzględniając (67), otrzymujemy zależność analogiczną do wzoru dla soczewek szklanych dla światła

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f_2} \quad (68)$$

W odróżnieniu jednak od światła, płaszczyzna obrazowa, będzie skrócony względem przedmiotu o kąt  $\Theta$  który znajdziemy całkując równanie (60c), przy uwzględnieniu że  $\Phi'(z) = 0$

$$\begin{aligned} \Theta = \psi_2 - \psi_1 &= \frac{\gamma}{2} \int_{t_1}^{t_2} h(z) dt = \\ &= \frac{\gamma}{2 v_{0z}} \int_a^b h(z) dz = \sqrt{\frac{\gamma}{8 U_0}} \cdot \int_a^b h(z) dz \quad (69) \end{aligned}$$

Korzystając z równań (69) i (67) możemy napisać

$$\Theta = \frac{1}{\sqrt{f_2}} \frac{\int_a^b h(z) dz}{\sqrt{\int_a^b h^2(z) dz}} \quad (70)$$

<sup>26</sup>)  $\psi = \omega \cdot \tau = \omega \cdot \frac{\pi}{\omega} = \pi$ .

Ze wzoru tego widzimy, że przy zmianie skali dla osi Z, wprowadzając np. zmienną  $\tau = \frac{z}{c}$  (c — stała dowolna) otrzymujemy:

$$\Theta = \sqrt{\frac{c}{f_2}} \frac{\int_a^b h(\zeta) d\zeta}{\sqrt{\int_a^b h^2(\zeta) d\zeta}}$$

Przy rozciągnięciu więc pola magnetycznego wzrasta kąt  $\Theta$ , o ile zachowaną pozostaje wartość odległości ogniskowej ( $f_2$ ). W granicy, gdy pole zajmuje obszar nieskończenie mały mamy  $\Theta = 0$ , uwzględniając jednak powolne zmniejszanie się  $\Theta$  wraz z c (proporcjon. do  $\sqrt{c}$ ) graniczny ten przypadek jest praktycznie nawet w przybliżeniu nie do otrzymania.

Wzory na odległość ogniskową i kąt skrócenia w układzie jednostek praktycznych będą miały postać:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{0,022}{U} \int_a^b h^2(z) dz \dots \dots \dots (71)$$

$$\Theta = \frac{0,15}{\sqrt{U}} \int_a^b h(z) dz \dots \dots \dots (72)$$

c). Załóżmy teraz istnienie również i pola elektrostatycznego. Całkując r. (62a) i zakładając  $\rho = \rho_0$  otrzymujemy

$$\int_a^b d[\sqrt{\Phi(z) + U_0} \cdot \rho] = -\frac{\rho_0}{8} \int_a^b \frac{h^2(z) + 2\Phi_2(z)}{\sqrt{\Phi(z) + U_0}} dz \dots (73)$$

Zakładając dalej  $\Phi(a) = \Phi(b) = \Phi_0$  oraz uwzględniając następujące zależności (por. rys. 9c):

$$\rho'(b) = \text{tg } \beta_0 = -\frac{\rho_0}{z_2}$$

$$\rho'(a) = \text{tg } \alpha_0 \approx \frac{\rho_0}{z_1}$$

otrzymujemy w ostatecznym wyniku

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{8} \frac{1}{\sqrt{\Phi_0 + U_0}} \int_a^b \frac{h^2(z) + 2\Phi_2(z)}{\sqrt{\Phi(z) + U_0}} dz \dots (74)$$

Prawą stronę równania oznaczmy przez  $1/f_2$ :

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{8} \frac{1}{\sqrt{\Phi_0 + U_0}} \int_a^b \frac{h^2(z) + 2\Phi_2(z)}{\sqrt{\Phi(z) + U_0}} dz \dots (74a)^{26}$$

Przyjmując  $\Phi_2(z) = 0$  oraz  $\sqrt{\Phi_0 + U_0} = \frac{v_0}{\sqrt{2}\gamma}$  uzyskujemy

$$\frac{1}{f_2} = \frac{\gamma \sqrt{2}\gamma}{8 v_0} \int_a^b \frac{h^2(z) dz}{\sqrt{\Phi(z) + U_0}} = \frac{\gamma^2}{4 v_0} \int_a^b \frac{h^2(z) dz}{\sqrt{2\gamma\Phi(z) + v_0^2}} \dots (75)^{27}$$

Z tych rozważań widzimy, że i przy jednoczesnym istnieniu pola elektrycznego i magnetycznego możemy uzyskać ich działanie analogiczne do działania soczewek, przy czym uzyskuje się na ekranie fluoryzującym obrazy powiększone lub zmniejszone, zgodnie z prawami optyki geometrycznej. Różnica z optyką jest ta, że przy istnieniu pola magnetycznego następuje skrócenie obrazu względem przedmiotu.

d. Ruch elektronu w jednorodnym poprzecznym polu magnetycznym. Jeżeli kierunek prędkości elektronu jest pro-

stopadły do kierunku linii sił pola magnetycznego to tor elektronu jest kołeb o promieniu (por. II Ba str. 63)

$$r = \frac{m v_n}{e H} = \frac{v_0}{\gamma H} \dots \dots \dots (77)$$

znajdującym się w płaszczyźnie xoy<sup>28)</sup> (rys. 10b). Czas obiegu po kole wynosi:

$$\tau = \frac{2\pi r}{v_0} = \frac{2\pi}{\gamma H} \text{ lub } \tau = \frac{3,57}{H} \cdot 10^{-7} \text{ sek.} \dots (78)$$

Widzimy, że czas ten nie zależy od prędkości elektronu i od promienia koła. Przypuśćmy teraz, że z punktu P<sub>1</sub> wybiega strumień elektronów P<sub>1</sub>'A B, którego środkowy promień opisuje koło P<sub>1</sub> C P<sub>2</sub>, styczne do osi Y to znaczy, że prędkość elektronu w punkcie P<sub>1</sub> jest prostopadła do osi X (v<sub>nx</sub> = 0, v<sub>ny</sub> = v<sub>0</sub>). Wszystkie elektrony, których prędkości w punkcie P<sub>1</sub> tworzą z osią Y niewielki kąt  $\alpha$  opiszą również koła o tym samym promieniu, lecz będą zsunięte względem osi Y o kąt  $\alpha$  (rys. 10b). Równanie rodziny kół o promieniu r, przechodzących przez punkt P<sub>1</sub> (0, 0) jest następujące:

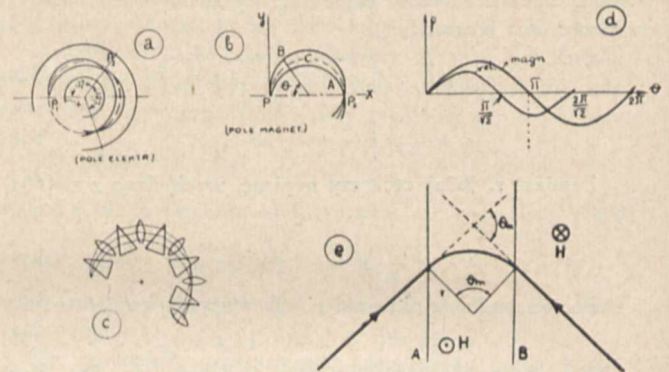
$$(x - r \cdot \cos \alpha)^2 + (y - r \sin \alpha)^2 = r^2$$

gdzie kąt  $\alpha$  jest parametrem, przedstawiającym kąt pomiędzy osią x, a prostą, łączącą punkt P<sub>1</sub> ze środkiem rozprzaskanego koła.

Wszystkie te koła przecinają oś X w punkcie x = 0, y = 0 oraz w punkcie o współrzędnych

$$y = 0, \quad x = 2r \cdot \cos \alpha,$$

Ze wzoru tego widzimy, że koła odpowiadające małym wartościom parametru  $\alpha$ , dla których z dostateczną dokładnością można przyjąć  $\cos \alpha \approx 1$ , będą wszystkie przecinały oś X w punkcie P<sub>2</sub> o współrzędnych x = 2r, y = 0. W ten sposób rozbieżna wiązka elektronów zostanie zogniskowana w punkcie P<sub>2</sub>. Z punktu widzenia optycznego działanie pola magnetycznego jest tu analogiczne do układu pryzmatów i soczewek dla światła, wskazanego na rys. 10c.



Rys. 10.

Na rys. 10d wskazano odchylenia w kierunku radialnym promieni elektronowych od koła środkowego P<sub>1</sub> C (rys. 10b) w funkcji kąta  $\Theta$ . Nakładając na siebie odpowiednio dobrane pola elektryczne i magnetyczne można uzyskać zogniskowanie elektronów dla dowolnej wartości kąta  $\Theta$  zawartej pomiędzy wartościami  $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$  a  $\pi$  (porówn. rys. 10a i 10b oraz II Ah.). Jeżeli pole magnetyczne istnieje tylko w pewnym obszarze, zawartym np. pomiędzy dwiema płaszczyznami A i B (rys. 10c), to tor elektronów poza obszarem pola m. są liniami prostymi (o ile pole elektryczne tam nie istnieje),

<sup>26)</sup>  $f_2$  dla danej soczewki elektromagnetycznej, jest wielkością stałą, którą przez analogję z optyką nazywamy odległością ogniskową.

<sup>27)</sup> Wzór ten jest analogiczny do wzoru podanego przez Busch'a (Arch. f. Elektr. 18 (1927) str. 589, wzór (16a).

<sup>28)</sup> Zakładając  $H_z = H, H_x = H_y = 0$  oraz  $E_x = E_y = E_z = 0$ , ruch elektronu odbywać się będzie w płaszczyźnie XOY. Wychoząc z równ. 50 (zakładając warunki początkowe  $(v_x)_t=0 = 0; (v_y)_t=0 = v$ ) znajdziemy  $x^2 + y^2 = \frac{v_0^2}{\gamma^2 H^2} = r^2$  [por. ....].



wewnątrz zaś obszaru części łuku koła (rys. 10d). Oznaczając długość opisanego łuku przez  $l$  i uwzględniając równanie (77) mamy zależność:

$$\text{łuk } AB = r \cdot \theta_m = \frac{v}{\gamma H} \theta_m = l$$

Stąd znajdujemy:

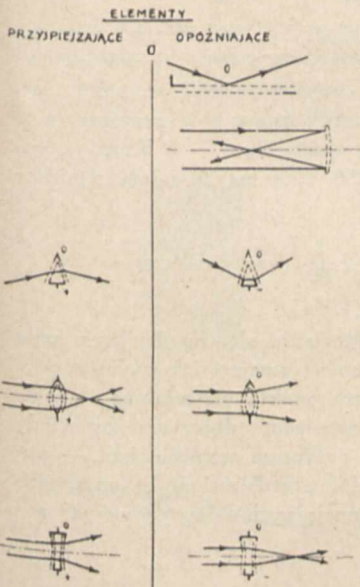
$$\theta_m = l \gamma \cdot \frac{H}{v_0} \dots \dots \dots (79)$$

III. ZASADNICZE ELEMENTY KONSTRUKCYJNE ELEKTRYCZNEJ OPTYKI ELEKTRONÓW.

Z wyżej przytoczonych rozważań matematycznych wynika zupełnie wyraźnie, że tory elektronów, przebiegających przez pola elektr. i magn. niejednorodne o symetrii cylindrycznej, są analogiczne do przebiegu promienia świetlnego poprzez ośrodki o różnych współczynnikach załamania. Odpowiednio ukształtowane pola wywołują zmiany torów elektronów, analogiczne do zmian, zachodzących w przebiegu promienia świetlnego, przechodzącego przez soczewki szklane, pryzmaty i t. p. Z rozważań tych wynika dalej, że zasady djoptryki Gaussa, słusznej dla światła, dadzą się również zastosować przy rozpatrywaniu torów elektronów. Stąd wynika dalszy wniosek, że podobnie jak dla światła możemy zmieniać zbieżności wiązek elektronowych oraz uzyskiwać na ekranie fluoryzującym obrazy ciał, emitujących elektrony. Przed praktykiem staje więc zagadnienie zbudowania dla elektronów elementów analogicznych do soczewek, zwierciadeł i pryzmatów dla światła. Z wyżej przeprowadzonych rozważań wynika, że elementy te mogą być dwójakiego rodzaju: elektryczne lub magnetyczne.

A. Elementy geom. optyki elektrycznej.

Przy budowaniu soczewek elektrycznych nasuwają się dwa możliwe rozwiązania: 1) próbować budować soczewki elektryczne analogicznie do soczewek szklanych, zastępując powierzchnie łamiące światło przez podwójne warstwy elektryczne, uzyskiwane zapomocą kondensatorów, utworzonych przez dwie blisko siebie umieszczone siatki metaliczne, posiadające różne potencjały elektryczne, lub 2) starać się wykorzystać przy budowie zasadniczych elementów optyki elektronowej zjawiska przechodzenia elektronów przez niejednorodne pola elektryczne. Zjawiska te są analogiczne do zjawisk przechodzenia światła przez ośrodki niejednorodne, złożone z warstw o różnych współczynnikach załamania, jak np. przy przechodzeniu światła przez oko ludzkie lub przez atmosferę, dla której współczynnik załamania światła zmienia się wraz z wysokością. Podobne zjawiska obserwujemy również przy przechodzeniu krótkich fal elektrycznych przez warstwę Heavisida'a.



Rys. 11.

a. Soczewki elektryczne z siatek metalowych. Elementy konstrukcyjne optyki elektronów, zbudowane z siatek metalowych, są schematycznie przedstawione na rys. 11. Kondensatory, tworzące boki tych elementów, rozpatrujemy, jako powierzchnie, na których na-

stępuje skok potencjału. Dla ustalenia torów elektronów, przechodzących przez te elementy, stosujemy rozważania podane wyżej (II A, str. 55). Odległości ogniskowe soczewek elektrycznych tak zbudowanych znajdujemy, stosując znany wzór z djoptryki Gaussa dla układu, złożonego z dwóch elementów kulistych, umieszczonych w odległości  $d$  i posiadających odległości ogniskowe przedmiotowe i obrazowe, dane odpowiednio przez  $f_{I1}, f_{II1}, f_{I2}, f_{II2}, f_{I12}, \dots$ . Odległości ogniskowe układu dane będą przez wzory:

$$\text{odległość ognisk. obrazowa } F_2 = \frac{f_{I2} \cdot f_{II2}}{f_{I2} + f_{II2} - d} \dots \dots (80)$$

$$\text{odległość ognisk. przedm. } F_1 = \frac{f_{I1} \cdot f_{II1}}{f_{I1} + f_{II1} - d} \dots \dots (81)$$

Odległości elementów składowych były wyprowadzone wyżej (II Ad — str. 57). Z faktu, że prędkości elektronu na powierzchniach zewnętrznie ograniczających soczewkę są te same, wynika równość pomiędzy odległościami ogniskowymi obszaru obrazowego i przedmiotowego układu. Przyjmując zaś, że odległość pomiędzy obu składowymi elementami w stosunku do odległości ogniskowych jest bardzo mała, wzory (80) i (81) można napisać w postaci ogólnie spotykanej dla soczewek szklanych:

$$F = F_1 = F_2 = \frac{f_{I2} \cdot f_{II2}}{f_{I2} + f_{II2}} \dots \dots (82)^{29)}$$

Tablica V.

Kształt soczewki	$f_2$	Soczewka	
		zbierająca ( $f_2 > 0$ )	rozpraszająca ( $f_2 < 0$ )
gdym			
pojedyncza warstwa podwójna	$\pm \frac{1}{1 - \frac{v_1}{v_2}} \cdot r$	$v_2 > v_1$ $v_2 < v_1$	$v_2 < v_1$ $v_2 > v_1$
dwuwypukłe dwuwklęsłe	$\pm \frac{v_1}{v_2 - v_1} \cdot \frac{r}{2}$	$v_2 > v_1$ $v_2 < v_1$	$v_2 < v_1$ $v_2 > v_1$
wypukło wklęsło płaskie	$\pm \frac{v_1}{v_2 - v_1} \cdot r$	$v_2 > v_1$ $v_2 < v_1$	$v_2 < v_1$ $v_2 > v_1$
wypukłowlęsłe	$\pm \frac{v_1}{v_2 - v_1} \cdot \frac{r_1 r_2}{ r_2 - r_1 }$	$v_2 > v_1$ $v_2 < v_1$	$v_2 < v_1$ $v_2 > v_1$

W tablicy V podano odległości ogniskowe, obliczone dla kilku typów soczewek. Ze wzorów tych widać, że odległości ogniskowe są funkcjami stosunku  $\frac{v_2}{v_1}$  lub  $\sqrt{\frac{U_2}{U_1}}$ . Dobierając odpowiednio te wartości możemy odległości ogniskowe zmieniać od  $-\infty$  do  $+\infty$  oraz uzyskiwać nawet odbicie wiązki elektronów od pierwszej powierzchni. Zapomocą siatek można dla elektronów skonstruować również i pryzmaty odchylające wiązkę o pewien kąt.

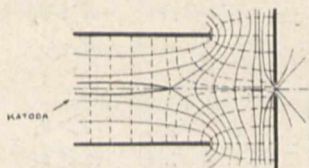
Tak zbudowane elementy optyki elektronowej mają jednak zasadniczy brak. Powierzchnie izopotencjalne w oczkach siatek są znacznie odkształcone, tak iż powierzchnia siatki nie może być rozpatrywana jako powierzchnia izopotencjalna, co wprowadza znaczne odkształcenia w rozpatrywanych zjawiskach. Optycznie rzecz ujmując odpowiada to nieoszlifowanej i niewypolerowanej powierzchni soczewki szklanej. Wskutek tego elementy z siatek metalowych są na-

<sup>29)</sup>  $f_{I2} \cdot f_{II2} = f_{I1} \cdot f_{II1}$

ogół bardzo mało używane w optyce elektronów i również mało naogół badane. Przeważa wśród badaczy przekonanie, że soczewki te, nie nadają się do zastosowań praktycznych. Według mego zdania jest to może zbyt kraincowo postawione twierdzenie. Dla celów uzyskiwania prawidłowych obrazów ciał emitujących elektrony jest mało prawdopodobne, ażeby się one nadawały, mogą jednak w przyszłości, zdaje mi się, znaleźć zastosowanie do niektórych specjalnych zagadnień, w których nie będzie chodzić o jednolitą strukturę przechodzącej wiązki.

Znacznie większe zastosowanie znalazły elementy innego typu, w których przez odpowiednie rozmieszczenie elektrod, posiadających różne potencjały, wytwarza się w większym lub mniejszym obszarze pole elektryczne niejednorodne, o symetrii cylindrycznej. Rozpatrzmy pokrótce zasadnicze elementy konstrukcyjne optyki elektronów tego typu.

b. *Cylinder Wehnelta*. Najwcześniej znanym i używanym elementem tego rodzaju był tak zwany cylinder Wehnelta, który otacza katodę, emitującą elektrony. Zazwyczaj posiada on potencjał zerowy lub ujemny. Jego działanie polega na zmniejszeniu kąta rozbieżności wiązki emitowanych elektronów przez katodę i może być rozpatrywane jako działanie soczewki elektrycznej. Optycznie rzecz ujmując możnaby jego działanie objaśnić w ten sposób (rys. 13), iż przedmiot (katoda) A znajduje się pomiędzy ogniskiem a zastępczą soczewką S, dającą obraz urojony B<sub>1</sub>, słabo powiększony, który odgrywa rolę przedmiotu dla anody. W ten sposób uzyskuje się zmniejszenie kąta rozbieżności wiązki elektronów oraz zwiększenie odległości przedmiotu od soczewki, co zgodnie ze wzorem (31a) powoduje zmniejszenie uzyskiwanego obrazu przez soczewkę, ustawioną poza cylindrem Wehnelta. Rozkład powierzchni izopotencjalnych w przypadku

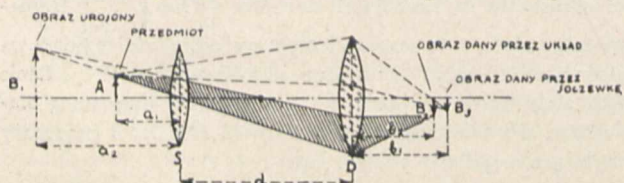


Rys. 12.

cylindra Wehnelta i anody wskazany jest na rys. 12. Oznaczając powiększenie dane przez cały układ przez P<sub>m</sub>, zaś powiększenie dane przez ten sam układ bez cylindra przez P<sub>0</sub>, mamy następującą zależność:

$$\frac{P_m}{P_0} = \frac{a_2}{a_1} \cdot \frac{d + a_1}{d + a_2} \cdot \frac{b_2}{b_1} \dots \quad (82a)^{30)}$$

Zmieniając wartość potencjału ujemnego na cylindrze Wehnelta mamy możliwość regulowania ilości elektronów w wiązce. Z tego korzystamy w telewizji dla zmiany jasności plamki świetlnej na ekranie ikonoskopu. Pod pewnym

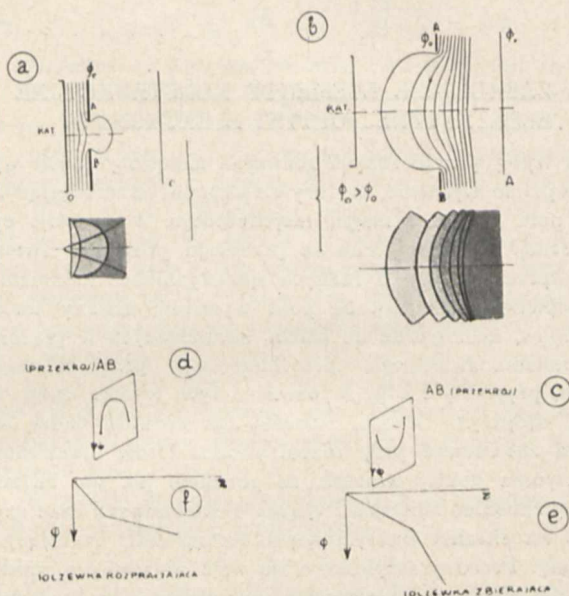


Rys. 13.

<sup>30)</sup> Cylinder Wehnelta daje powiększenie  $P_w = \frac{a_2}{a_1}$

Układ (cyl. Wehn. i socz.)  $P_m = \frac{a_2}{a_1} \cdot \frac{b_2}{a_2 + d}$  Sama soczewka dałaby powiększenie  $P_0 = \frac{b_1}{a_1 + d}$  Dzieląc dwa ostatnie wzory otrzymujemy wzór 82a. Zakładając  $b_2 \approx b_1$  (rys. 13) otrzymujemy wzór podany przez Ardenne'a  $\frac{P_m}{P_0} = \frac{a_2 \cdot d + a_1}{a_1 \cdot d + a_2}$  (82b)

względem działania cylindra Wehnelta może być porównane do działania siatki, posiadającej potencjał ujemny w lampie trój elektrodowej. Zwróćmy ponadto uwagę, że przy dodatnim potencjale na cylindrze Wehnelta odgrywa on pod pewnym względem rolę soczewki rozpraszającej — działanie to nie jest naogół bliżej zbadane.



Rys. 14.

c. *Diafragma*. Najprostszą soczewką elektryczną jest diafragma. Na rys. 14 wskazano rozkład powierzchni izopotencjalnych dla diafragmy w dwu różnych przypadkach: na rys. 14a diafragma jest jednocześnie anodą, potencjał obszaru po jej prawej stronie równa się zero, na rys. 14b anoda znajduje się na prawo od diafragmy, która posiada potencjał dodatni względem katody, niższy jednak od potencjału anody. W pierwszym przypadku diafragma będzie soczewką rozpraszającą, w drugim zbierającą<sup>31)</sup>. Sprawdzić to można zapomocą rachunku. Oznaczając na osi Z przez a i b punkty, w których  $\Phi''(z) = 0$  oraz potencjał diafragmy przez  $\Phi_0$  z pewnym przybliżeniem możemy napisać  $\Phi(a) = \Phi(b) = \Phi_0$ . Odległość ogniskową znajdziemy wtedy ze wzoru 39 i 36 (por. wzór 44a)

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4 \Phi_0} \left[ \frac{d \Phi}{dz} \right]_a^b = \frac{\Phi'(b) - \Phi'(a)}{4 \Phi_0} \dots \quad (33)$$

Skąd widzimy, że wartość f<sub>2</sub> może być dodatnią lub ujemną, zależnie od znaku licznika: dla  $\Phi'(b) > \Phi'(a)$  będzie zbierającą, zaś dla  $\Phi'(b) < \Phi'(a)$  — rozpraszającą (rys. 14b i 14a). I tak np., jeżeli przed diafragmą mamy pole przyspieszające + 15 V/cm, za diafragmą opóźniające — 5 V/cm, potencjał zaś diafragmy wynosi 250 V, to na odległość ogniskową znajdujemy (wzór 83)

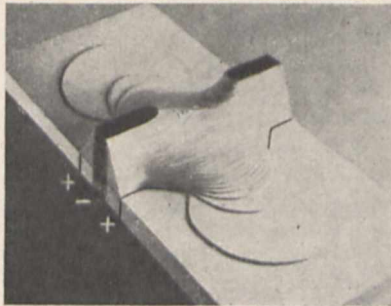
$$\frac{1}{f_2} = \frac{-5 - 15}{4 \cdot 250} = -\frac{1}{50} \quad f_2 = -50 \text{ cm.}$$

Soczewka jest rozpraszającą.

Dla łatwiejszego orientowania się w działaniu pola elektrycznego na elektrony można zamiast ich ruchu w polu elektrycznym rozpatrywać ruch punktu materialnego w polu grawitacyjnym, przyczem warstwicom odpowiadałyby wtedy powierzchnie izopotencjalne, przyczem wzniesieniom — potencjały ujemne. Na rysunku 15 przedstawiono w ten sposób rozkład powierzchni izopotencjalnych dla podwójnej soczewki (por. rys. 20a).

<sup>31)</sup> Na rys. wskazano analogiczny układ soczewek dla światła.

Jeżeli przed diafragmą będziemy mieli silniejszy spadek, niż za soczewką ( $\Phi'(b) < \Phi'(a)$ ), wtedy wytworzy się w niej wzniesienie (rys. 14a — przekr. AB), które na punkty materialne, biegnące równoległe do osi, będzie działać rozpraszająco. W przypadku wytworzenia się wgłębienia ( $\Phi'(b) > \Phi'(a)$ ) — rys. 14b), będziemy mieli działanie odwrotne.



Rys. 15.

Choć djafragma jest najprostszym elementem optyki elektronów, jej praktyczne zastosowania są niewielkie. Aby djafragma działała jako soczewka, koniecznym jest, aby przynajmniej z jednej jej strony było pole elektryczne o potencjale wzrastającym lub malejącym, co w praktyce nieraz jest bardzo niedogodne. Dla optyki znacznie ważniejszym jest taki układ zbierający, który po obu stronach posiada potencjały stałe ( $\Phi'(a) = \Phi'(b) = 0$ ). Można to uzyskać, tworząc układ złożony z dwóch djafragm, umieszczonych w niedużej odległości (rys. 16a). Układ taki przyjęto nazywać soczewką immersyjną.

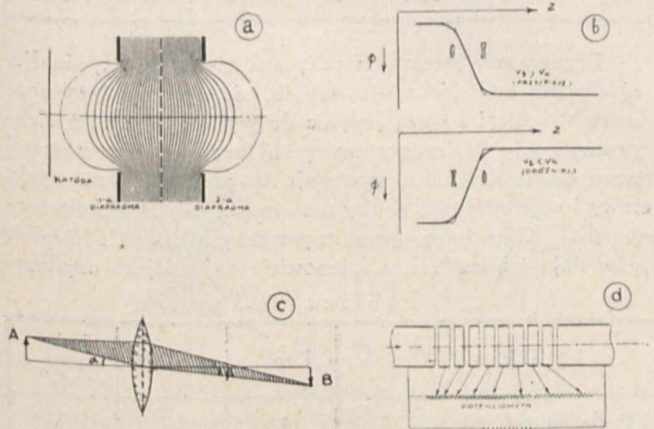
d. Soczewka immersyjna. (Knoll nazywa ją soczewką bez odwrócenia potencjału — ohne Potentialumkehr). Dla tego układu prędkości elektronu po obu stronach soczewki będą wartości stałe, lecz różne między sobą (rys. 16b). Odległość ogniskowa dla takiej soczewki jako pierwsze przybliżenie będzie dana przez wzór 43, zaś jako drugie przez wzór:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{3}{16} \frac{1}{\sqrt{\Phi(b)}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\Phi'(z)]^2}{\sqrt{\Phi^3(z)}} dz \dots (84)$$

Promień elektronowy, przechodzący przez środek soczewki zastępczej (rys. 16c) będzie załamany według prawa:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \dots (85)$$

Z rys. 16c oraz wzoru 31a widać, że w przypadku bardzo dużej prędkości wyjściowej ( $U_2$ ) elektronu otrzymuje się małe powiększenie obrazu. Soczewka immersyjna jest na ogół mało używana w praktyce.



Rys. 16.

Ażeby przy stałych prędkościach wejściowych i wyjściowych elektronu z soczewki można było zmieniać jej odległość ogniskową Knoll proponuje soczewkę typu wskazanego na rys. 16d. Przez zmianę potencjałów na elektrodach pośrednich uzyskuje się zmianę odległości ogniskowej. Knoll przypuszcza, iż zapomocą soczewki tego typu dadzą się zbudować układy elektrooptyczne, w których można będzie usunąć aberrację sferyczną i chromatyczną.

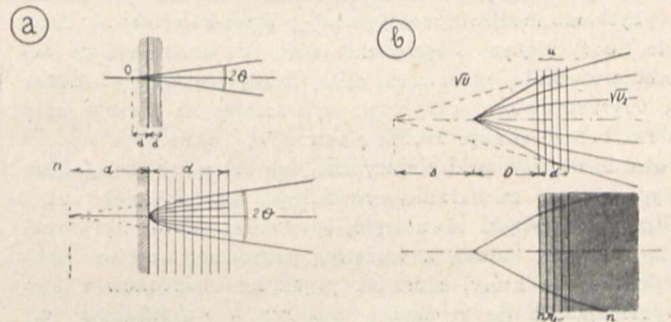
Podobną soczewkę zastosowali Zworykin i Morton w opracowanym przez nich teleskopie elektronowym. Według ich zdania soczewki tego typu umożliwiają usunięcie wszelkich zniekształceń w uzyskiwanym obrazie.

e. Kierunkowe działanie warstw przyspieszających. — Warstwę przyspieszającą otrzymuje się, wytwarzając w bezpośredniej bliskości katody elektryczne pole przyspieszające. Pole to może być wytworzone np. przez katodę oraz djafragmę, posiadającą potencjał dodatni. Elektrony wychodzą z jednego punktu katody z prędkością początkową  $\Phi_0$  woltów w przypadku idealnym, t. j. gdy warstwa przyspieszająca znajduje się na samej katodzie (rys. 17a), będą z niej wychodziły w postaci wiązki stożkowej. Rozwartość stożka dana będzie przez wzór:

$$\tan \theta = \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi}} \dots (86a)$$

$$\theta \approx \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi}} \text{ dla } \Phi_0 \ll \Phi \dots (86b)$$

Wskutek kierunkowego działania warstwy przyspieszającej elektrony pozornie jakgdyby wychodziły z punktu O

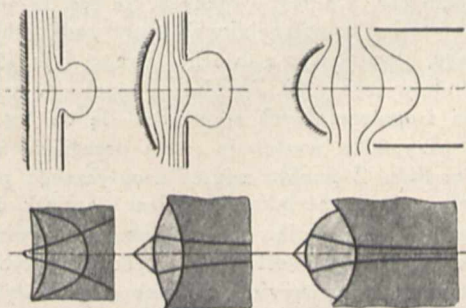


Rys. 17.

odległego od katody w pierwszym przybliżeniu o grubości warstwy przyspieszającej (rys. 17a). W szczególnym przypadku, gdy warstwa przyspieszająca znajduje się w pewnej odległości (D) od katody, elektrony jakby wychodziły z punktu odległego od niej o:

$$\Delta = (\kappa - 1) \left( D + \frac{d}{\kappa + 1} \right) \text{ gdzie } \kappa = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}$$

Działanie warstw przyspieszających, podobnie jak i działanie cylindra Wehnelta jest analogiczne do działania lupy dla światła. Nie wystarcza ono jednak do należytego zogniskowania wiązki elektronów. W celu otrzymania lepszego zogniskowania elektronów można użyć katod odpowiednio wykrzywionych (rys. 18) lub wstawić pomiędzy ka-



Rys. 18.

tość i djafragmę jeszcze jedną djafragmę, udzielając jej potencjału dodatniego. Układ taki nazywamy obiektywem immersyjnym. Stanowi on szczególny przypadek soczewki immersyjnej.

f. *Obiektyw immersyjny.* Działanie jego zostało dokładnie zbadane przez Johannsona i Hessa. Odległość ogniskową znajdziemy ze wzoru 43 i 36, kładąc  $\Phi'(a) = \Phi'(b) = 0$  oraz oznaczając prędkość wyjściową elektronów z katody przez  $U_0$ :

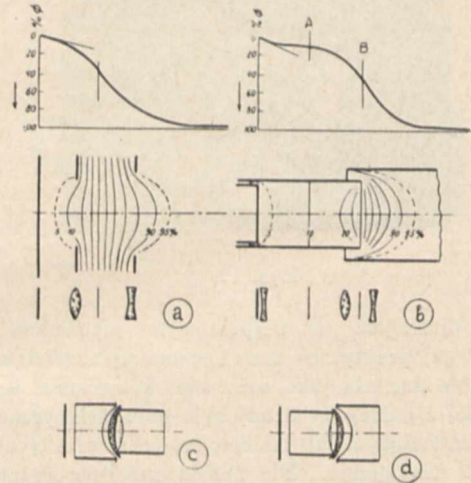
$$\frac{1}{f_z} = \frac{1}{8 \sqrt{\Phi(b) + U_0}} \int_a^b \frac{[\Phi'(z)]^2}{\sqrt{(\Phi(z) + U_0)^3}} dz \quad (87)$$

Obiektyw immersyjny jest więc zawsze soczewką zbierającą.

Z doświadczeń Johannsona wynika: a) Otrzymywane powiększenie przez obiektyw maleje według prawa hyperbolicznego wraz ze wzrostem odległości katoda—pierwsza djafragma. β) Przy stałych wymiarach geometrycznych elektrod powiększenie nie zależy od napięcia na drugiej djafragmie. γ). Powiększając proporcjonalnie wymiary elektrod otrzymujemy odpowiednio zwiększenie odległości ogniskowej. δ) Dla małych odległości katoda—pierwsza djafragma powiększenie otrzymywane dąży do pewnej granicy. (Najkrótsza otrzymana odległość ogniskowa była rzędu średnicy otworu djafragmy).

Dokładne badania obiektywu immersyjnego były przeprowadzone również przez Brüche'go. Miały one na celu możliwie najlepsze przystosowanie konstrukcji obiektywu do zastosowania go w rurach Brauna. W rurach tych chodzi o uzyskanie możliwie małej jasnej plamki świetlnej na ekranie fluoryzującym. Zagadnienie więc sprowadza się do zebrania na małej przestrzeni dużej liczby elektronów. Można to uzyskać dwoma sposobami: wytwarzając na ekranie mały obraz bardzo silnego źródła elektronów, ustawionego stosunkowo blisko soczewki elektrycznej lub też zebrać w ognisku, wypadającym na ekranie, równoległą wiązkę elektronów. Otrzymanie wiązki równoległej sprowadza się do wytworzenia pomiędzy katodą a soczewką podwójnej warstwy elektrycznej, dla której stosunek prędkości elektronów z niej wybiegających do prędkości elektronów wchodzących jest bardzo duży. W podwójnej warstwie występuje wtedy bardzo silne załamanie, wskutek czego elektrony niezależnie od kąta padania opuszczają warstwę prawie normalnie. Według Brüche'go ten drugi sposób okazał się w praktyce niedogodnym. Przy stosowaniu pierwszej metody koniecznym jest zbudować taki układ elektro-optyczny, któryby dawał bardzo małe powiększenia. Celem pracy Brüche'go było zbadanie, w jakich warunkach przy pomocy obiektywu immersyjnego dałoby to się uzyskać. Wychodzi on z danych, otrzymanych przez Johannsona. Zwiększa dziesięciokrotnie otwory w djafragmach oraz ich odległości między sobą w porównaniu do obiektywu, używanego przez Johannsona. Katoda była płaska, o średnicy 8 mm, otoczona pierścieniem ochronnym, który powiększał jej powierzchnię do 40 mm. Dalej próbował djafragmy zastąpić przez cylindry, początkowo o jednakowych średnicach, a potem o różnych. Na rys. 19 wskazano rozkład powierzchni izopotencjalnych w przypadku obiektywu immersyjnego, utworzonego z dwóch djafragm (rys. 19a) oraz dwóch cylindrów (rys. 19b). Zasadnicza różnica w rozkładzie powierzchni izopotencjalnych sprowadza się do tego, że w pierwszym przypadku występuje jedno przebiegnięcie krzywej, a w drugim dwa. Z punktu widzenia optycznego pierwszy układ można rozpatrywać jako układ dwu soczewek, drugi — trzech (rys. 19). Zakładając, że w punkcie A styczna jest poziomą (co w praktyce jest słuszne tylko w przybliżeniu) możnaby obiektyw immersyjny, złożony z dwu cylindrów, rozpatrywać jako warstwę przyspieszającą i soczewkę immersyjną.

Z doświadczeń Brüche'go wynika: a) Przy użyciu obiektywu, złożonego z dwu djafragm uzyskiwane powiększenie maleje wraz ze wzrostem odległości katoda—pierwsza djafragma lub odległości pomiędzy djafragmami. Dla uzyskania małych powiększeń wygodniej jest brać małe odległości pomiędzy djafragmami, a duże odległości katoda—djafragma. β) Obiektyw, utworzony z dwu cylindrów, daje większe powiększenia, gdy średnica drugiego cylindra jest mniejsza (rys. 19c), niż w przypadku odwrotnym (rys. 19d). Pierw-



Rys. 19.

szy układ może być użyty jako mikroskop, drugi jako projektor. γ) Otrzymuje się mniejsze powiększenia, dając stosunkowi długości cylindra do jego średnicy wartości większe od jedności. Wielkość szpary pomiędzy katodą a pierwszym cylindrem mało wpływa na uzyskiwane powiększenie. δ) Mniejsze powiększenia uzyskuje się przy takim przesunięciu pierwszego cylindra, aby obejmował katodę. ε) Zamknięcie drugiego cylindra przez płytkę metalową mało wpływa na uzyskiwane powiększenia. ζ) Przy dwukrotnych powiększeniach uzyskiwane obrazy są znacznie zniekształcone.

W tabelicy VI podano kilka liczb charakterystycznych dla omawianych układów.

Tabela VI.

C mm	d = 22 mm		d = 29 mm			
	P.	$\Phi_s/\Phi_A$	P.	$\Phi_s/\Phi_A$	P.	$\Phi_s/\Phi_A$
34	3,3	0,094	3,5	0,056	3,5	0,073
40	2,7	0,11	2,9	0,074	—	—
46	2,4	0,13	2,5	0,090	2,5	0,11
52	2,2	0,15	2,3	0,10	—	—
58	2,0	0,16	—	0,12	—	—
61	1,9	0,17	1,9	0,13	1,9	0,15

Zaznaczamy jeszcze, że przy zmianie w obiektywie djafragm przez cylindry zyskujemy to, iż cylindry leżą poza wiązką strumieni i służą jedynie do wytworzenia pola elektrycznego, gdy djafragmy zazwyczaj znajdują się w samej wiązce elektronów. Nie występuje tu zatem t. zw. efekt zerowy i częstotliwości (Nullpunksanomalie i Hochfrequenzanomalie). Kilka liczb charakterystycznych dla układów obu typów daje tabela VII, a mianowicie najmniejsze uzyskane

Tabela VII.

Układ	P mm	K	$\frac{L-K}{P \text{ mm}}$
Dwie djafragmy . . . .	4,6	37	71
Dwa cylindry . . . .	1,9	81	150

powiększenie ( $P_{min}$ ), przy którym otrzymuje się wyraźny jeszcze obraz, odległość, liczoną od katody do punktu osi, w którym wartość potencjału zmniejszyła się do 5% ( $K$ ) oraz stosunek  $\frac{L-K}{P_{min}}$  (= czułość), gdzie  $L$  — odległość katody do ekranu.

g) *Podwójna soczewka* (Einzellinse (Brüche), Doppelinse (Rogowski). Linse mit Potentialumkehr (Knoll). W praktycznych zastosowaniach często jest potrzebny taki układ, w którym prędkości elektronów po obu jego stronach byłyby takie same. Uzyskać to można, biorąc trzy djafragmy, z których skrajne są ustawione symetrycznie względem środkowej. Na rys. 20 a, b, c, d przedstawiono przebieg powierzchni izopotencjalnych dla kilku typów podwójnej soczewki, na rys. 20a i 20b pokazano pozatem przebieg potencjału wzdłuż osi symetrii.

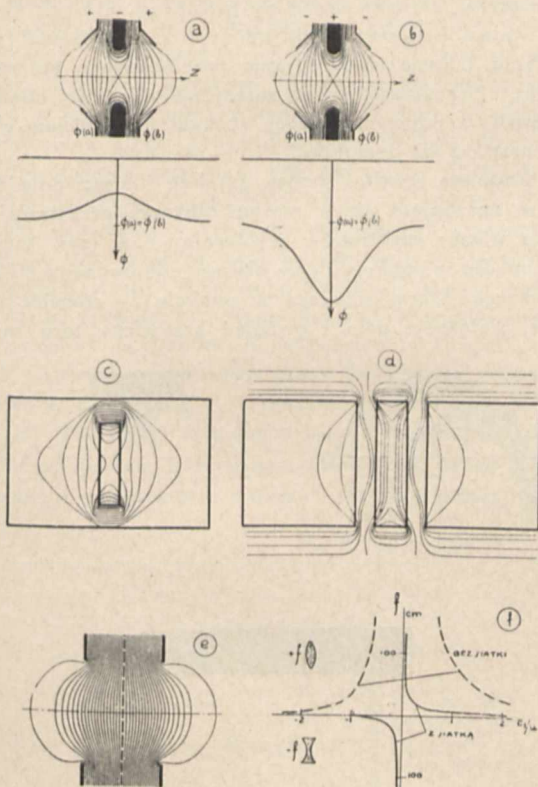
Odległość ogniskowa tej soczewki dana jest przez wzór:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{8 \sqrt{\Phi(b)}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\Phi'(z)]^2}{\sqrt{\Phi^3(z)}} dz = \frac{1}{4 \sqrt{\Phi(b)}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi''(z)}{\sqrt{\Phi^3(z)}} dz \quad (88)$$

Ważną własnością podwójnej soczewki jest to, iż można ją przesuwać w wiązce elektronów, nie wywołując zmian potencjału w jej pobliżu. Przy odpowiednim doborze potencjału na skrajnych elektrodach można środkowej udzielić potencjału zerowego (połączyć z katodą), co pozwala zaoszczędzić jedno źródło napięcia.

W soczewce podwójnej elektrodę środkową można zastąpić przez siatkę (rys. 20e). Wtedy soczewka taka jest zbierająca ( $f > 0$ ), gdy potencjał na siatce będzie dodatni, rozpraszająca zaś ( $f < 0$ ) — w przypadku ujemnego potencjału.

Zmianę odległości ogniskowej w zależności od stosunku  $\frac{E_l}{U}$ <sup>32)</sup> wskazano na rys. 20f, tak dla soczewki z siatką (linja



Rys. 20.

<sup>32)</sup>  $E_l$  — potencjał środkowej elektrody względem zewnętrznych,  $U$  — prędkość elektronów (w woltach), wchodzących do soczewki.

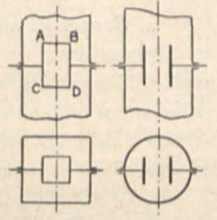
ciągła), jak i bez niej (linja kreskowana). Widać z tego wykresu, iż siła załamania dla soczewki z siatką jest dużo większa niż dla soczewki bez siatki. I tak np. dla  $\frac{E_l}{U} = \frac{1}{2}$  jest ona 25 razy większa.

h. *Soczewki cylindryczne*. Zastępując w poprzednio rozpatrzonych soczewkach otwory przez szpary otrzymamy cylindryczne soczewki, których zdolności łamiące (Breckraft) są większe, niż zwykłych. Dla soczewki cylindrycznej w postaci djafragmy otrzymujemy na odległość ogniskową następujący wzór:

$$f_2 = \frac{2 \Phi_0}{\Phi'(b) - \Phi'(a)} \dots \dots \dots (89)$$

Knoll w swej pracy podaje układy soczewek cylindrycznych (rys. 21), w których cylindrom dano przekroje prostokątne. Zaznacza on, że krótkie boki prostokąta mogą być opuszczone (rys. 21 — AB i CD).

i. *Układy pryzmatyczne* (Fokussierungslinsen). Brüche i Scherzer układami pryzmatycznymi nazywają takie, w których oś optyczna jest zakrzywiona. Przykładem takiego układu będzie pole kondensatora cylindrycznego (rys. 10a). W optyce światła analogicznym układem byłby układ złożony z szeregu pryzmatów i soczewek (rys. 10c), ustawionych na obwodzie koła. Ośią optyczną takiego układu jest koło. Elektronów, które wybiegają np. z punktu  $P$ , położonego na osi pod pewnym niewielkim kątem do niej, przecinają się z osią, jako to widzieliśmy wyżej, po opisanu przez promień wodzący



Rys. 21.

OP kąta  $\theta = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127^\circ 17'$ . Odkładając na osi  $Y$  odchylenie radialne od osi optycznej, zaś na osi  $X$  kąt  $\theta$  otrzymamy sinusoidę (rys. 10d). Podobne zjawisko obserwuje się przy rozpatrywaniu ruchu elektronu w jednorodnym polu elektrycznym. To ostatnie niema praktycznego zastosowania, gdyż tu prędkość elektronu ulega zmianie. W przypadku, gdy jednorodne pole elektryczne jest ograniczone, uzyskujemy zwykle odchylenie promienia elektronowego (pryzmat elektryczny).

j. *Wady soczewek*. Przy rozpatrywaniu powyższych układów ograniczaliśmy się do promieni biegnących bardzo blisko osi optycznej, co pozwalało nam w przeprowadzanych rachunkach wprowadzić cały szereg uproszczeń. Oczywiście jest więc, że otrzymywane zależności dla przebiegów promieni elektronowych będą tylko pewnymi przybliżeniami, od których rzeczywiste przebiegi będą się odchyłać w większym lub mniejszym stopniu. Te odchylenia zupełnie niesłusznie, tak w optyce światła, jak i optyce elektronów, nazwano „wadami soczewek”. Najprościej rachunkowo daje się ująć aberacja chromatyczna soczewek. Powstaje ona stąd, że padające elektrony na soczewkę posiadają różne prędkości, przyczem występujące różnice nie są zazwyczaj zbyt wielkie. Rozpatrzmy teraz, jakie zmiany powstają wskutek tego w obliczanych odległościach ogniskowych. Oznaczając przez  $\varepsilon$  różnicę prędkości elektronów znajdziemy, korzystając z wyżej podanych wzorów

dla djafragmy:

$$f_2 = \frac{4 (\Phi_n + \varepsilon)}{\Phi'(b) - \Phi'(a)} \quad \text{skąd} \quad \frac{df_2}{d\varepsilon} = \frac{4}{\Phi'(b) - \Phi'(a)} \quad (91)$$

dla podwójnej soczewki:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{8 \sqrt{\Phi + \varepsilon}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi'^2}{\sqrt{(\Phi + \varepsilon)^3}} dz$$

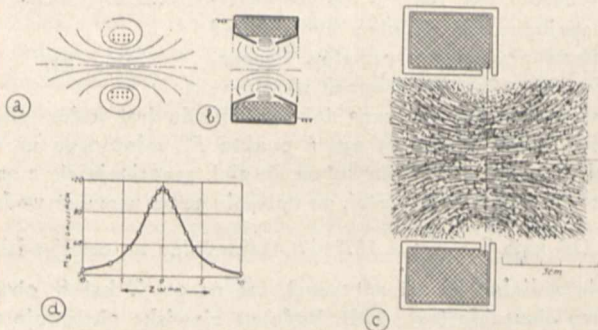
a więc 
$$\frac{1}{f_2} \cdot \frac{df_2}{dz} = \frac{1}{16 \sqrt{\Phi^3}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi^{1/2}}{\sqrt{\Phi^3}} dz + \frac{3}{16 \sqrt{\Phi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi^{1/2}}{\sqrt{\Phi^3}} dz \quad (92)$$

Widzimy więc, że odległość ogniskowa wzrasta wraz ze wzrostem energii elektronów. Brüche i Scherzer w swej książce zwracają uwagę na trudności skonstruowania soczewki achromatycznej, a to wskutek tego, że soczewka podwójna i obiektyw immersyjny są zawsze soczewkami zbierającymi, niezależnie od przebiegu potencjału. Powstaje więc pytanie, czy budowa elektrycznych soczewek achromatycznych jest wogóle możliwa. Proponowane układy przez Ardenne'a uważają oni za nierealne dla celów praktycznych.

Pozatem soczewki elektryczne, podobnie jak i soczewki dla światła, posiadają wady, jak: aberację sferyczną, astygmatyzm i t. d.

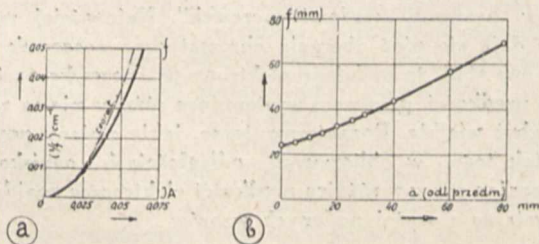
**B. Elementy optyki magnetycznej.**

a. **Soczewki magnetyczne.** Krótkie soczewki magnetyczne otrzymujemy w praktyce przez użycie cewek elektrycznych, które umieszcza się często w żelaznym panczerzu, posiadającym szczelinę powietrzną. Na rys. 22 przedstawiono przebieg linii sił pola magnetycznego cewki nieopancerzonej, na rys. 22b — opancerzonej. Na rys. 22c dla przykładu



Rys. 22.

przedstawiono cewkę opancerzoną, używaną przez Knolla. Cewka ta posiada 6 500 zwoi drutu o średnicy 0,2 mm, będąc przystosowaną do prądu na napięcie 220 V. Średnica wewnętrzna panczerza wynosiła 10 cm, grubość użytej blachy żelaznej 4 mm. Szerokość szpary wynosiła 4 mm. Według Ruska optimum działania cewek uzyskuje się przy większych szerokościach szpary. Uzyskiwane natężenie pola magnetycznego wzdłuż osi Z przy prądzie w cewce 0,1 A przedstawiono na rys. 22d. Już w odległości 4 cm od płaszczyzny symetrii potencjał spadał do 10% swej wartości maksymalnej. Odległości ogniskowe, uzyskiwane za pomocą tej cewki, dochodziły do kilku cm. Przy tak małych odległościach nie można



Rys. 23.

już soczewki magnetycznej rozpatrywać jako krótkiej. Zmiany odległości ogniskowej w funkcji natężenia prądu w cewce oraz odległości przedmiotu od środka szpary przedstawiono na rys. 23a i 23b. Dla uzyskania jeszcze mniejszych odległości ogniskowych należy rozmiary całej cewki zmniejszyć;

i tak np. dla otrzymania soczewki, dającej odległość ogniskową dwa razy mniejszą od soczewki, używanej przez Knolla, należałoby wszystkie długości zmniejszyć do połowy, pozostawiając natężenie prądu w cewce i ilość jej zwoi bez zmiany, Ze wzoru

$$\frac{1}{f_2} = \text{const} \int h^2(z) dz \quad (93)$$

wynika: ażeby przy dwa razy mniejszym \$dz\$ otrzymać dwa razy mniejszą odległość ogniskową, należy dwukrotnie zwiększyć natężenie pola magnetycznego. Wobec tego zaś, że natężenie pola \$h\$ związane jest z natężeniem prądu \$I\$ w cewce przez wzór:

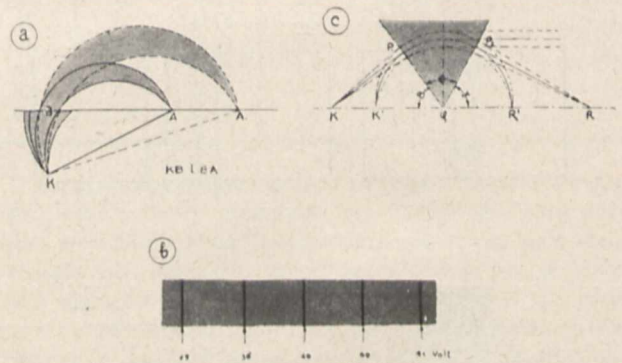
$$\oint h ds = 4 \pi n I \quad (94)$$

uzyskamy to przy zmniejszeniu dwa razy wymiarów cewki (\$ds\$) i przy utrzymaniu tej samej wartości natężenia prądu (\$I\$) i ilości zwoi w cewce.

b. **Magnetyczne elementy przyzmatyczne.** Jako elementów odchyłających używa się dwu cewek, tak ustawionych, aby kierunek ruchu elektronów był w przybliżeniu prostopadły do linii sił pola. Z rozważań matematycznych widzieliśmy, że odchylenie jest funkcją masy elektronu, prędkości oraz jego ładunku. Możemy więc te własności wykorzystać dla rozdzielania np. elektronów, posiadających różne prędkości.

W przypadku, gdy cały tor elektronu znajduje się w jednorodnym polu magnetycznym elektrony, posiadające te same prędkości, opiszą koła o takim samym promieniu, przy czym, jeżeli kierunki ich prędkości wyjściowych tworzą między sobą niewielkie kąty, zostaną zogniskowane w jednym punkcie (rys. 10b). Na rys. 24a źródło elektronów oznaczono przez \$K\$, szczelinę—przez \$B\$. W płaszczyźnie szczeliny zostaną wiązki elektronów, odpowiadające elektronom o różnych prędkościach, zogniskowane w różnych miejscach kliszy, dając szereg obrazów szczeliny (prążków), których układ da nam widmo prędkości elektronów w rozpatrywanej wiązce. Przykład takiego spektrogramu przedstawiono na rys. 24b. Dobroć otrzymanego widma zależy od odległości między sobą prążków, odpowiadających różnym prędkościom elektronów oraz od ich szerokości.

Podobny rezultat można uzyskać i przez pola magnetyczne, znajdujące się w małym obszarze przestrzeni. Rozbieżna wiązka elektronów, wybiegając z \$K\$ (rys. 24c) pada prostopadłe w punkcie \$P\_1\$ na obszar jednorodnego pola magnetycznego, który opuszcza w punkcie \$P\_2\$ również prostopadłe. Natężenie pola i promień krzywizny toru są zwi-



Rys. 24.

zane równaniem 77. Z rys. 24c widać bezpośrednio, że w tym przypadku działanie pola jest zbierające. Barber obliczył, że promienie elektronów o tej samej prędkości będą zogniskowane w punkcie \$R\$, dla którego mamy \$\beta + \theta + \gamma = \pi\$, to znaczy, że \$KQR\$ jest linią prostą. W przypadku

$\beta + \Theta = \frac{\pi}{2}$  wiązka elektronów wychodzi z pola magnetycznego, jako wiązka równoległa (punkt *R* przesuwa się do nieskończoności).

C. Pola ładunków przestrzennych.

Ładunki przestrzenne, jak to wynika z równania potencjału wywołują powstawanie pól elektrycznych, a więc przy odpowiednich warunkach mogą wywołać elektrooptyczne zjawiska załamania torów elektronów. Zasadnicza różnica pomiędzy polami, wywołanymi przez soczewki elektryczne a ładunki przestrzenne, jest ta, że w pierwszym przypadku spełnione jest równanie  $\Delta \varphi = 0$ , w drugim  $\Delta \varphi = 4\pi \rho$ . Pole ładunków przestrzennych można porównać z punktu widzenia optycznego z atmosferą, w której wskutek różnic temperatur powstał niejednorodny rozkład gęstości. Zbudowanie dobrych soczewek na podstawie wykorzystania pola ładunków przestrzennych pomimo tego, iż ich obliczenie jest nieco łatwiejsze wskutek odpadnięcia warunku  $\Delta \varphi = 0$ , natrafia w praktyce na duże trudności, choćby już z tego względu, iż jest rzeczą prawie niemożliwą utrzymać w ciągu dłuższego czasu bez zmiany rozkład ładunków, wynikający z rachunku.

Działanie pola elektrycznego ładunków przestrzennych występuje przy gazowej koncentracji wiązki elektronów w rurach Brauna oraz w spadku katodowym rury próżniowej. Według hipotezy Johnsona, gdy równoległa wiązka elektronów wbiega do obszaru, w którym panuje małe ciśnienie gazu (rzędu od  $10^{-1}$  do  $10^{-4}$  mm Hg), to na swej drodze, wskutek zderzeń z atomami gazu, wywołuje powstanie jonów dodatnich, które spowodują swej mniejszej ruchliwości od elektronów skupiają się na powierzchniach cylindrycznych. Powstały w ten sposób ładunek przestrzenny wywołuje skupienie elektronów ku osi. Zjawisko to nazywamy gazową koncentracją (Gaskonzentration). W odpowiednich warunkach udaje się uzyskać wiązkę elektronów o bardzo małym przekroju poprzecznym. Próby ilościowego ujęcia powyższego zjawiska były robione przez Frenkla i Bobkowskiego, Scherzera i Engela, nie dając jednak konkretnych wyników. Doświadczenia wykazują, iż zjawisko to jest znacznie bardziej złożone, niżby to wynikało z jakościowego ujęcia przez Johnsona. Wobec zbyt wielu czynników, wchodzących tu w grę, nie należy się też i spodziewać w najbliższej przyszłości uzyskania ścisłych, jednoznacznych zależności, dotyczących się gazowej koncentracji elektronów. Charakter gazowej koncentracji elektronów zależy z jednej strony od sposobu uzyskania wiązki elektronów, t. j. od optycznego układu elektrod, z drugiej zaś jest ściśle związane za zjawiskami wyładowań w próżni.

W niedawno ogłoszonej pracy Sokolskaja rozpatruje wpływ różnych czynników na gazową koncentrację elektronów, przy całkowitem pominięciu strony elektrooptycznej.

Dla otrzymania koncentracji elektronów przez powstające ładunki przestrzenne napełnia się rurę próżniową ja-

kimś gazem obojętnym o ciśnieniu rzędu  $10^{-3}$  mm Hg. Dolna granica ciśnień, przy której występuje jeszcze koncentracja elektronów, zależy od rodzaju gazu, przyczem jest ona tem mniejszą, im gaz jest cięższy. W rurze wyładowań elektrycznych w pobliżu katody (rys. 25) istnieje gwałtowny spadek potencjału. Jest on znaczny przy małych ciśnieniach gazu. Z rozważań wyżej podanych wynika, że elektrony po przejściu przez warstwę spadku katodowego, wychodzą z niej prawie prostopadle. To było przyczyną, że początkowo przypuszczano, iż elektrony wychodzą z katody prostopadle do jej powierzchni.

IV. ZASTOSOWANIA W TECHNICE I NAUCE.

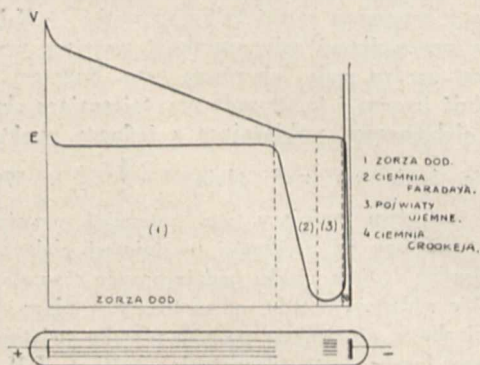
Po omówieniu fizycznych podstaw optyki elektronowej oraz opisanu jej podstawowych elementów konstrukcyjnych zilustrujemy pokrótce na kilku przykładach sposoby stosowania metod optyki elektronów do rozwiązywania pewnych zagadnień, związanych z konstrukcją przyrządów pomiarowych oraz użycia tych przyrządów do celów praktycznych lub do badań naukowych.

Stosując metody optyki elektronowej wyznaczamy tory elektronów, poruszających się w polu elektromagnetycznym na zasadzie rozważań geometrycznych nad przebiegiem promienia elektronowego w zastępczej soczewce (podobnie jak to robimy w optyce światła), przez co zyskujemy znacznie jaśniejszy i wyraźniejszy obraz badanych zjawisk. Pozwala nam to również przenieść na grunt optyki elektronowej wiele rozważań, przeprowadzonych już na gruncie optyki światła i dotyczących się budowy przyrządów optycznych, co otwiera przed nami zupełnie nowe perspektywy. Optyka elektronów stawia w obecnej chwili swe pierwsze kroki tak pod względem naukowym jak i swych zastosowań technicznych. Wiele jednak faktów przemawia za tem, iż w krótkim może już czasie osiągnie tą samą doskonałość co optyka światła.

Korzyści, jakie daje stosowanie metod optyki elektronowej konstruktorom rur Brauna, mikroskopów elektronowych oraz spektrografów masy nie ulegają w danej chwili żadnym wątpliwościom. Zastosowania tych przyrządów z drugiej strony stają się coraz to liczniejsze, umożliwiając nam rozwiązywanie wielu zagadnień, dotychczas dla nas niedostępnych.

Rury Brauna. Wiemy, że zamiast rozpatrywać działanie pola elektrycznego lub magnetycznego na ruch elektronu, możemy w niektórych przypadkach rozpatrywać przebieg promienia w soczewce zastępczej, której stałe charakterystyczne można obliczyć z odpowiednich wzorów. Zostało to sprawdzone na drodze rozważań matematycznych oraz doświadczalnie. Przy projektowaniu jakiegos układu elektrooptycznego postępujemy zazwyczaj odwrotnie: najpierw ustalamy stałe charakterystyczne soczewki zastępczej, dającej nam odpowiedni strumień elektronów, potem zaś przechodzimy do zaprojektowania odpowiedniego układu elektrod, czy też cewki magnetycznej. Należy tu zwrócić uwagę, iż stałe soczewki zastępczej nie wyznaczają jednoznacznie określonego układu elektrod, czy też rozmiarów cewki magnetycznej. Ta dowolność jest pod pewnymi względami korzystna dla konstruktora, gdyż pozwala mu lepiej dopasować układ soczewek elektrycznych czy magnetycznych do wymagań technicznych, stawianych np. projektowanej rurze Brauna.

Przed konstruktorem rury Brauna stają zazwyczaj trzy zagadnienia, wymagające rozwiązania, a mianowicie chodzi o uzyskanie: 1) małego, lecz jasnego punktu świetlnego na ekranie fluoryzującym, 2) dużej czułości, to znaczy, aby różnicy potencjałów 1 volt na płytkach kondensatora odchyłającego, odpowiadało duże wychylenie plamki na ekranie od jej



Rys. 25.

położenia początkowego (gdy różnica potencjałów na płytkach wynosi zero), oraz 3) dużej powierzchni, opisywanej przez plamkę na ekranie. Przy rozpatrywaniu tych zagadnień należy odróżniać dwa typy rur Brauna: 1) rury ze stałym układem elektro-optycznym (wysokopróżniowe) i 2) z koncentracją gazową (niskopróżniowe). Cechy charakterystyczne obu typów podane są w tabl. VIII. Wydaje się, iż w przyszłości rura

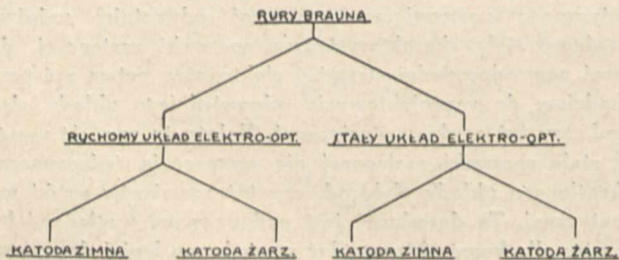
Tablica VIII.  
Rury Brauna

	Niskopróżniowe	Wysokopróżniowe
Napięcie anodowe	0,1 — 5 kV	30 — 100 kV
Katoda	Tlenkowa	Katoda zimna   elektrony wyrzucane   przez bombardow.   jonami
Koncentracja elektronów	Gazowa   ładunek przestrzenny	Cewka magnet.
Wykonanie	Rura szklana odlutowana od pompy — niedużych rozmiarów   dług. prom. elektron.   ca 20 — 40 cm	Rura metalowa dużych rozmiarów   połączona z pompą   dług. prom. elektron.   ca 100 — 200 cm

wysokopróżniowa wyprze z użycia rury z koncentracją gazową, bowiem zagadnienie, które przed kilku laty wydawało się nierozwiązalne, otrzymania rury wysokopróżniowej przy niskich napięciach anodowych jest dzisiaj na drodze do rozwiązania, dzięki jasnemu i prostemu ujęciu przez optykę elektronową zjawisk, zachodzących w rurze Brauna. Rury z katodą żarzoną w dalszym ciągu można podzielić na dwie podgrupy, których cechy charakterystyczne podano w tabl. IX. A więc ostatecznie podział typów rur Brauna przedstawia się tak, jak to wskazano schematycznie na rys. 26.

Tablica IX.  
Rury Brauna z katodą żarzoną.

	Ze stałym układem elektro-optycznym	Ruchomym układem optycznym
Koncentracja	Soczewki elektryczne lub magnetyczne	Dodatni ładunek przestrzenny, tworzący się na drodze przebiegu elektronów
Napięcie anodowe	Zazwyczaj wysokie napięcia dlatego nazywana często wysoko napięciową	Zazwyczaj niskie napięcia często nazywana niskonapięciową



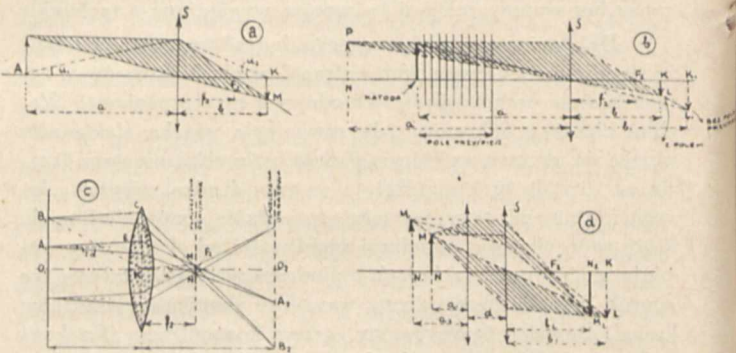
Rys. 26.

Zadanie konstruktora sprowadza się do zaprojektowania projekcyjnego układu elektro-optycznego, dającego na ekranie silną, lecz małą plamkę świetlną. Inaczej mówiąc, chodzić tu będzie o otrzymanie wąskiego strumienia elektronów o dużym natężeniu. Z punktu widzenia optycznego sprowadza się to do otrzymania na ekranie małego obrazu dużej

powierzchni, emitującej elektrony (może to być sama katoda lub otwór w anodzie silnie oświetlony elektronami). Oba te warunki wzajemnie się wykluczają, gdyż ze wzrostem powierzchni emitującej wzrasta jednocześnie natężenie strumienia elektronów oraz wielkość plamki na ekranie fluoryzującym. Sprawą talentu konstruktora jest pogodzenie tych dwóch ze sobą sprzecznych warunków. Nie wchodząc w szczegóły, wskażemy drogę, na której należy szukać rozwiązania. Oznaczając przez  $A$  wielkość linjową przedmiotu (katoda lub średnica otworu w anodzie), zaś przez  $B$  — wielkość obrazu na ekranie fluoryzującym, przez  $a$  i  $b$  odpowiednio odległości przedmiotu i obrazu od soczewki zastępczej, która zakładamy, jest nieskończenie cienką, mamy znany wzór (rys. 27a):

$$B = A \cdot \frac{b}{a} \dots \dots \dots (95)$$

Ze wzoru tego wynika, że dla otrzymania na ekranie fluoryzującym zmniejszonego obrazu (rys. 27a) soczewka musi się znajdować bliżej ekranu, niż przedmiotu ( $a > b$ ,  $a > 2f, 2f > a > b$ ). Zwiększając jednak odległość przedmiotową tracimy na jasności obrazu (zmniejsza się natężenie



Rys. 27.

strumienia elektronów) oraz na czułości przyrządu, która maleje z odległością obrazową ( $b$ ). Zagadnienie, które musi rozwiązać konstruktor, sprowadza się więc, aby dla danego  $b$  (zależnego od wymaganej czułości), dobrać odpowiednią wielkość przedmiotu ( $A$ ) i jego odległość od soczewki ( $a$ ). W rurach Brauna używa się zazwyczaj płaskich katod tlenkowych, dających dużą emisję, wobec czego ich rozmiary, jak również i średnice otworów w anodzie oraz w djafragmach, wstawianych w wiązkę elektronów, mogą być niewielkie. Dla zmniejszenia uzyskiwanego obrazu na ekranie można wykorzystać poza tym własności warstwy przyspieszającej, której działanie, jak wiemy z rozważań przeprowadzonych wyżej, sprowadza się do wytworzenia urojonego obrazu  $NP$  (rys. 27b), który służy za przedmiot dla soczewki  $S$ . Sprowadza się to do powiększenia odległości  $a$ , przy zachowaniu tej samej wielkości przedmiotu, a więc zmniejszenia obrazu ( $KL$ ), otrzymywanego na ekranie, w porównaniu do otrzymywanego zapomocą samej tylko soczewki —  $K_1L_1$ , co odpowiada przypadkowi, gdy szerokość warstwy przyspieszającej jest bardzo mała lub równa zero. Poza tym należy tu uwzględnić jeszcze i to, że pole przyspieszające skupia promienie elektronowe, wybiegające z jednego punktu katody

w kącie bryłowym  $\pi \alpha^2$  gdzie  $\alpha = \sqrt{\frac{\epsilon}{U}}$ . Widzimy że kąt ten jest tem mniejszy, im potencjał przyspieszający ( $U$ ) jest większy od prędkości wyjściowej elektronów ( $\epsilon$ ). Dla  $U$  bardzo dużych wiązka będzie prawie równoległą. Z rysunku 27c widzimy, iż gdy umieszczamy w płaszczyźnie ogniskowej ekran, otrzymamy na nim plamkę świetlną o średnicy danej przez wzór (rozpatrując trójkąt  $KMF_2$ ,  $KM \parallel A_1E \parallel B_1C$ )



$$MN = 2f \cdot \text{tg } \alpha \approx 2f \cdot u = 2f \sqrt{\frac{e}{U}} \dots (96)$$

znacznie mniejszą od obrazu uzyskanego w płaszczyźnie obrazowej (2.  $O_2B_2$ ). Nasuwa to myśl wykorzystania jej w oscylografie. Lecz wtedy dla otrzymania dostatecznej czułości rury Brauna należałoby wziąć soczewkę o bardzo dużej odległości ogniskowej, co zgodnie ze wzorem 96 spowodowałoby wzrost średnicy płamki. Weźmy przykład liczbowy. Przypuśćmy, że napięcie przyspieszające wynosi 600 V, szerokość warstwy przyspieszającej — 3 cm, odległości katody i ekranu od soczewki odpowiednio 10 i 20 cm, prędkość wyjściowa elektronów z katody 1 V. Wielkość obrazu otrzymamy wtedy ze wzoru 95.

$$B = 0,2 \cdot \frac{20}{10 + 3} = 0,3 \text{ cm}^{33}$$

Dla otrzymania tej samej czułości rury Brauna przy wykorzystaniu płamki w płaszczyźnie ogniskowej należałoby wziąć soczewkę o odległości ogniskowej 20 cm. Wtedy ze wzoru 96 znaleźlibyśmy, iż średnica płamki wynosi:

$$MN = 2 \sqrt{\frac{1}{600}} \cdot 20 = 1,6 \text{ cm}$$

Ażeby jej średnica była równa średnicy obrazu należałoby wziąć pole przyspieszające o napięciu 18 kV. Widzimy więc, iż przy konstrukcji oscylografów znacznie wygodniejszym jest wykorzystywanie obrazów, dawanych przez układ elektro-optyczny, niż wytwarzanie wiązek równoległych i zbieranie ich w ognisku.

Dla powiększenia natężenia strumienia elektronów dobiegających do soczewki używa się często cylindra Wehnelta, którego działanie wskazane jest na rys. 27d. Z punktu widzenia optycznego przedmiotem dla soczewki S będzie obraz urojony, dany przez cylinder Wehnelta ( $M_1N_1$ ). Obraz ( $N_2M_2$ ), dany przez cały układ, jest większy nieco, niż w przypadku zastosowania samej tylko soczewki S (KL). Przy zastosowaniu cylindra Wehnelta, jak widać z rysunku, zmniejsza się również i odległość obrazowa ( $b_0 < b_1$ ), a więc i czułość układu. Dobierając odpowiednie odległości można te zmiany uczynić dość małymi. Zakładając  $b_1 \approx b_0$ , otrzymujemy, że przy zastosowaniu cylindra Wehnelta powiększenie obrazu (P) wzrosło (ze wz. 82a), w porównaniu do powiększenia ( $P_0$ ), danego przez samą tylko soczewkę, zgodnie ze wzorem:

$$\frac{P_m}{P_0} = \frac{a_2}{a_1} \cdot \frac{d + a_1}{d + a_2}$$

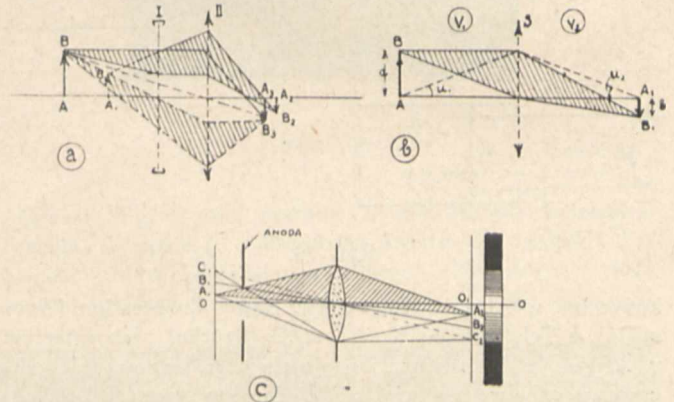
Zależność ta po raz pierwszy była podana przez Ardenne'a.

Co się tyczy warunku, aby obraz uzyskany na ekranie rury Brauna był świetlny, to sprowadza się to do takiego zaprojektowania układu elektro-optycznego, aby przedmiotem była możliwie duża powierzchnia, emitująca elektrony, oraz aby wiązka elektronów z niej wybiegająca nie doznawała na swej drodze do ekranu większych osłabień natężenia. Odpowiada to z punktu widzenia optycznego żądaniu, aby apertura przyrządu była możliwie duża. Dla uzyskania małego obrazu pomimo użycia katody o dużej powierzchni można umieścić pomiędzy soczewką zbierającą a katodą soczewkę rozpraszającą, która da obraz zmniejszony urojony (rys. 28a —  $A_1A_2$ ), będący przedmiotem dla drugiej soczewki (II). Ten sposób, zdaje się, dotychczas nie był wypróbowany w zastosowaniach praktycznych. W naszych rozważaniach dotychczasowych milcząc przyjmowaliśmy, że prędkości elektronów po obu stronach soczewki są takie same (t. j. braliśmy pod uwagę podwójną soczewkę elektryczną lub magnetyczną). Ten warunek nie jest

zachowany w przypadku soczewek immersyjnych, dla których słusznym będzie wzór Helmholtza

$$a_1 \cdot U_1 v_1 = b \cdot U_2 v_2 \dots (97)$$

Ze wzoru tego wynika, że zmniejszenie obrazu możemy uzyskać jeszcze zwiększając prędkość elektronów po ich wyjściu z soczewki. W tym przypadku promień elektronowy, przechodzący przez środek soczewki, zostanie załamany zgodnie ze wzorem 24 (rys. 28b).



Rys. 28.

Wspominaliśmy wyżej, iż przedmiotem dla układu elektro-optycznego może być powierzchnia samej katody lub też otwór w anodzie, silnie oświetlony elektronami. Rozpatrzmy jeszcze, która z tych dwóch możliwości jest korzystniejsza. Przypuśćmy, że katoda jest nieskończenie wielka (rys. 28c) oraz, iż każdy jej punkt wysyła elektrony we wszystkich kierunkach. Uzyskany na ekranie obraz otworu anody będzie ostry i równomiernie oświetlony. Obraz zaś katody będzie miał brzoży rozmyte. Powstaje to wskutek tego, że elektrony wybiegające z różnych punktów katody w niejednakowych ilościach dobiegają do soczewki i dlatego w obrazie katody na ekranie zauważamy spadek natężenia światła ku jego brzegom, co powoduje ich rozmycie. Z rys. 28c widać, że elektrony wysyłane przez punkty, znajdujące się wewnątrz koła, zakreślonego promieniem  $OA_1$ , dobiegają do soczewki w równych ilościach, określonych przez jej średnicę. Ilości elektronów, wysyłanych z punktów, położonych na zewnątrz tego koła, maleją wraz ze wzrostem odległości od punktu O, aż wreszcie żaden elektron, wysyłany przez punkty katody, położone na zewnątrz koła o promieniu OC, nie dobiega do soczewki, wobec czego ten obszar katody nie daje obrazu na ekranie. Stąd więc wynika, że korzystniejszym będzie wytwarzanie obrazu katody na ekranie tylko w tym przypadku, gdy jej średnica jest mniejsza od  $2 \cdot OA_1$ , w przeciwnym zaś razie należy za przedmiot brać otwór w diafragmie.

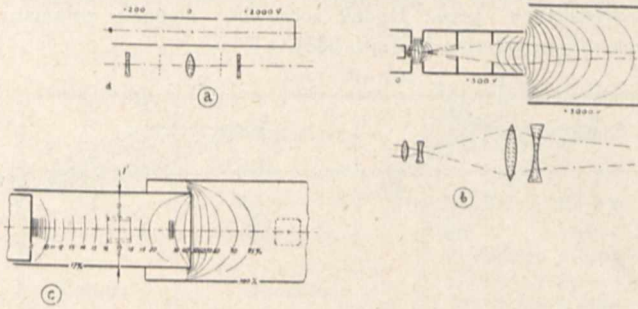
Co się tyczy miejsca, w którym należy umieścić kondensator odchyłający, to, jak to wynika z rozważań optycznych przy zastąpieniu kondensatora przez pryzmat, najwygodniej jest umieścić kondensator w płaszczyźnie soczewki, jednocześnie jednak zwiększając jego długość, oraz odległość pomiędzy płytkami. Zmiana rozmiarów kondensatora wywołana jest tem, iż w płaszczyźnie soczewki wiązka elektronów posiada największy swój przekrój.

Na zakończenie tych kilku przykładów na rys. 29a podano układ elektrod dla rury Brauna, proponowany przez Brüche'go i Scherzer'a, zaś na rys. 29b układ elektrod zaprojektowany przez Zworykina, do którego doszedł on na drodze czysto doświadczałnej, nie posiłkując się metodami optyki elektronów. Na obu rys. zaznaczono pozatem rolę poszczególnych części układu z punktu widzenia optyki. Na rys. 29c wskazane jest, proponowane przez Brüche'go położenie kondensatora odchyłającego. Jak widać, umieszcza on

<sup>33)</sup> W mianowniku podajemy odległość przedmiotu urojonego — rzeczywista katoda przesunięta od soczewki o grubość warstwy przyspieszającej.

go w miejscu, gdzie przebieg krzywej potencjału jest prawie poziomy.

Powyższe przykłady, zdaje się, wykazały zupełnie wyraźnie na dużą korzyść, uzyskaną przez stosowanie metod optyki elektronów przy rozwiązaniu zagadnień o charakterze czysto technicznym. Potwierdzają to również prace wy-



Rys. 29.

konywane w Aachen (Rogowski), Radio Corporation (Zwoykin), u Telefunkena (Knoll), AEG (Brüche) i laboratorium v. Ardenne'a. Pożądanym wydaje się więc, aby cały dotychczasowo zebrany materiał doświadczalny, dotyczący konstrukcji rur Brauna został usystematyzowany i ujęty z punktu widzenia optyki elektronów, stwarzając w ten sposób podstawy do dalszych ulepszeń i przystosowania rur Brauna do nowych zastosowań praktycznych (np. w pierwszym rzędzie w telewizji).

**Mikroskop elektronowy.** Pod tą nazwą rozumiemy przyrząd, w którym wykorzystując wiązki elektronów zamiast promieni świetlnych otrzymujemy na ekranie fluoryzującym lub kliszy fotograficznej obrazy przedmiotów emitujących lub rozpraszających elektrony. Właściwie nazwa ta nie jest zupełnie poprawną, gdyż przyrząd ten odgrywa raczej rolę podobną do przyrządu projekcyjnego w optyce światła. Nazwa ta jednak jest obecnie ogólnie przyjętą. Rozwój budowy mikroskopów datuje się zaledwie od 1931 roku t. j. od chwili otrzymania pierwszego obrazu katody tlenkowej. W obecnym stanie technika konstrukcyjna tych przyrządów stawia właściwie swe pierwsze kroki i jest daleka jeszcze od wyczerpania wszystkich możliwości.

Przedmiotami, których obrazy możemy uzyskać w mikroskopie elektronowym, są:

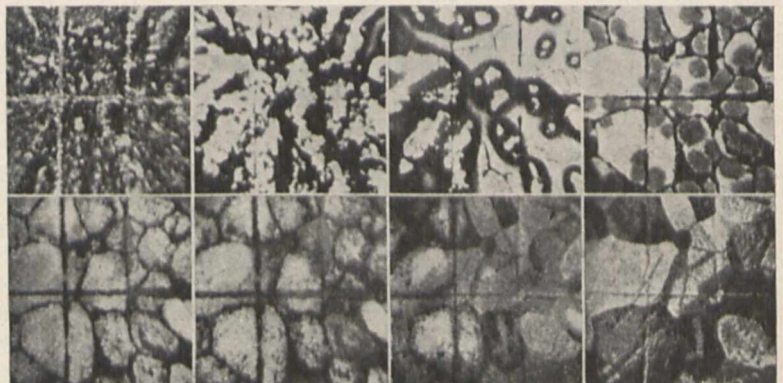
1. Ciała emitujące elektrony, przyczem odróżniamy tu: a) ciała rozżarzone do odpowiednich temperatur (katody żarzone); b) ciała, które przy naświetleniu światłem krótkofalowym wysyłają elektrony (zjawisko fotoelektryczne) oraz c) ciała, wysyłające elektrony pod wpływem bombardowania elektronami lub jonami (wykorzystujemy tu elektrony wtórne).
2. Ciała, prześwietlane wiązkami elektronów (np. cienkie folie metalowe, siatki metaliczne).
3. Ciała naświetlone elektronami (dla otrzymania obrazu wykorzystuje się elektrony rozproszone od ich powierzchni).

Mikroskop elektronowy składa się zasadniczo z następujących części: źródła elektronów, przedmiotu (może nim być samo źródło elektronów), układu elektrod, nadających elektronom odpowiednie przyspieszenie oraz układu soczewek elektrycznych (elektryczny mikroskop) lub magnetycznych (magnetyczny mikroskop), oraz ekranu fluoryzującego lub kliszy fotograficznej. Najprostszy mikroskop będzie posiadał jedną soczewkę magnetyczną (Knoll, Houtermans i Schultze). Jest on stosunkowo łatwy w obsłudze, gdyż soczewka magnetyczna znajduje się nazewnątrz rury próżniowej, co umożliwia łatwe jej przesuwanie. Elektrony otrzy-

mują tu przyspieszenie rzędu 1 kV. Nadaje się on dobrze dla otrzymywania niezbyt dużych powiększeń.

Choć trudniejsze są w obsłudze mikroskopy z soczewkami elektrycznymi to jednak wraz z rozwojem optyki elektronów uzyskuje one coraz to większe zastosowanie, dając daleko więcej możliwości w zastosowaniach praktycznych. Przy użyciu soczewek elektrycznych mamy możliwość lepszego usuwania „wad” soczewek (aberracji sferycznej, chromatycznej, astygmatyzmu i t. p.), które zniekształcają otrzymywane obrazy. Dla soczewek magnetycznych jest to znacznie trudniejsze, choćby już dlatego, że dotychczas nie umiemy budować magnetycznej soczewki rozpraszającej. Elektryczny mikroskop elektronowy składający się z jednej podwójnej soczewki elektrycznej był używany do otrzymywania obrazów siatek metalowych. Najczęściej jednak w mikroskopie elektrycznym stosuje się obiektyw immersyjny (Brüche i Johannson). Przy średnicy otworów w djafragmach od 3 do 0,3 mm można z jego pomocą uzyskać powiększenia rzędu 90 do 3000. Używa się tu wiązek elektronów o prędkości 1 kV. Zbudowano już elektryczne obiektywy immersyjne o odległościach ogniskowych dochodzących do pół mm (dolna granica). Dla otrzymania większych powiększeń za pomocą mikroskopu magnetycznego należy zmniejszyć średnice cewek magnetycznych do rzędu milimetra, co wywołuje konieczność umieszczania ich już wewnątrz rury próżniowej. Robiąc soczewki magnetyczne o tak małej rozwarłości Ruska uzyskał odległości ogniskowe rzędu mm. Mikroskopy magnetyczne, dające duże powiększenia, posiadają zazwyczaj dwie soczewki magnetyczne. Wytworzony przez pierwszą soczewkę powiększony obraz jest przedmiotem dla drugiej, która go znów powiększa. Używa się tu wiązek elektronów o prędkościach 40 — 70 kV. Pohl opracował mikroskop, w którym źródłem elektronów była płytka fotoelektryczna, co pozwalało przeprowadzać badania w normalnych temperaturach. Wobec małych ilości otrzymywanych w ten sposób elektronów należało im dawać duże prędkości, dochodzące do dziesiątków tysięcy volt. Wykorzystanie foto-elektronów do otrzymywania obrazów może mieć bardzo duże znaczenie praktyczne, gdyż daje możliwość zamiany strumienia świetlnego na strumień elektronów, co jest ważne dla rozwoju telewizji.

Zastosowania mikroskopu elektronowego tak w technice jak i nauce mogą być rozmaite. Przedewszystkiem może on oddać nieocenione usługi przy badaniu zadania formowania katod tlenkowych, mającego duże znaczenie dla radjotechniki w związku z coraz szerszym stosowaniem katod tlenkowych w lampach radjowych. Na rys. 30 przedstawiono obraz katody tlenkowej w różnych stadiach jej formowania. Oddzielne zdjęcia były otrzymywane po



Rys. 30.

każdorażowem 5 — 10 minutowem silnem żarzeniu katody bez dawania napięcia na anodzie. Z tych zdjęć widać wyraźnie zmiany, zachodzące w warstwie tlenków baru, nałożonych na rdzeń niklowy, aż do otrzymania pokrywającej równomiernie cały rdzeń cienkiej warstwy baru, przez którą zostaje uwidoczniiona krystaliczna budowa niklu. Na rys. 31 przedstawiono różne fazy aktywowania katody, pokrytej azotkiem baru. Po ogrzaniu katody azotek baru się rozkłada (rys. 31a) i powierzchnia katody zaczyna stopniowo (890° C) coraz silniej emitować elektrony, aż wreszcie osiąga się (rys. 31b) pewna równomierność emisji na całej powierzchni. Gdy katoda była dalej ogrzewana bez przykładania napięcia na anodzie zauważono spadek emisji. Przy podniesieniu temperatury (930° C) emisja początkowo wzrastała poczem znów malała. Ponowne powiększenie temperatury (970° C) dało obraz (rys. 31c), na którym widzimy występowanie igieł krystalicznych (Kristallnadel), gdy z poprzednich zdjęć wynikałoby, że wytworzyła się równomiernie rozłożona warstwa emisyjna. Od tego stadium obserwujemy dalszy rozwój struktury krystalicznej. Na zdjęciu (rys. 31d) widzimy, iż w środku obrazu nastąpiło wyparowanie baru, który równomiernie się rozłożył na pozostałej powierzchni. W środku obrazu (rys. 31f) zaznacza się już struktura krystaliczna metalu. Po dłuższym żarzeniu w praktycznie stałej temperaturze (990° C) zniknęły większe skupienia baru, jak to widać ze zdjęcia na rys. 31g. Na otrzymanym zdjęciu następnego dnia wystąpiła zupełnie wyraźnie krystaliczna budowa rdzenia (rys. 31h).

Duże również usługi może oddać mikroskop elektronowy metalografii, pozwalając badać strukturę krystaliczną powierzchni metalowych w czasie ich rozgrzewania oraz obserwować zmiany tam zachodzące w różnych temperaturach. Na rys. 32a widać krystaliczną strukturę powierzchni niklu, zaś na rys. 32b tę samą powierzchnię po dłuższym wyżarzeniu. Obserwując pośrodku położenie ciemnego kryształka w stosunku do osi współrzędnych, wyškrobanych na powierzchni, zauważymy, iż na drugim zdjęciu jest on przesunięty w lewo. Na rys. 33 przedstawiono obrazy struktury próbki czystego elektrolitycznego żelaza. Zdjęcia były robione w temperaturze 1000° C. Na rys. poszczególnych wskazano temperatury, do których obniżono temperaturę próbki przed zdjęciem. Z otrzymanych obrazów struktury powierzchni Brüche i Knecht ustalają, iż zmiana krystalizacji następuje przy temperaturze 896° C.

Przy użyciu foto elektronów można bezpośrednio badać emisję foto-elektryczną różnych metali oraz wpływ na nią zanieczyszczeń powierzchni. Na rys. 34 pokazano odcisk

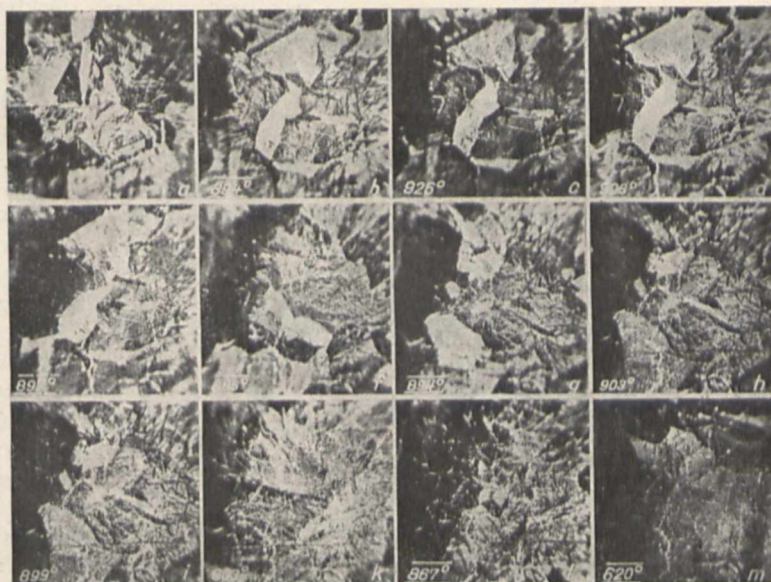
czystego palca na płytce cynkowej, który wystąpił w mikroskopie elektronowym.

Oprócz tych różnych zastosowań mikroskopu elektronowego daje on możliwość uzyskania większej zdolności roz-



a Rys. 32 b

dzielczej, niż to jest możliwe w mikroskopie świetlnym. Technika konstrukcji mikroskopu świetlnego osiągnęła już bowiem granicę zdolności rozdzielczej, jaką można z jego pomocą uzyskać. Z teorii mikroskopu świetlnego wiemy, że



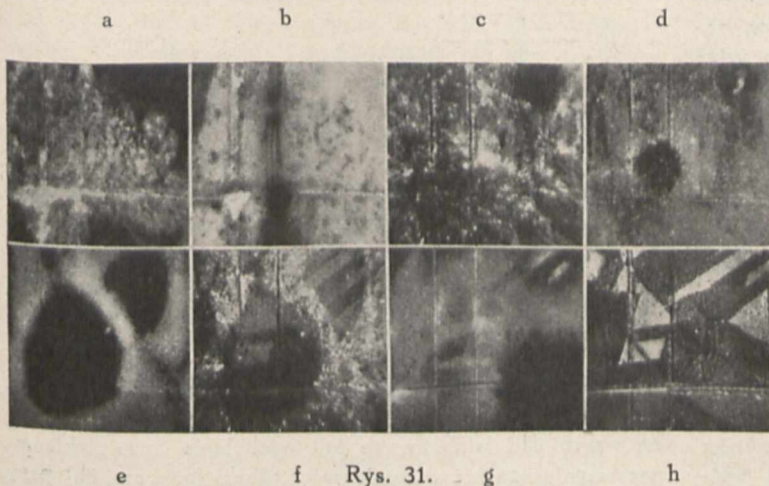
Rys. 33.

można w mikroskopie odróżnić dwie kreski, znajdujące się w odległości  $d$ , jeżeli jest spełniony warunek:

$$\frac{\lambda}{d} < n \cdot \sin \alpha$$

gdzie  $\lambda$  długość fali świetlnej,  $n$  — współczynnik załamania światła,  $\alpha$  rozwarłość obiektywu ( $n \sin \alpha$  — apertura obiektywu). Przy pomocy zwykłego mikroskopu świetlnego, stosując światło nadfioletowe ( $\lambda$  rzędu 0,25  $\mu$ ), rozpoznać można przedmioty o wymiarach rzędu kilkudziesięciu  $\mu$  ( $1 \mu = 1 \cdot 10^{-6} \text{ mm}$ ). Dalsze powiększenie zdolności rozpoznawczej uzyskuje się przez zastosowanie ultramikroskopu, wykorzystującego jedynie światło ugięte przez badany przedmiot (otrzymujemy obraz jasny na ciemnym tle). Ultramikroskop daje możliwość stwierdzenia obecności przedmiotów o wymiarach kilku  $\mu$ , nie dając jednak wyobrażenia o ich postaci. Granicą zdolności rozpoznawczej mikroskopu świetlnego, byłyby więc przedmioty o wymiarach rzędu  $\mu$ . Ogólnie można przyjąć, że rozpoznanie w mikroskopie przedmiotów o wymiarach rzędu długości fali świetlnej jest już niemożliwe.

Uzyskanie większej zdolności rozdzielczej byłoby możliwe przez zastosowanie fal jeszcze krótszych np. röntgenowskich.



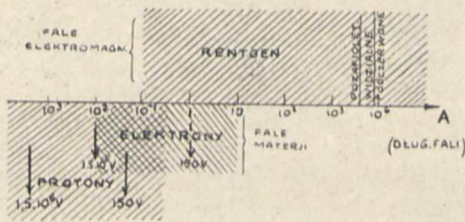
a Rys. 31. b c d e f g h

Znacznie większe możliwości jednak daje mikroskop elektronowy. Z rys. 35 widzimy, że długość fal materji, odpowiadająca elektronom o prędkościach używanych w mikro-



Rys. 34.

skopie elektronowym jest rzędu krótkich fal rentgenowskich. I tak np. elektron, posiadający prędkość 150 V odpowiada fali o długości 1 Å, prędkość 15 kV — fali 0,1 Å, zaś prędkość 1,5 miliona volt — fali 0,01 Å. Przyjmując, że dobry mikroskop pozwoli rozdzielić dwa punkty odległe o  $\frac{\lambda}{2}$  widzimy, że granica zdolności rozdzielczej mikroskopu elektronowego sięgałaby wymiarów cząsteczek, atomów (średnica atomu helu wynosi 3 Å). Zachodzi teraz pytanie czy granica ta jest praktycznie osiągalna? Oświetlając elektronami cząsteczki czy atomy wywołujemy ich wzbudzenie, jonizację oraz zmiany położenia. Zakładając, iż zderzenia pomiędzy elektronami a cząsteczkami (atomami) są elastyczne nadajemy badanym cząsteczkom dość duże prędkości. Tak np. elektron, posiadający prędkość 10 kV udziela



Rys. 35.

cząsteczce, będącej w spoczynku, zgodnie z prawem zachowania pędu, prędkość rzędu 4 km/sec. Wydaje się więc, iż obserwacja bezpośrednia cząsteczek, nie biorąc nawet pod uwagę innych trudności, jest beznadziejną. Zapomocą mikroskopu elektronowego można będzie prawdopodobnie uzyskać dużo większe powiększenia niż w mikroskopie świetlnym, wątpliwem jednak wydaje się, żeby udało się osiągnąć granicę teoretyczną zdolności rozdzielczej.

**Spektrograf elektronowy.** Zagadnienie spektrografji w optyce elektronów jest analogiczne do spektrografji świetlnej; polegając na wyznaczaniu prędkości elektronów, zawartych w rozpatrywanym strumieniu, podobnie do ustalania długości fal świetlnych danego promieniowania. Przy rozszerzeniu ram tego zagadnienia w ten sposób, by objąć niemi wszelkie cząstki naelektryzowane, zjawiska tu występujące znacznie się komplikują. W optyce długość fali wyznacza jednoznacznie rodzaj promieniowania świetlnego, w optyce elektronów ich prędkość — odpowiednią grupę; natomiast dla analizy strumienia cząstek naelektryzowanych należy uwzględnić wartość aż trzech parametrów: wartość masy, prędkości i ładunku. Liczbę parametrów można zredukować do dwóch, uwzględniając masę oraz ładunek właściwy t. j. stosunek ładunku do masy.

Do zagadnień związanych ze spektrografją cząstek naddawanych dają się stosować zasady optyki elektronów przy odpowiednim ich uogólnieniu. Wyżej (str. 70) omó-

wiliśmy pokrótce w związku z magnetycznymi elementami pryzmatycznymi zasady analizy prędkości elektronów w danej wiązce.

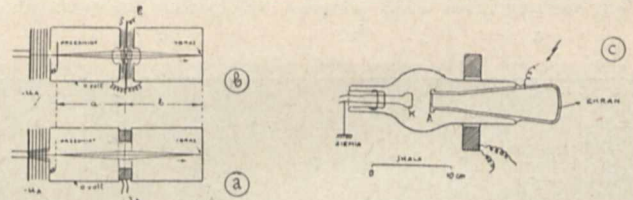
Nie rozpatrując bliżej tych zagadnień, jako nie mających w danej chwili praktycznego zastosowania w technice, wspomnieć należy, że spektrografja cząstek naelektryzowanych znalazła liczne zastosowania w fizyce współczesnej, jak np. przy wyznaczaniu stosunku  $\frac{e}{m}$  dla elektronów, stosunku ładunku elektrycznego do masy dla jonów, wyznaczania mas izotopów, do otrzymywania strumieni elektronów, posiadających określoną prędkość (monochromatory).

**Zastosowanie optyki elektronów do niektórych specjalnych zagadnień.** Stosowanie metod optyki elektronów nie ogranicza się tylko do wspomnianych wyżej trzech dziedzin, obejmujących zjawiska w rurach Brauna, mikroskopach elektronowych i spektrografach masy. Istnieje pozatem wiele jeszcze zagadnień drobniejszych, których ujęcie na gruncie optyki elektronów może się okazać bardzo korzystne i wydajne dla dalszego ich rozwoju. Dla przykładu rozpatrzmy niektóre z nich.

Przy rozpatrywaniu w radjotechnice przebiegu zjawisk w lampach radjowych przyjmuje się zazwyczaj, iż pomiędzy siatką a anodą wytwarza się ciągły strumień elektronów (gaz elektronowy) całkowicie wypełniający przestrzeń między elektrodami. Działanie siatki uwzględniamy, przyjmując zmienny potencjał w jej płaszczyźnie. Założenie to jednak jest tylko przybliżeniem, wystarczającym dla praktyki w większości przypadków. Już dawniej zauważono podczas produkcji lamp, że przy silnym bombardowaniu anody elektronami (duży potencjał na siatce) w celu usunięcia gazów przez nią absorbowanych, rozgrzewa się ona nierównomiernie, — fakt ten przeczy poprzednio przyjętemu założeniu. Z pracy doświadczalnej Knolla i Schlömilcha wynika: że w lampie radjowej ruch elektronów pomiędzy siatką i anodą odbywa się w postaci oddzielnych wiązek elektronowych, które na anodzie dają charakterystyczne obrazy (przy jej rozżarzaniu) oraz, że przekrój i kształt tych wiązek zależy od stosunku napięcia sterującego ( $u_{st}$ ) na siatce do napięcia na anodzie ( $u_a$ ):

$$\frac{u_{st}}{u_a} = \frac{u_s + Du_a}{u_a}$$

Powstanie tych wiązek objaśnia się soczewkowym działaniem zniekształconych powierzchni izopotencjalnych w oczkach siatki. W ten sposób siatka może być pod pewnym względem rozpatrywana jako zbiór niedoskonałych soczewek elektrycznych. W następnej pracy Knoll rozpatruje



Rys. 36.

bardzo szczegółowo przebiegi elektronów w lampach nadawczych i wzmacniających, jako pewien problem elektroop-tyczny.

Wykorzystując prawa optyki elektronów Fünfer opisuje konstrukcję woltmetru do mierzenia wysokich napięć. Ze wzoru 48d widzimy, że kąt odchylenia toru elektronu przebiegającego przez kondensator płaski (por. rys. 8a) przy

stałej różnicy potencjałów na płytkach zależy od prędkości elektronu. Znając więc kąt  $\theta$  i różnicę potencjałów można znaleźć prędkość elektronu czyli napięcie przyspieszające. Można również w tym celu wykorzystać działanie podwójnej soczewki elektrycznej lub magnetycznej. Idea przyrządu wskazana jest schematycznie na rys. 36a i 36b. Szukane napięcie  $U_A$  przedstawia potencjał anody względem katody. Dobieramy teraz napięcie  $E$  na elektrodzie  $S$  lub natężenie prądu w cewce magnetycznej ( $I$ ) tak, ażeby na ekranie uzyskać ostry i wyraźny obraz przedmiotu  $A$ . Wobec stałych odległości przedmiotowej i obrazowej ostry obraz otrzymano przy ściśle określonej odległości ogniskowej soczewki elektrycznej ewentualnie magnetycznej. Odległość ogniskowa soczewek, jak to wynika ze wzorów 88 i 67 jest jednocześnie wyznaczoną przez  $\frac{E}{U_A}$  ewentualnie  $\frac{H^2}{U_A}$  lub  $\frac{J^2}{U_A}$ . A więc znając  $E$  lub  $I$  możemy określić szukane napięcie  $U_A$ . Na rys. 36e przedstawiono schemat używanego przez Fünfera woltmetru. Przedmiotem był drucik wolframowy  $K$  (katoda), szukane napięcie przykładano do anody  $A$ . Cewki magnetyczne nie były opancerzone.

Metody optyki elektronów mogą również odegrać pewną rolę w specjalnych badaniach fizyki atomowej. W przyrządach pomiarowych, używanych przy tych badaniach, ustawia się na drodze elektronów ewentualnie cząstek naelektryzowanych siatki metalowe lub djafragmy, posiadające odpowiednie potencjały dla przyspieszania, hamowania elektronów. Otóż może się okazać bardzo pożytecznym rozpatrzenie działania siatek jak i djafragm w tych przyrządach z punktu widzenia optyki elektronów. I tak np. B. Hughes i Mc. Millen w swych badaniach nad rozpro-

szaniem elektronów podają, że rozwartość wiązki elektronów zwiększa się przy hamowaniu ich ruchu pomiędzy dwiema djafragmami, co objaśnia się zmniejszeniem wartości składowej prędkości wzdłuż osi. W rzeczywistości występować tu będzie również i zmiana składowej radialnej prędkości, wskutek soczewkowego działania djafragm. Lawrence i Livingston, opisując wytwarzanie szybkich jonów przez stopniowe ich przyspieszanie w zmiennych polach, robią uwagę, że pole rozproszone magnesu oraz pewien układ elektrod przez nich podany działa na dodatnie jony nie tylko przyspieszająco ale i zbiera je ku osi (działanie soczewkowe).

Dokładne zdanie sobie sprawy z działania używanych w fizyce atomowej przyrządów, w których prawie zawsze występują djafragmy, posiadające pewien potencjał, możliwe jest tylko przy uwzględnieniu metod optyki elektronów. Jako przykład niech posłuży niezrozumiały zazwyczaj fakt otrzymywania różnych efektów końcowych przy rzuceniu na djafragmę w anodzie elektronów, posiadających prędkość 10 V, którą nabyły raz biegnąc bezpośrednio od katody, drugi zaś uzyskawszy najpierw w polu przyspieszającym prędkość 100 V, która następnie przy przejściu przez pole hamujące spadła do 10 V.

#### ZAKOŃCZENIE.

Metody optyki elektronów są w wielu przypadkach bardzo dogodnie. Należy przypuszczać, iż w niedalekiej przyszłości ten sposób ujmowania ruchu elektronów, jako znacznie prostszy i bardziej przejrzysty będzie ogólnie używany, podobnie jak to ma miejsce dla promieni światła.

## Teoria sprzężenia zwrotnego w odbiornikach.

Inż. el. **Wacław Struszyński**  
(Państwowe Zakłady Tele i Radjotechniczne)

### 1. Wstęp.

W ostatnich latach zagadnienie sprzężenia zwrotnego w odbiornikach straciło na aktualności. Rozwój techniki odbiorczej idzie w kierunku upraszczania strojenia odbiorników. Zastosowanie sprzężenia zwrotnego wymaga zawsze dodatkowego organu regulacji; pozatem znaczną komplikacją strojenia odbiornika ze sprzężeniem zwrotnym jest jego niestabilność.

Przed kilku jeszcze laty, stosując sprzężenie zwrotne oszczędzało się bardzo znacznie na ilości stopni wzmocnienia i ilości obwodów strojonych wielkiej częstotliwości.

Obecny rozwój konstrukcji lamp, jak również obwodów wielkiej i pośredniej częstotliwości umożliwiają jednym stopniem zyskać niemal tyle, co może dać dobrze opracowana reakcja. Uzyskanie dobrej selektywności nie sprawia również trudności, zwłaszcza w układach superheterodynowych.

Zakres stosowania sprzężenia zwrotnego obecnie ogranicza się do niewielkiej ilości typów urządzeń odbiorczych: w radjofonji — do odbiorników popularnych (cena) w dziedzinie odbiorników zawodowych — do niektórych urządzeń przenośnych i lotniczych (waga).

W praktyce jednak mamy do czynienia ze sprzężeniem zwrotnym nie tylko w tych układach, gdzie je celowo wprowadzamy, lecz również w wielu innych układach, gdzie występuje ono jako zjawisko szkodliwe, pomimo stosowania różnych środków ograniczających sprzężenia między różnymi stopniami układu.

Dotychczasowe ujęcia teoretyczne sprzężenia zwrotnego były niedostateczne dla wyjaśnienia szeregu zjawisk, zachodzących przy szkodliwych sprzężeniach zwrotnych, jak

również niektórych zjawisk w układach, gdzie sprzężenie zwrotne stosowane jest celowo.

Niniejsze rozważania teoretyczne są ogólne, oparte na teorii generatora o wzbudzeniu mieszanym i są rozwinięciem istniejącej teorii<sup>1) 2) 3)</sup>, opracowanej dla przypadku szczególnego, nieuwzględniającego przesunięć fazowych.

Dla większej przejrzystości rozważań będziemy się posługiwać metodą graficzną, która jednak nie jest niezbędna do wyprowadzenia wszystkich zależności.

### 2. Wzmocnienie.

Na rys. 1 przedstawiony jest schematycznie układ wzmacniający  $U$  ze sprzężeniem zwrotnym  $Z$ ; do zacisków  $ab$  obwodu wejściowego tego układu jest doprowadzana energia szybkozmienna ze źródła zewnętrznego; do obwodu wejściowego również jest przekazywana część energii z własnego obwodu wyjściowego za pośrednictwem sprzężenia zwrotnego  $Z$ . Wobec tego napięcie ( $\hat{V}$ ), powstające na zaciskach  $cd$  w obwodzie wejściowym układu, jest rezultatem sumowania napięć składowych: jednego, które nazwiemy „napięciem sygnału” ( $\hat{V}_s$ ), pochodzącego ze źródła ze-

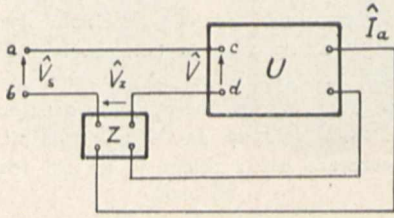
<sup>1)</sup> Dr. H. G. Möller: Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen, 1922. F. Vieweg, Braunschweig.

<sup>2)</sup> Dr. J. Groszkowski: Odbiornik lampowy ze sprzężeniem zwrotnym, jako generator o wzbudzeniu mieszanym, obcem i własnym. Przegląd Wojskowo-Techniczny, 1928.

<sup>3)</sup> Dr. J. Groszkowski i inż. W. Struszyński. Badanie odbiornika reakcyjnego. Przegląd Radjotechniczny, październik 1929, z. 19-22, str. 82—93.

wnętrznego i drugiego, które nazwiemy „napięciem zwrotnym” ( $\hat{V}_z$ ), pochodzącego od sprzężenia zwrotnego.

Taki schemat (jak na rys. 1) układu wzmacniającego ze sprzężeniem zwrotnym umożliwi pewne rozgraniczenie



Rys. 1.

zjawisk, niezależnych od sprzężenia zwrotnego, zachodzących w samym układzie wzmacniającym ( $U$ ), od zjawisk spowodowanych sprzężeniem zwrotnym, wpływającym jedynie na wzrost napięcia wypadkowego  $V$  na wejściu układu  $U$ .

Własności samego układu wzmacniającego, niezależnie od sprzężenia zwrotnego, przy częstotliwości rezonansowej układu (pulsacja  $\omega_1 = 2\pi f_1$ ), ujęte są zależnością, zwaną charakterystyką dynamiczną:

$$\bar{I}_a = f(\bar{V}_1) \dots \dots \dots (1)$$

gdzie  $\bar{I}_a$  — jest amplitudą prądu w obwodzie wyjściowym,

$\bar{V}_1$  — jest amplitudą napięcia wejściowego o pulsacji  $\omega_1$ .

Zależność charakteryzująca sprzężenie zwrotne, zwana prostą sprzężnością zwrotną, pozwala określić amplitudę napięcia zwrotnego ( $V_{z1}$ ) o pulsacji  $\omega_1$ :

$$\bar{V}_{z1} = s_{z1} \cdot \bar{I}_a \dots \dots \dots (2)$$

gdzie:  $s_{z1} = \text{ctg } \alpha_1$  — jest nachyleniem prostej sprzężności zwrotnej, zależnym od wielkości sprzężenia zwrotnego  $Z$  (przy pulsacji  $\omega_1$ ).

W ogólnym przypadku te zależności amplitudowe (1 i 2) muszą być uzupełnione wielkością przesunięcia fazowego  $\varphi_1$  pomiędzy wektorem napięcia zwrotnego ( $\hat{V}_{z1}$ ) a wektorem napięcia wypadkowego ( $\hat{V}_1$ ), którego fazę obieramy jako zerową.

$$\varphi_1 = \angle(\hat{V}_{z1}, \hat{V}_1) \dots \dots \dots (3)$$

Narazie rozpatrzmy przypadek szczególny<sup>4)</sup>, gdy istnieje zgodność faz napięć: zwrotnego  $\hat{V}_{z0}$ <sup>5)</sup> i wypadkowego  $V_0$  to znaczy  $\varphi_1 = 0$ .

Wówczas równanie prostej sprzężności zwrotnej przyjmie postać:

$$\bar{V}_{z0} = s_{z0} \cdot \bar{I}_a \dots \dots \dots (4)$$

gdzie:  $\bar{V}_{z0}$  — jest jak wyżej (2), lecz przy  $\varphi_1 = 0$ .

$s_{z0} = \text{ctg } \alpha_0$  — jest jak wyżej (2), lecz przy  $\varphi_1 = 0$ .

Sumowanie zaś napięć będzie algebraiczne, a więc:

$$\bar{V}_0 = \bar{V}_{s0} + \bar{V}_{z0} \dots \dots \dots (5)$$

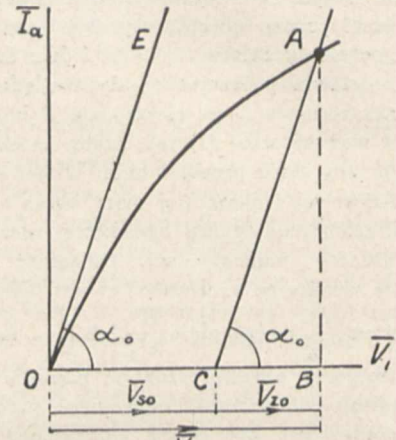
gdzie:  $\bar{V}_0$  — jest jak wyżej (1), lecz przy  $\varphi_1 = 0$ ,

$\bar{V}_{s0}$  — jest amplitudą napięcia sygnału przy  $\varphi_1 = 0$ .

Zależności (1), (4) i (5) rozwiążemy graficznie.

Niech linia  $OA$  na rys. 2 przedstawia przebieg charakterystyki dynamicznej (1) pewnego układu, a prosta  $OE$  — prostą sprzężności zwrotnej (4); wychodząc z danej wartości amplitudy napięcia sygnału  $\bar{V}_{s0}$  ( $OC$ ) określimy graficznie pozostałe wielkości; w tym celu prostą sprzężności zwrotnej  $OE$  przesuwamy równolegle o wartość  $\bar{V}_{s0}$  ( $OC$ ) do położenia  $CA$ ; w przecięciu z charakterystyką dynamiczną otrzy-

mamy punkt pracy  $A$  układu, skąd bezpośrednio wyznaczamy amplitudy prądu  $\bar{I}_a$  ( $AB$ ) oraz napięć  $\bar{V}_{z0}$  ( $CB$ ) i  $\bar{V}_0$  ( $OB$ ).



Rys. 2.

Wzmocnienie  $k_0$ , otrzymywane w układzie wskutek sprzężenia zwrotnego, określamy jako:

$$k_0 = \frac{\bar{V}_0}{\bar{V}_{s0}} \dots \dots \dots (6)$$

zaś wzmocnienie całkowite układu  $K$  wynosi:

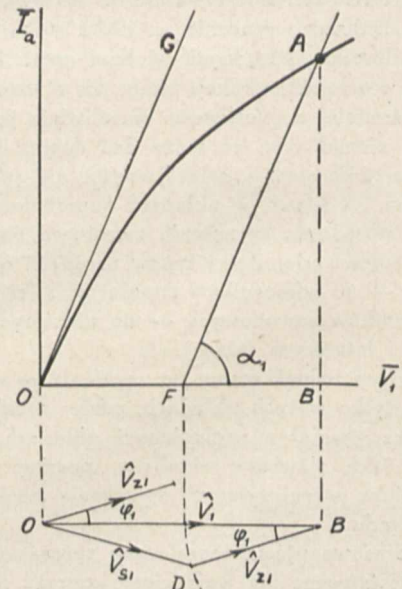
$$K = k \cdot k_0 \dots \dots \dots (7)$$

gdzie  $k$  — jest wzmocnieniem układu bze sprzężenia zwrotnego; łatwo jest określić je z charakterystyki dynamicznej (1), o ile jest znana oporność pozorną w obwodzie anodowym.

W przypadku ogólnym, gdy  $\varphi_1 \neq 0$ , zadanie nieco się komplikuje. Należy wtedy zastosować sumowanie geometryczne wektorów napięć. Dla wykonania tego sumowania (rys. 3) zakładamy, iż znany jest punkt pracy ( $A$ ) układu, to znaczy dana jest wartość prądu  $\bar{I}_a$  (ta sama co i przy  $\varphi = 0$ ); wobec tego słuszna będzie zależność:

$$\bar{V}_1 = \bar{V}_0 \dots \dots \dots (8)$$

Na rys. 3 z punktu  $A$  prowadzimy (2) prostą sprzężności zwrotnej  $AF$ . Prosta ta na osi odciętych wyznacza amplitudę napięcia zwrotnego:  $\overline{FB} = \bar{V}_{z1}$ , którą następnie ze znakiem odwrotnym odkładamy pod kątem  $\varphi_1$  do  $OB$  równego  $\bar{V}_1$ ; otrzymany odcinek  $DB$  jest równy  $V_{z1}$ , a odcinek  $OD$ , zamykający trójkąt wektorów, jest równy  $\hat{V}_{s1}$ .



Rys. 3.

<sup>4)</sup> l. c. 1, 2, 3.

<sup>5)</sup> Znaczkę „o” wyróżniają wielkości występujące przy  $\varphi = 0$ .

Na podstawie konstrukcji rys. 3 możemy określić amplitudę napięcia sygnału  $V_{s1}$  (przy  $\varphi_1 \neq 0$ ), jako:

$$\bar{V}_{s1} = \sqrt{\bar{V}_1^2 + \bar{V}_{z1}^2 - 2\bar{V}_1 \cdot \bar{V}_{z1} \cos \varphi_1} \quad \dots (9)$$

Następnie, analogicznie do (6) określimy wzmacnienie  $k_1$ , pochodzące od sprzężenia zwrotnego przy  $\varphi_1 \neq 0$ , jako:

$$k = \frac{\bar{V}_1}{\bar{V}_{s1}} \quad \dots (10)$$

Wreszcie, eliminując z zależności (2), (4), (5), (6), (8) i (9) wielkości napięć i prądów i podstawiając do (10) otrzymamy:

$$k_1 = \frac{1}{\sqrt{\left[ \left(1 - \frac{1}{k_0}\right) \left(\frac{s_{z1}}{s_{z0}}\right) \right]^2 - 2 \left(1 - \frac{1}{k_0}\right) \frac{s_{z1}}{s_{z0}} \cos \varphi_1 + 1}} \quad (11)$$

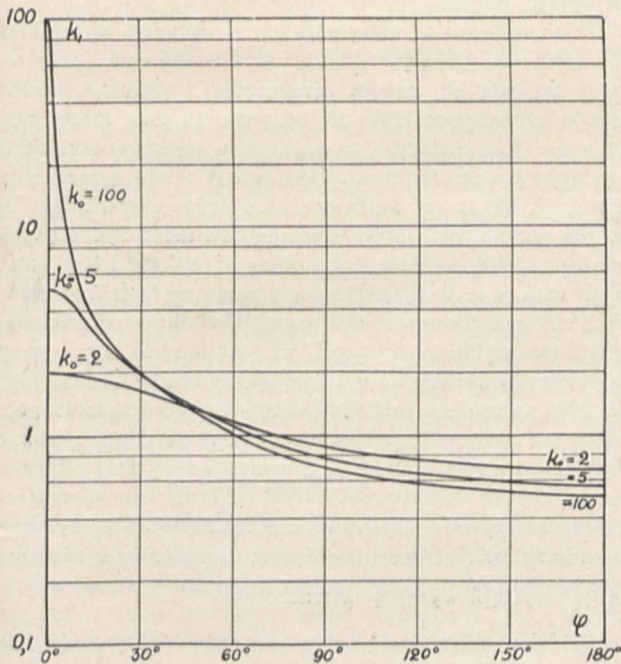
Dla zdania sobie sprawy z wpływów poszczególnych czynników, rozpatrzmy powyższą zależność kolejno przy założeniach:

stałego nachylenia prostej sprzężności zwrotnej, to znaczy:

$$s_{z1} = s_{z0} = \text{const.}$$

stałej wartości przesunięcia fazy, to znaczy  $\varphi_1 = \text{const.}$  Po przekształceniu (11) przy założeniu  $s_{z1} = \text{const.}$  otrzymamy:

$$k_1 = \frac{k_0}{\sqrt{1 + 4k_0(k_0 - 1) \sin^2 \frac{\varphi_1}{2}}} \quad \dots (12)$$



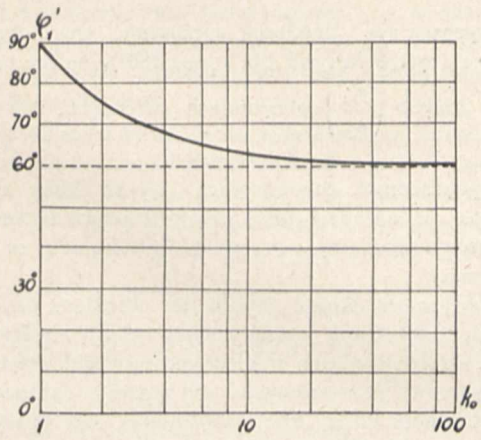
Rys. 4.

Na rys. 4 pokazany jest przebieg zależności:  $k_1 = f(\varphi_1)$  dla różnych  $k_0$ . Największe wzmacnienie osiąga się przy  $\varphi_1 = \varphi_0 = 0$ , wobec czego sprzężenie zwrotne w tym wypadku będziemy nazywali sprzężeniem zwrotnym z „właściwą fazą” w przeciwieństwie do „niewłaściwej fazy” sprzężenia zwrotnego, kiedy  $\varphi_1 \neq 0$ .

Wzmacnienie  $k_1$  bardzo szybko maleje ze wzrostem kąta  $\varphi_1$ , zwłaszcza dla dużych sprzężeń zwrotnych (duże  $k_0$ ); dla pewnych wartości kąta  $\varphi_1$ , wzmacnienia zupełnie niema; wartości tych kątów można obliczyć, podstawiając do (12) wartość:  $k_1 = 1$ ; otrzymamy:

$$\varphi_1 = 2 \arcsin \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_0 + 1}{k_0}} \quad \dots (13)$$

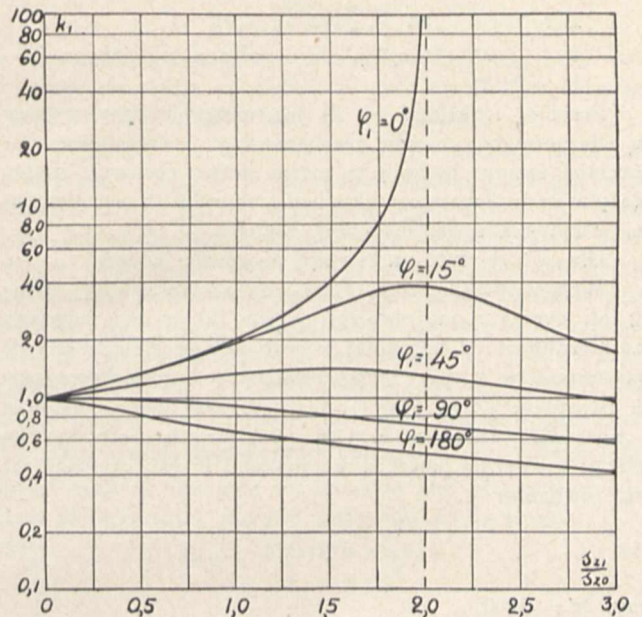
Przebieg zależności jest pokazany na rys. 5.



Rys. 5.

Rozpatrzmy teraz, jaki jest wpływ wielkości sprzężenia zwrotnego  $s_{z1}$  na wzmacnienie układu. Na rys. 6 przedstawiony jest przebieg  $k_1 = f\left(\frac{s_{z1}}{s_{z0}}\right)$ , to znaczy zależności (11) przy  $\varphi_1 = \text{const.}$  Ograniczeniem zmienności sprzężenia ( $s_{z1}$ ) jest wartość sprzężenia krytycznego  $s_{zkr}^{(0)}$ ; przekroczenie tej wartości powoduje powstanie oscylacji w układzie.

Jak wynika z przebiegu krzywej  $k_1 = f\left(\frac{s_{z1}}{s_{z0}}\right)$  dla  $\varphi_1 = 0$  (rys. 6), przy zbliżaniu się do sprzężenia krytycznego, wzmacnienie bardzo szybko rośnie, dochodząc do znacznych



Rys. 6.

wartości; jednak nieznaczne przesunięcie fazy ( $\varphi_1 \neq 0$ ) daje wielokrotnie mniejsze wzmacnienie aniżeli przy  $\varphi_1 = 0$ .

Z powyższych krzywych nie wynika jednak, co z naciskiem należy podkreślić, że sprzężenie zwrotne o niewłaściwej fazie ( $\varphi_1 \neq 0$ ), występującej przy pulsacji rezonansowej ( $\omega_1$ ), całkowicie uniemożliwia należyte wykorzystanie sprzężenia zwrotnego; sprzężenie zwrotne o właściwej fazie występuje wtedy dla pulsacji różnej od rezonansowej i jeżeli różnica pulsacji jest nieznaczna, to na wydajności sprzężenia traci się nieznacznie ( $\omega_0 \neq \omega_1$ ); zagadnienie to rozpatrzmy w następnym (3) punkcie.

<sup>0)</sup> Zagadnienie to zostanie omówione szczegółowo w p. 4.

Odsprężające działanie sprzężenia zwrotnego jest nieznaczne (rys. 6 krzywa dla  $\varphi_1 = 180^\circ$ ), nawet przy stosunkowo dużych  $\left(\frac{s_{z1}}{s_{z0}}\right)$  sprzężeniach zwrotnych.

### 3. Selektywność.

W poprzednich rozważaniach wyjaśniliśmy zjawiska, zachodzące w układzie przy częstotliwości rezonansowej ( $\omega_1$ ). Obecnie zbadamy zachowanie się układu ze zmianą częstotliwości.

Selektywność danego układu jest określona prawie jednoznacznie zależnością, zwaną krzywą selektywności; jest to zależność od rozstrojenia, względnych wartości, wejściowych napięć sygnału (odniesionych do wartości rezonansowej), przy zachowaniu stałej mocy wyjściowej. Dla uproszczenia obliczeń, przy określaniu krzywej selektywności, zamiast stałej mocy, przyjmijmy stałą wartość amplitudy prądu w obwodzie wyjściowym ( $\bar{I}_a = \text{const.}$ ); oba warunki dają bardzo zbliżone przebiegi krzywych selektywności, zwłaszcza w przypadku małej oporności urojonej w obwodzie anodowym (np. lampy detektorowej).

Krzywa selektywności układu ( $U$  na rys. 1) bez sprzężenia zwrotnego przedstawimy w postaci następującej zależności:

$$\frac{\bar{V}}{\bar{V}_1} = f(\omega) \dots \dots \dots (14)$$

przy:  $\bar{I}_a = \text{const.}$

gdzie:  $\bar{V}$  — jest amplitudą wejściowego napięcia sygnału o pulsacji dowolnej  $\omega = 2\pi f$  (wobec braku sprzężenia zwrotnego  $\bar{V}_s = \bar{V}$ , gdyż  $\bar{V}_z = 0$ ).

$\bar{V}_1$  — jest jak wyżej, ale o pulsacji rezonansowej —  $\omega_1 = 2\pi f_1$ .

Przebieg funkcji:  $f(\omega)$  — jest uwarunkowany wyłącznie własnościami obwodu rezonansowego i częściowo własnościami lampy; funkcję tę można łatwo obliczyć, znając logarytmiczny dekrement tłumienia obwodu (z uwzględnieniem tłumienia spowodowanego lampą).

Dla  $\omega = \omega_1$  funkcja ta staje się równą jedności.

Wpływ sprzężenia zwrotnego na zachowanie się układu, jak wynika z poprzedniego punktu (2), można rozpatrywać niezależnie od własności samego układu. Zależność (14) pozostanie więc w mocy po wprowadzeniu do układu sprzężenia zwrotnego ( $Z$  na rys. 1); nie będzie to jednak, zgodnie z poprzednią definicją, krzywa selektywności tego nowego układu; będzie nią pewna nowa funkcja:  $F(\omega)$ , czyniąca załość równaniu:

$$\frac{\bar{V}_s}{\bar{V}_{s0}} = F(\omega) \dots \dots \dots (15)$$

przy:  $\bar{I}_a = \text{const.}$

gdzie:  $\bar{V}_s$  — jest amplitudą wejściowego napięcia sygnału o pulsacji dowolnej  $\omega$  ( $\bar{V}_s \neq \bar{V}$ , gdyż  $\bar{V}_z \neq 0$ ).

$\bar{V}_{s0}$  — jest jak wyżej, ale o pulsacji  $\omega_0$ .

Nas interesuje przebieg krzywej selektywności, t. zn.:  $F(\omega)$  dla układu o znanych własnościach obwodów, a więc znanym przebiegu:  $f(\omega)$  i określonym wartościami  $k_0$ ,  $\frac{s_z}{s_{z0}}$  i  $\varphi$  sprzężeniu zwrotnym.

Biorąc zależność (14) dla szczególnej wartości pulsacji  $\omega = \omega_0$ , przy której  $\varphi = 0$ , otrzymamy:

$$\frac{\bar{V}_0}{\bar{V}_1} = f(\omega_0) \dots \dots \dots (16)$$

Z zależności (14), (15) i (16) otrzymamy:

$$F(\omega) = \frac{f(\omega)}{f(\omega_0)} \cdot \frac{k_0}{k} \dots \dots \dots (17)$$

gdzie:  $k$  — jest wzmocnieniem pochodzącym od sprzężenia zwrotnego przy dowolnej pulsacji  $\omega$ .

$k_0$  — jest jak wyżej, ale przy pulsacji  $\omega_0$ .

Wyrażenie na  $k$  otrzymamy rozwiązując (4), (5), (6), (14), (16) oraz (2), (9) i (10), w których pominiemy znaczki „1” (gdyż zależności te są słuszne nie tylko dla pulsacji  $\omega_1$ , ale również dla dowolnej  $\omega$ ):

$$k = \frac{1}{\sqrt{\left[ \left(1 - \frac{1}{k_0}\right) \frac{s_z f(\omega_0)}{s_{z0} f(\omega)} \right]^2 - 2 \left(1 - \frac{1}{k_0}\right) \frac{s_z f(\omega_0)}{s_{z0} f(\omega)} \cos \varphi + 1}} \quad (18)$$

Poprzednio wyprowadzona zależność (11), słuszna dla pulsacji rezonansowej ( $\omega_1$ ) jest szczególnym przypadkiem (18), gdy  $f(\omega) = f(\omega_0) = 1$ .

Ostatecznie z (17) i (18) otrzymamy:

$$F(\omega) = f(\omega) \frac{k_0}{f(\omega_0)}$$

$$\sqrt{\left[ \left(1 - \frac{1}{k_0}\right) \frac{s_z f(\omega_0)}{s_{z0} f(\omega)} \right]^2 - 2 \left(1 - \frac{1}{k_0}\right) \frac{s_z f(\omega_0)}{s_{z0} f(\omega)} \cos \varphi + 1} \quad (19)$$

Do zbadania zależności (19) konieczna jest znajomość zmian, jakim podlegają przesunięcia fazy oraz nachylenia  $s_z$  ze zmianą częstotliwości, to znaczy zależności:

$$\varphi = \Phi(\omega) \dots \dots \dots (20)$$

$$\frac{s_z}{s_{z0}} = S(\omega) \dots \dots \dots (21)$$

Zależności te mogą być łatwo obliczone dla każdego konkretnego układu.

Przy pulsacji  $\omega_0$  otrzymuje się w układzie największe wzmocnienie  $k_0$ , gdyż  $\varphi = \Phi(\omega_0) = 0$ , a nachylenie (przy  $\omega_0$ ,  $s_z = s_{z0}$ ) zmienia się naogół nieznacznie z pulsacją. Jeżeli pulsacja rezonansowa różni się od pulsacji, przy której występuje  $\varphi = 0$ , to znaczy  $\omega_1 \neq \omega_0$ , krzywa selektywności układu ze sprzężeniem zwrotnym (19) będzie miała rozszerzony wierzchołek lub nawet może posiadać drugi wierzchołek. W pewnych przypadkach ilość wierzchołków może być większa, mianowicie jeżeli istnieje kilka pulsacji ( $\omega_0', \omega_0''$  i t. p.), przy których faza  $\varphi = 0$ . Zjawiska takie mogą zachodzić w układach z kilkoma obwodami strojonymi. Dodatkowe wierzchołki krzywej tem wybitniej wystąpią, im przesunięcie fazy  $\varphi_1$  przy pulsacji rezonansowej  $\omega_1$  jest większe; w szczególności jeżeli  $\varphi_1 = 180^\circ$ , to znaczy zachodzi kompletne odsprężenie przy pulsacji rezonansowej; w tym wypadku może nawet nastąpić wklęsnięcie krzywej (dla  $\omega_1$ ). Również ważną rolę odgrywa ostrość krzywej selektywności (14) układu bez sprzężenia zwrotnego; przy ostrej krzywej, wartość  $f(\omega_0)$  może być bardzo znaczna, więc tylko przy dużym sprzężeniu, a więc dużym  $\frac{k_0}{k}$  wystąpi wyraźny wierzchołek.

Widzimy więc, że z punktu widzenia selektywności, jak również z punktu widzenia czułości, sprzężenie zwrotne musi być tak dobrane, by spełniona była zależność:

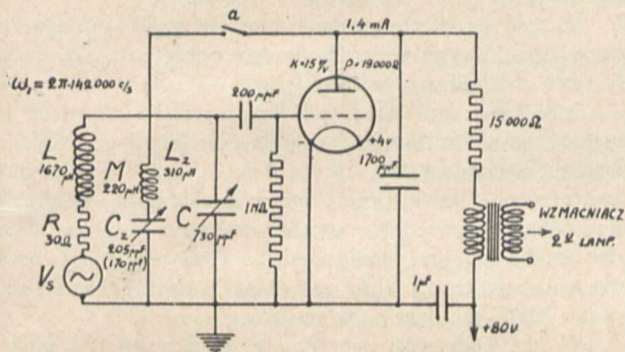
$$\omega_1 = \omega_0 \dots \dots \dots (22)$$

### 4. Doświadczalne sprawdzenie teorii.

W celu sprawdzenia słuszności zależności (19), zestawiony został układ podług schematu, pokazanego na rys. 7; układ ten, utworzony jest z lampy trójelektrodowej, pracującej jako detektor siatkowy i posiadającej sprzężenie zwrotne ( $Lz$ ), regulowane pojemnościowo ( $Cz$ ). Bezpośrednio do obwodu strojonego ( $L, C$ ), załączonego w obwód siatki tej lampy, wprowadzony jest modulowany sygnał ( $V_s$ ) z generatora sygnałów wzorcowych; pomiar napięcia wyjściowego (małej częstotliwości) uskuteczniany jest woltomierzem prostownikowym, po uprzednim wzmocnieniu sygnału przez dwulampowy wzmacniacz.



Kondensator  $C_1 = 1700 \mu\text{F}$  ma na celu zredukowanie sprzężenia zwrotnego, występującego wskutek istnienia pojemności między siatką i anodą. W układzie tym (rys. 7) zostały wykonane pomiary krzywych selektywności bez sprzężenia zwrotnego (otwarty klucz  $a$ ), oraz ze sprzężeniem. Wyniki pomiarów ujęte są w wykresy na rys. 8, przytem krzywe ciągle są wykreślone na podstawie przeliczeń, a punkty pomiarowe są zaznaczone kółkami. Jak widać zgodność jest znaczna i leży w granicach dokładności pomiarów.



Rys. 7.

Przeliczenie oparte jest na następujących zależnościach:

$$f(\omega) = \sqrt{1 + \left[ \frac{\omega_1 L}{R} \cdot \left( \frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega} \right) \right]^2} \dots (23)$$

$$\frac{s_z}{s_{z0}} = \frac{\omega}{\omega_0} \dots (24)$$

$$\varphi \cong \arctg \frac{\omega_1 L}{R} \left( \frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega} \right) \dots (25)$$

Dla układu z rys. 7  $\omega_1 \cong \omega_0$ , więc wzmacnienie pochodzące od sprzężenia zwrotnego  $k_0$  jest obliczone ze stosunku czułości, występującej przy pulsacji rezonansowej, dla układu bez sprzężenia i ze sprzężeniem zwrotnym; czułość układu bez sprzężenia wynosi — 675  $\mu\text{V}$ , ze sprzężeniem słabszym — 200  $\mu\text{V}$  ( $C_z = 170 \mu\text{F}$ ), a więc  $k_0 = 3,4$ ; ze sprzężeniem silniejszym — 48  $\mu\text{V}$  ( $C_z = 205 \mu\text{F}$ ), a więc  $k_0 = 14$ . Krzywe selektywności układu ze sprzężeniem zwrotnym są obliczone z zależności (19) i pokazane na rys. 8, przytem krzywa  $k_0 = 1$  odpowiada układowi bez sprzężenia. Na tym pomiarze narazie poprzestaniemy; dalsze doświadczenia zostaną podane przy rozpatrywaniu sprzężeń szkodliwych w układach wielostopniowych <sup>7)</sup>.

5. Drgania własne układu.

Przejdziemy teraz do rozpatrzenia warunków powstawania w układzie drgań własnych; powstają one w układzie, jeżeli zostanie przekroczona pewna wartość sprzężenia zwrotnego, które nazwiemy sprzężeniem krytycznym ( $s_{zkr}$ ). Drgania własne podtrzymują się bez doprowadzania jakiegokolwiek energii prądu zmiennego z zewnątrz układu ( $\hat{V}_s = 0$ ). Warunkiem więc koniecznym istnienia w układzie drgań własnych jest równość wektorów napięć: zwrotnego ( $\hat{V}_z$ ) i wypadkowego ( $\hat{V}$ ):

$$\hat{V}_z = \hat{V} \dots (26)$$

Warunek ten możemy rozbić na dwie zależności: warunek równości amplitud:

$$\bar{V}_z = \bar{V} \dots (27)$$

warunek równości faz:

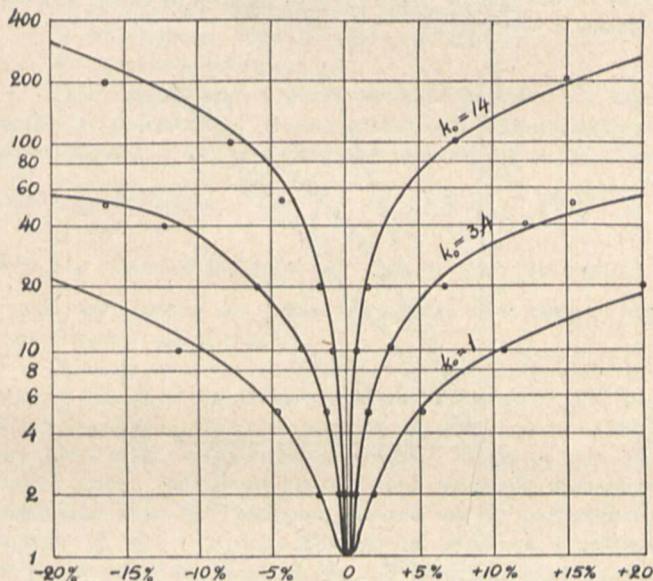
$$\varphi = 0 \dots (28)$$

Naogół, przy częstotliwości rezonansowej układu ( $\omega_1$ ), warunek drugi (28) nie jest spełniony; wobec tego drgań

<sup>7)</sup> Zagadnienie to zostanie szczegółowo rozpatrzone w oddzielnym artykule.

własnych o częstotliwości rezonansowej ( $\omega_1$ ) w układzie nie otrzymamy, pomimo zwiększania sprzężenia do wartości takiej, że amplituda napięcia zwrotnego będzie większa od wypadkowego:  $\bar{V}_z > \bar{V}$ .

Przy dalszym zwiększaniu sprzężenia, po przekroczeniu sprzężenia krytycznego, układ zacznie drgać z częstotliwością ( $\omega_0$ ), różną od rezonansowej ( $\omega_1$ ); warunek (28) równości faz określa więc jednoznacznie częstotliwość własną układu. W prostych układach, jak na przykład w autodynie,

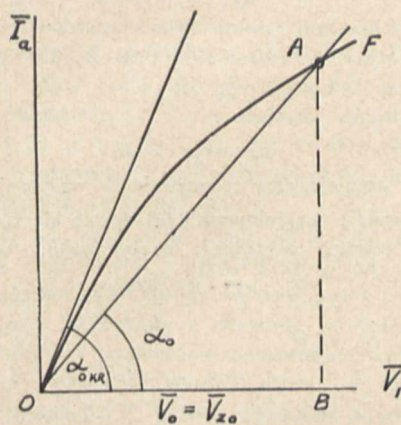


Rys. 8.

o sprzężeniu indukcyjnym, częstotliwości te ( $\omega_0$  i  $\omega_1$ ) nieznacznie się różnią od siebie; w wielostopniowych układach rezonansowych różnica ta może być znaczna.

Zajmiemy się teraz określeniem wielkości sprzężenia krytycznego ( $s_{zkr}$ ). W przypadku szczególnym, gdy przesunięcie fazowe jest do pominięcia ( $\varphi \cong 0$ ;  $\omega_0 \cong \omega_1$ ), sprzężenie krytyczne można wyznaczyć z charakterystyki dynamicznej. Na rys. 9 linia  $OF$  przedstawia charakterystykę dynamiczną, prosta  $OA$  — prostą sprzężenia zwrotnego o nachyleniu  $s_{z0} = \text{ctg } \alpha_0$ . Otrzymany w przecięciu z charakterystyką dynamiczną punkt  $A$  jest ustalonym punktem pracy układu, drgającego z częstotliwością własną ( $\omega_0 = \omega_1$ ). Napięcie wypadkowe  $\bar{V}_0$  ( $OB$ ) jest równe napięciu zwrotnemu  $\bar{V}_{z0}$  ( $OA$ ). Jeżeli zmniejszymy sprzężenie do wartości, przy której prąd w obwodzie wyjściowym ( $\bar{I}_a$ ) stanie się równy zero, to otrzymamy wartość sprzężenia krytycznego:

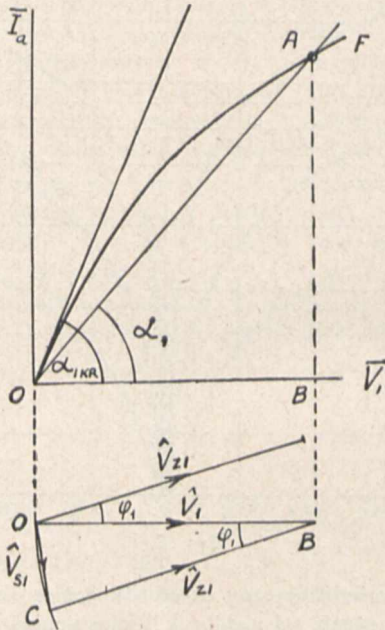
$$s_{z0kr} = \lim_{\bar{I}_a \rightarrow 0} s_{z0} = \text{ctg } \alpha_{0kr} \dots (29)$$



Rys. 9.

Będzie to więc nachylenie stycznej do charakterystyki dynamicznej w początku układu współrzędnych.

W przypadku ogólnym, gdy istnieje pewne przesunięcie fazowe ( $\varphi_1 \neq 0, \omega_1 \neq \omega_0$ ), przy sprzężeniu  $s_{z1} = \text{ctg } \alpha_1$  prąd  $\bar{I}_a$ , a więc punkt pracy A (rys. 10) może być osiągnięty, jeżeli ze źródła zewnętrznego o pulsacji rezonansowej  $\omega_1$  przyłożymy napięcie  $\bar{V}_{s1} = \overline{OC}$ . Wynika to z konstrukcji rys. 10, gdzie zamknięcie wieloboku wektorów  $\bar{V}_1, \bar{V}_{z1}$  jest możliwe przy wprowadzeniu wektora  $\bar{V}_{s1}$ ; nie są to więc drgania własne, a wymuszone.



Rys. 10.

Zwiększając sprzężenie dojdziemy jednak do takiej wartości sprzężenia  $s_{z0 kr}$ , że układ zacznie drgać z częstotliwością własną ( $\omega_0$ ). By osiągnąć w obwodzie wyjściowym wartość prądu  $\bar{I}_a$ , odpowiadającą punktowi pracy A, sprzężenie musi być zwiększone do wartości  $s_{z0} > s_{z0 kr}$ . Napięcie wejściowe  $\bar{V}_0$ , przy którym otrzymamy w obwodzie wyjściowym prąd  $\bar{I}_a$ , może być obliczone z zależności (16):

$$\bar{V}_0 = \bar{V}_1 f(\omega_0) \dots \dots \dots (30)$$

Dla układu drgającego częstotliwością własną, analogicznie do (27) możemy napisać:

$$\bar{V}_{z0} = \bar{V}_0 \dots \dots \dots (31)$$

Uwzględniając zależności (2), (4) oraz (30) i (31) otrzymamy:

$$s_{z0} = s_{z1} \cdot \frac{\bar{V}_1}{\bar{V}_{z1}} \cdot f(\omega_0) \dots \dots \dots (32)$$

Uwzględniając zależność, wynikającą z konstrukcji rys. 10:

$$\bar{V}_1 = \bar{V}_{z1} \dots \dots \dots (33)$$

otrzymamy:

$$s_{z0} = s_{z1} \cdot f(\omega_0) \dots \dots \dots (34)$$

Jeżeli teraz zmniejszymy sprzężenie do wartości, przy której prąd w obwodzie wyjściowym ( $I_a$ ) stanie się równy zeru, to otrzymamy wartość sprzężenia krytycznego:

$$s_{z0 kr} = f(\omega_0) \lim_{I_a \rightarrow 0} s_{z0} \dots \dots \dots (35)$$

Ostatecznie:

$$s_{z0 kr} = s_{z1 kr} \cdot f(\omega_0) \dots \dots \dots (36)$$

gdzie:

$$s_{z1 kr} = \text{ctg } \alpha_{1 kr} \dots \dots \dots (37)$$

To znaczy sprzężenie krytyczne  $s_{z0 kr}$  określimy mnożąc nachylenie stycznej do charakterystyki dynamicznej w początku układu współrzędnych przez wartość  $f(\omega_0)$ , rzędnej krzywej selektywności przy pulsacji  $\omega_0$ .

Jeżeli układ będzie miał kilka takich częstotliwości ( $\omega_0', \omega_0''$  i t. p.), przy których sprzężenie zwrotne posiada właściwą fazę ( $\varphi = 0$ ), to będzie on oscylował z taką częstotliwością, przy której rzędna  $f(\omega_0)$  jest najmniejsza.

6. Zakończenie.

Na zakończenie rozważań teoretycznych wyciągnęmy pewne wnioski praktyczne, dotyczące sprzężenia zwrotnego, a mające związek z jego fazą ( $\varphi$ ).

Sprzężenie zwrotne daje dobre wyniki w układach jednostopniowych (autodynach), gdyż tam łatwo uzyskuje się właściwą fazę sprzężenia  $\varphi_1 = 0$  ( $\omega_1 = \omega_0$ ), a więc duże wzmocnienie i selektywność przy zachowaniu stabilności układu. Szczególnie dobre wyniki osiąga się jeżeli w obwodzie anodowym jest mała indukcyjność ruchomej cewki sprzężenia zwrotnego, silnie sprzężonej z cewką obwodu siatkowego (duże  $M_z$ , przy małym  $L_z$ ).

W układach, gdzie sprzężenie regulowane jest pojemnościowo, warunek właściwej fazy ( $\varphi_1 = 0$ ) spełnić jest trudniej, zwłaszcza, jeżeli w obwodzie anodowym jest duży dławik lub opór, a oporność pozorną obwodu sprzężenia ( $C_z, L_z$ ) jest znaczna; wtedy nie tylko sprzężenie przez cewkę ( $L_z$ ) nie spełnia tego warunku, lecz również występuje znaczne sprzężenie dodatkowe poprzez pojemność anoda — siatka, o niewłaściwej fazie.

Jeżeli w odbiorniku lampę ze sprzężeniem zwrotnym poprzedza jeden lub dwa rezonansowe stopnie wzmocnienia wielkiej częstotliwości, to sprzężenie zwrotne z reguły nie może być wykorzystane tak jak w autodynie; przyczyna leży w dodatkowych szkodliwych sprzężeniach zwrotnych, które powodują przedostawanie się energii zwrotnej do obwodu wejściowego; otrzymuje się wypadkowe napięcie zwrotne zazwyczaj z niewłaściwą fazą ( $\varphi_1 \neq 0$ ); objawia się to znaczną niestabilnością układu, przeciąganiem drgań i uniemożliwia uzyskanie dużego wzmocnienia, pochodzącego od sprzężenia zwrotnego. Sprzężenia szkodliwe występują wskutek istnienia pojemności siatka anoda, wspólnego obwodu katod (na oporach katod, przy bezpośrednim żarzeniu), wspólnym oporze baterji, złego ekranowania. Pojemności lamp ekranowanych są b. małe, jak również pozostałe sprzężenia szkodliwe przy należytem zaprojektowaniu odbiornika są nieznaczne, mimo to znaczenie ich jest poważne, wskutek dużego wzmocnienia lamp ekranowanych.

W praktyce spotyka się stopień ze sprzężeniem zwrotnem, poprzedzony najwyżej dwoma stopniami rezonansowymi i to bardzo rzadko. Przy trzech stopniach wogóle sprzężenia zwrotnego się nie używa, gdyż istniejące sprzężenia szkodliwe są tak znaczne, że układ znajduje się na granicy drgań własnych; występuje nawet zniekształcenie krzywej selektywności układu. Wprowadzenie do takiego układu sprzężenia, czyni układ zupełnie niestabilnym, a zysk na selektywności i czułości jest znikomy i w żadnym wypadku nie usprawiedliwia zastosowania sprzężenia zwrotnego. Charakterystycznym objawem niewłaściwej fazy sprzężenia jest, że zwiększanie sprzężenia nie daje wyraźnego wzrostu wzmocnienia ze zbliżaniem się do sprzężenia krytycznego, niekiedy nawet następuje zmniejszenie czułości; przy dalszym wzroście sprzężenia układ zaczyna drgać, ale pulsacja znacznie różni od rezonansowej.

Uwagi powyższe wskazują na granice stosowalności sprzężenia zwrotnego i ostrożności, jakie należy zachować przy projektowaniu urządzeń ze sprzężeniem zwrotnem.

# Interferencje w Superheterodynach

## Les interférences dans les superhétérodynes

Inż. H. Łukasiak (P. I. T.)  
i Inż. B. Starnecki (P. Z. T.)

Odbiorniki superheterodynowe znajdują w ostatnich latach coraz większe zastosowanie w technice odbiorczej. Zalety tych odbiorników (duża selektywność, czułość, przy stosunkowo małych trudnościach natury konstrukcyjnej i łatwości obsługi) są powszechnie znane, jednakże występują one w pełni dopiero wówczas, gdy przy projektowaniu odbiornika uwzględną się szereg wymagań specjalnych, nie wchodzących w grę w przypadku odbiornika o bezpośrednim wzmocnieniu częstotliwości odbieranej.

W odbiornikach bez przemiany częstotliwości mamy do czynienia z częstotliwościami sygnałów odbieranych, przy czym niezakłócony odbiór sygnału pożądanego jest uwarunkowany właściwościami rezonansowymi obwodów strojonych odbiornika. W superheterodynie, oprócz częstotliwości sygnałów przychodzących występują jeszcze inne częstotliwości:

- 1) częstotliwość oscylatora i jej harmoniczne,
- 2) częstotliwość pośrednia i jej harmoniczne.

Wzajemne oddziaływanie tych częstotliwości na siebie wywołuje cały szereg interferencji, które zostaną omówione poniżej.

Gdyby do lampy, w której odbywa się przemiana częstotliwości, doprowadzić tylko sygnał o częstotliwości pożądanego  $f_0$ , wówczas po przemianie, przez nałożenie częstotliwości oscylatora  $f_h$  oraz jego harmonicznym  $2f_h, 3f_h$  i t. d. otrzymamy szereg częstotliwości:  $f_h + f_0, f_h - f_0, 2f_h + f_0, 2f_h - f_0$  i t. d. oraz ewentualnie ich harmoniczne. Wszystkie te częstotliwości, w założeniu poprawnej pracy wzmacniacza pośredniej oraz dostatecznej jego selektywności, zostaną praktycznie usunięte — z wyjątkiem częstotliwości, na jaką są nastrojone obwody pośredniej ( $f_h - f_0$ ). W rezultacie zatem, po drugiej detekcji, wystąpi jedynie efekt od sygnału pożądanego  $f_0$  — czyli zastosowanie przemiany częstotliwości nie pociągnie za sobą w tym przypadku żadnych szkodliwych efektów ubocznych.

Z punktu widzenia praktycznego, chcąc doprowadzić do lampy zmieniająca częstotliwości tylko jedną częstotliwość pożądaną, należałoby zastosować taką ilość obwodów strojonych na wejściu odbiornika, które oczywiście same wystarczyłyby dla idealnie selektywnego odbioru, czyniąc zupełnie niecelowym stosowanie przemiany częstotliwości.

Z drugiej strony, zastosowanie przemiany częstotliwości, nie wymaga w zasadzie stosowania selektywnego wejścia — jeśli chodzi o niezakłócony odbiór sygnałów niewiele różniących się częstotliwością (kilka do kilkunastu KC), gdyż o tem decyduje selektywność wzmacniacza pośredniej, która może być odpowiednio duża.

Choć więc na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać, że superheterodyna powinna prawidłowo pracować nawet w przypadku wejścia zupełnie nieselektywnego, to jednak przy bliższym rozpatrzeniu zagadnienia okazuje się, że ze względu na zjawiska natury interferencyjnej, konieczne jest stosowanie obwodów wejściowych dostatecznie selektywnych. Poniżej rozpatrzmy te zjawiska, które występują w superheterodynie w związku z mniejszą lub większą selektywnością obwodów wejściowych.

Weźmiemy przedewszystkiem pod uwagę przypadek, w którym wejście odbiornika superheterodynowego nie posiada żadnej selektywności, t. zn. że do lampy zmieniająca częstotliwości przychodzą sygnały o najróżniejszych częstotliwościach i amplitudach.

### 1. Interferencje lustrzane.

Odrzućmy widać, że w takim układzie wystąpi przede wszystkim w silnym stopniu modulacja skrośna, poza-

prócz sygnału pożądanego  $f_0$ , odbierzemy również sygnał  $f_0 + 2f_p$  ( $f_p$  — częst. pośrednia), czyli t. zw. sygnał lustrzany. Już więc te zjawiska narzucają konieczność stosowania selektywnego wejścia. Stopień tej selektywności zależy od następujących czynników:

- 1) od zakresu częstotliwości odbieranych;
- 2) od wielkości częstotliwości pośredniej;
- 3) warunków lokalnych.

Jeśli częstotliwość sygnału odbieranego wynosi  $f_0$ , częstotliwość pośrednia  $f_p$  — to częstotliwość sygnału lustrzanego będzie  $f_0 + 2f_p$ , a procentowe rozstrojenie wejścia dla tego sygnału będzie:

$$\frac{(f_0 + 2f_p) - f_0}{f_0} 100\% = \frac{2f_p}{f_0} \cdot 100\%;$$

zależy ono zatem od stosunku  $\frac{f_p}{f_0}$ , czem większy jest ten stosunek, tem większe jest osłabienie sygnału lustrzanego, przy danej selektywności wejścia.

Wymagany stopień osłabienia sygnału lustrzanego zależy w znacznej mierze od warunków lokalnych. Jeśli bowiem w pobliżu odbiornika znajdują się silne stacje nadawcze, które mogą występować jako sygnały lustrzane przy odbiorze stacji odległych lub słabych, wówczas wymagane osłabienie musi być znacznie większe, niż w przypadkach innych. (Z tego względu odbiorniki np. okrętowe, pracujące w zmiennych i nie dających się z góry przewidzieć warunkach lokalnych, powinny mieć wejście o selektywności znacznie większej, niż odbiorniki pracujące w bardziej określonych warunkach lokalnych).

Praktyka wykazuje, że osłabienie sygnału lustrzanego rzędu kilkudziesięciu razy jest naogół niedostateczne; osłabienie rzędu kilkuset razy w wielu wypadkach wystarcza, jednakże prawie całkowitą pewność usunięcia sygnału lustrzanego daje osłabienie powyżej tysiąca razy.

Stosując odpowiednią ilość obwodów strojonych na wejściu odbiornika, moglibyśmy uzyskać dowolny stopień

osłabienia dla każdego stosunku  $\frac{f_p}{f_0}$ . Jednakże ze względów praktycznych, stosowanie więcej niż dwu (wyjątkowo trzech) wejściowych obwodów strojonych, napotyka na znaczne trudności (zestrajanie obwodów w. cz. i oscylatora, pracujących na jednej osi), poza to duża ilość tych obwodów czyni zbędnym stosowanie przemiany częstotliwości. Dlatego też należy dążyć do możliwie małej ilości obwodów strojonych na wejściu, a odpowiednio duże osłabienie sygnału lustrzanego osiągać przez zwiększenie stosunku  $\frac{f_p}{f_0}$ , t. j. przez zwiększenie  $f$  przy danym  $f_0$ .

Jednakże wielkość częstotliwości pośredniej jest ograniczona 3-ma względami: 1) nie może ona leżeć w zakresie częstotliwości odbieranych; 2) nie może być zbyt duża ze względu na selektywność i wzmocnienie stopni pośredniej częstotliwości; 3) zbyt duża wartość  $f_p$  w stosunku do  $f_0$  pociąga za sobą trudności w uzgodnieniu obwodów w. cz. i oscylatora, pracujących na jednej osi.

Punkt 1) jest oczywisty; punkt 2) wynika ze względów praktycznych, związanych z jakością stosowanych lamp, cewek i kondensatorów. Tak np. jednostopniowy wzmacniacz częstot. pośred., zbudowany z cewkami powietrznymi i posiadający 4 obwody nastrojone, pozwala na duże wyzyskanie wzmocnienia nowoczesnych lamp przy  $f_p \approx 100 \div 150$  kc; takież sam wzmacniacz z dobrymi cewkami na rdzeniach żelaznych da podobne wzmocnienie i selektywność przy  $f_p =$

= 450 ÷ 500 kc. Chcąc uzyskać także wzmocnienie i selektywność przy  $f_p \approx 1000$  kc (np. w superheterodynie do odbioru fal krótkich), należałoby już zastosować 2-u stopniowy wzmacniacz i 6 obwodów z cewkami na rdzeniach żelaznych.

Punkt 3) wynika z teoretycznych rozważań nad przebiegiem krzywej błędów uzgodnienia obwodów w cz. i oscylatora, przy strojeniu jednoząłkowem i identycznych kondensatorach obrotowych; bezwzględne wartości tych błędów są tem większe dla danego zakresu odbieranego, im większe jest  $f_p$ .

Dla uzupełnienia rozważań nad osłabieniem sygnału lustrzanego, należy dodać, że niekiedy uzyskuje się go również metodami, opartymi na zasadzie częściowego eliminowania częstotliwości lustrzanych, przez stosowanie odpowiednich schematów, nie powiększając ilości wejściowych obwodów strojonych.

Ostatecznie, na podstawie powyższych rozważań teoretycznych oraz danych praktycznych można przyjąć, że dla praktycznego usunięcia interferencji lustrzanych, wskazane jest stosowanie 2 obwodów strojonych na wejściu oraz możliwie dużej, racjonalnie wybranej, częstotliwości pośredniej. Np. dla zakresu radjofonicznego (1500 ÷ 500 kc oraz 300 ÷ 150 kc) najkorzystniej jest stosować  $f_p \approx 480$  kc, przy zastosowaniu cewek na żelaznych rdzeniach.

### 2. Interferencje naskutek harmonicznycy oscylatora.

Ten rodzaj interferencji jest szczególnie groźny w małych superheterodynach, posiadających jeden obwód strojony na wejściu, gdyż wówczas podstawowe lub harmoniczne sygnałów przychodzących do lampy zmieniającej częstotliwość dają częstotl. pośrednią z odpowiedniami harmonicznymi oscylatora.

Biorąc ogólnie, jeśli odbieramy sygnał  $f_0$ , wówczas oscylator pracuje na częstotliwości  $f_0 + f_p$ , dając harmoniczne  $2f_0 + 2f_p, 3f_0 + 3f_p$  i t. d.; częstotliwości przychodzące, mogące wywołać interferencje, będą:  $2f_0 + f_p; 2f_0 + 3f_p; 3f_0 + 2f_p; 3f_0 + 4f_p$  i t. d. Ponieważ wejście jest wówczas nastrojone na częstotliwość  $f_0$ , zatem możliwość interferencji będzie tem mniejsza, im selektywniejsze jest wejście oraz im większe jest  $f_p$ .

### 3. Interferencje z powodu krzywoliniowości charakterystyki lampy zmieniającej częstotliwość.

Może się zdarzyć, że dwie stacje, pracujące na częstotliwościach  $f_0$  oraz  $f_0 \pm \Delta$ , gdzie  $\Delta$  jest rzędu kilkunastu kilocykli — będą interferować ze sobą, pomimo, że selektywność wzmacniacza częstotl. pośredniej jest dostateczna, aby te stacje oddzielić. Tłumaczy się to tem, że wskutek krzywoliniowej charakterystyki lampy sygnał  $f_0 \pm \Delta$ , wchodzący do lampy zmieniającej ze znaczną stosunkowo amplitudą, skutkiem małego  $\Delta$ , daje harmoniczne, z których np. 2-a wynosi  $2f_0 \pm 2\Delta$ ; przy częstotliwości oscylatora  $f_0 + f_p$  otrzymamy interferencje, gdy

$$(2f_0 \pm 2\Delta) - (f_0 + f_p) = f_p \quad \text{t. j.}$$

gdys

$$f_0 = 2f_p \mp 2\Delta.$$

Np. przy  $f_p = 120$  kc. ora z  $\Delta \div 10$  kc. (stacje sąsiednie) wystąpią interferencje:

odbieramy 260 kc interf. ze stacją 250 kc,

Ten rodzaj interferencji może być mylnie przypisywany zjawisku modulacji skrośnej lub niedostatecznej selek-

tywności wzmacniacza pośredniej częstotl. Jak widać, usunięcie interferencji tego typu jest prawie niemożliwe w przypadku stosowania lamp o krzywoliniowej charakterystyce. Należy podkreślić, że stosowane obecnie powszechnie lampy, automatycznie regulowane (np. oktody), posiadają charakterystykę szczególnie sprzyjającą powstawaniu drugiej harmonicznej.

### 4. Interferencje naskutek harmonicznycy częstotliwości pośredniej.

Wskutek drugiej detekcji lub krzywoliniowych charakterystyk lamp wzmacniacza pośredniej, występują harmoniczne częstotliwości pośredniej, wynoszące  $2f_p, 3f_p$  i t. d.; drogą różnych sprzężeń, mogą się one przedostawać do obwodów wejściowych odbiornika; niektóre z tych harmonicznycy mogą leżeć w zakresie częstotliwości odbieranych i wówczas, w pewnych położeniach skali będą powodować interferencje.

Np. 2-a harmoniczna  $2f_p = 270$  (przy  $f_p = 135$ ) da interferencję ze stacją  $\approx 270$  kc. Pozatem, odpowiednie harmoniczne pośredniej mogą interferować z podstawową lub harmonicznymi oscylatora.

Celem uniknięcia tych zjawisk, należy starannie usuwać wszelkie sprzężenia między obwodami pośredniej częstotliwości a wejściem i oscylatorem, stosując racjonalny montaż i ekranowanie.

### 5. Interferencje naskutek heterodynowania stacji przez stację.

W przypadku obecności silnej stacji lokalnej, pracującej na częstotliwości  $f_1$ , mogą wystąpić interferencje, gdy odbieramy sygnał  $f_0 = f_1 + f_p$  lub  $f_0 = f_1 - f_p$ , ponieważ wówczas stacja lokalna odgrywa rolę oscylatora w odbiorniku.

Jako przykład przytoczymy wypadek z praktyki; odbiornik, w którym  $f_p = 485$  kc. pracuje w pobliżu stacji Raszyńskiej  $f_1 = 224$  kc; stacja Raszyńska interferuje ze stacjami pracującymi na  $f_0 \approx 709$  kc oraz  $f_0 \approx 261$  kc., gdyż  $709 - 224 = 485$  kc oraz  $261 + 224 = 485$  kc.

Chcąc uniknąć tych interferencji należy bardzo starannie ekranować cały odbiornik oraz ewentualnie stosować eliminator na stację lokalną.

### 6. Interferencje złożone.

Omówione wyżej przypadki nie wyczerpują oczywiście wszystkich możliwych interferencji; może się bowiem zdarzyć, że przeszkody tej natury mogą się pojawić wskutek kombinowania się poszczególnych rodzajów interferencji. Tak np. harmoniczna oscylatora może interferować z harmoniczną stacji lokalnej, która powstała skutkiem krzywoliniowości charakterystyki lampy. Przytoczymy niżej przykład liczbowy, wzięty również z praktyki. Odbieramy stację  $f_0 = 164$ , na superheterodynie, której  $f_p = 120$  kc oscylator wówczas pracuje na  $f_p = 164 + 120 = 284$ , zaś jego 2-a harmoniczna wynosi 568 kc; stacja Raszyńska  $f_1 = 224$  kc. wchodzi do odbiornika i skutkiem detekcji w lampie mieszącej pojawia się  $2f_1 = 448$  kc., różnica  $568 - 448 = 120$  kc =  $f_p$ . Otrzymujemy interferencję, lub, o ile stacja  $f_0 = 164$  kc. jest nieczynna, — powtórny odbiór stacji Raszyńskiej, który nie ma nic wspólnego z sygnałem lustrzanym. Prócz podanego przykadu może oczywiście wystąpić inna kombinacja.

PRZEDPŁATA:  
kwartalnie . . . . . zł. 9.—  
rocznie . . . . . zł. 36.—  
zagranicą + 50%  
za zmianę adresu  
(znaczkami pocztowemi) gr. 50

Biuro Redakcji i Administracji: Warszawa Królewska 15, II piętro  
telefon № 690-23.

Administracja otwarta codz. od godz. 9 do 15 w soboty od 9 do 13

**Konto czekowe w P. K. O. Nr. 363**

**Ceny ogłoszeń  
podaje administracja  
na zapytanie.**

Wydawca: Wydawnictwo Czasopisma „Przeгляд Elektrotechniczny”, Spółka z ograniczoną odpowiedzialnością,

S. A. Z. G. „Drukarnia Polska”, Warszawa, Szpitalna 12. Tel. 5.87-98 w dzierżawie Spółki Wydawniczej Czasopism Sp. z o. o.

