PRACE
PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU
ELEKTRONIKI

II/79

1

PIE

1961

PRACE
PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU
ELEKTRONIKI

Przem. Instytut Elektroniki
Oddział Wrocławski
Nr
BIBLIOTEKA

PIE

K PWL 00151

WARSZAWA 1961

ROK II NR 1(2)

PRACE
PRZEMYSŁOWEGO INSTYTUTU
E L E K T R O N I K I

Redaguje Komitet Redakcyjny w składzie:

Redaktor Naczelny: *doc. Wiesław Barwicz*
Redaktorzy Działowi: *mgr inż. Henryk Łukasiak*
mgr. Andrzej Taczanowski

Adres Redakcji:

Przemysłowy Instytut Elektroniki

Warszawa, ul. Długa 44/50
tel. 315-164

Wszelkie prawa zastrzeżone

Sekretarz Redakcji: *Anna Czarkowska*

Redaktor Techniczny: *mgr Stanisław A. Makowski*

Format B-5. Nakład 500 egz. Ark. wyd. 5,7. Ark. druk. 5. Papier druk. sat. III kl., 80 g. Oddano do składania dnia 15. lutego 1961 roku. Druk ukończono w maju 1961 roku.

Koszalińskie Zakłady Graficzne w Koszalinie, ul. Alfreda Lampe 18/20 D-270 M-4

JÓZEF WYSOCKI
Samodzielna Pracownia Subminiatur — Wrocław

LAMPA ELEKTROMETRYCZNA *)

POMIARY PRĄDÓW SIATKI

W artykule omówiono najbardziej podstawowe pomiary triody elektrometrycznej i podano krótki opis odpowiedniego urządzenia pomiarowego.

1. WSTĘP

Problem pomiarów lampy elektrometrycznej jest nierozerwalnie związany z opracowywaniem tej lampy i ogranicza się niemal wyłącznie do pomiarów prądów siatki. Wyniki tych pomiarów stanowią o jakości lampy elekrometrycznej.

W Pracowni Subminiatur Wrocławskiego Oddziału PIE opracowano triodę elektrometryczną XE-2. Technikę jej pomiarów przedstawiamy poniżej.

Na wstępie ustalimy pojęcia i nomenklaturę związaną z opisywanym problemem. Rys. 1a przedstawia typowy przebieg prądów siatki w zależności od jej ujemnego napięcia.

Dodatnim prądem siatki nazywamy ten, którego kierunek przepływu jest od siatki do katody (rys. 1b). Tworzy go tzw. prąd termiczny I_T, zwany też prądem wybiegu. Natomiast ujemny prąd siatki będzie płynął od katody do siatki, a składowymi jego będą:

I_ϱ — Prąd upływności od katody do siatki, (rys. 1c). Decydująca jest tu upływność po zewnętrznej powierzchni bańki lampy, co pociąga za sobą konieczność starannego i odpowiedniego oczyszczenia lampy, a szczególnie samego wyprowadzenia siatki oraz zabezpieczenia jej przed wilgocią.

*) Rękopis doręczono dnia 15. III. 1960 r.

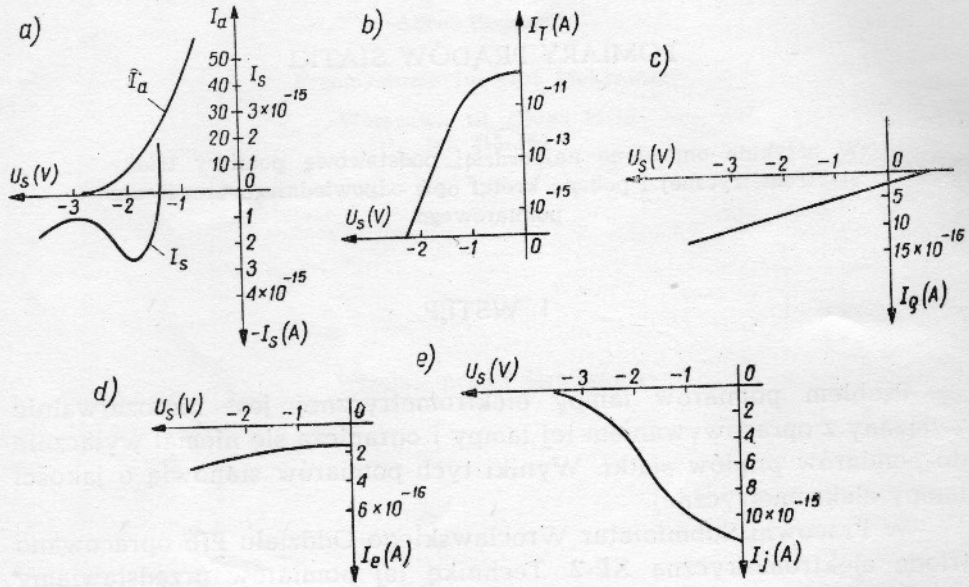
I_e — Prąd elektronowy siatki (rys. 1d) wywołany przez

1) — emisję termiczną z grzanej przez katodę siatki,

2) — emisję fotoelektryczną z siatki spowodowaną:

— promieniami X pochodzącymi z hamowania elektronów przez anodę oraz rozproszonymi promieniami X pochodzącymi od obcych źródeł,

— przypadkowym światłem z zewnątrz (światło od katody tlenkowej wpływa bardzo mało ze względu na swą czerwoną barwę).



Rys. 1.

Wykresy składowych prądu siatkowego w zależności od przedpięcia. Dane orientacyjne na osiach współrzędnych dotyczą lampy XE—2 pracującej w warunkach: $I_ż = 12$ mA; $U_a = 4{,}5$ V

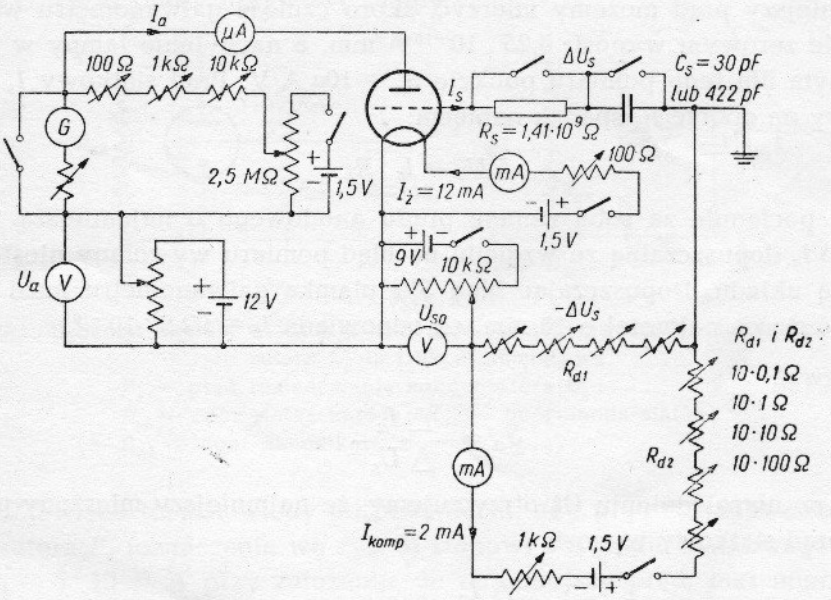
a) Typowy przebieg wypadkowego prądu siatkowego
b) Dodatni prąd siatki wywołany elektronami emitowanymi z katody
c) Prąd upływności między siatką a pozostałymi elektrodami
d) Przypuszczalny przebieg prądu wywołanego elektronami emitowanymi z siatki
e) Prąd jonowy — jego przebieg w zakresie $U_s = 1{,}5$ V do $U_s = 0$

W naszym wypadku decydującym jest czynnik 2). Unikamy go w ten sposób, że zaciemniamy szczelnie lampę. Na pozostałe czynniki wpływu nie mamy, gdyż są one określone reżimem pracy lampy.

2. POMIARY

W zależności od wielkości prądu siatki pomiary można wykonywać:

1) Bezpośrednio galwanometrem 10^{-12} A włączonym w obwód siatki.
2) Pośrednio, mierząc elektrometrem spadek napięcia na oporze — pomiar I_s na poziomie 10^{-15} A. Metoda ta jest rzadko stosowana ze względu na konieczność używania delikatnego i bardzo drogiego przyrządu, jakim jest elektrometr.
3) Bezpośrednio elektrometrem lampowym 10^{-15} A. Elektrometry lampowe są mało rozpowszechnione ze względów podobnych jak w p. 2.
4) Przy pomocy układów kompensacyjnych, gdzie prąd siatki zmienia warunki pracy badanej lampy przez zmianę jej początkowego punktu pracy.



Rys. 2.
Schemat układu do pomiarów prądów siatki

W przypadku tym możemy mierzyć:

a) spadek napięcia na oporze wywołany prądem siatkowym — pomiar I_s na poziomie 10^{-14} A,
b) ładowanie kondensatora prądem siatki w określonym czasie — pomiar I_s na poziomie 10^{-16} A.

W obu ostatnich przypadkach stosujemy identyczny układ pomiarowy (rys. 2) składający się z obwodów podobnych jak przy zwykłych pomiarach charakterystyk triody, przy czym w obwodzie anodowym stosujemy galwanometr w układzie zerowym (przez galwanometr przepły-

wa dowolnie mała różnica prądu anodowego i prądu kompensującego). W obwodzie siatkowym mamy opór i kondensator (które możemy dowolnie zwierać) oraz układ kompensujący spadki napięć na wymienionych elementach R_s i C_s.

Układ kompensacji siatkowej posiada w swoim obwodzie dwie opornice dekadowe. Spadek napięcia na opornicy R_{d1} musi mieć znak przeciwny do spadku napięcia na R_s lub C_s, co uzyskujemy przez odpowiednie podłączenie źródła napięcia kompensującego. Aby nie zmienić prądu w układzie kompensacji siatkowej przy włączeniu w obwód R_{d_1}, opór dekadowy R_{d_2} zmniejszamy o tę samą wartość. Tak więc, w obwodzie płynie zawsze ten sam prąd z dokładnością do sumy tolerancji oporów R_{d_1} i R_{d2}.

W naszym układzie opór $R_s = 1{,}41 \cdot 10^9\ \Omega$. Przekonajmy się, jaki najmniejszy prąd możemy mierzyć, skoro czułość galwanometru w obwodzie zerowym wynosi: $6{,}25 \cdot 10^{-10}$ A/mm, a nachylenie lampy w krytycznym dla tego pomiaru punkcie $S_a = 10\mu$ A/V. Prąd siatkowy I_s wytworzy na oporze R_s spadek napięcia:

$$\Delta U_s = I_s \cdot R_s \tag{1}$$

który pociągnie za sobą zmianę prądu anodowego o najmniejszą wartość ΔI_a dopuszczalną ze względu na błąd pomiaru wywołany niestabilnością układu. Dopuszczając błąd 5% plamka galwanometru musi wychylić się co najmniej o 10 mm, co odpowiada $I_a = 62{,}5 \cdot 10^{-10}$.

Ponieważ

$$S_a = -\frac{\Delta I_a}{\Delta U_s} \tag{2}$$

więc po uwzględnieniu (1) otrzymujemy, że najmniejszy mierzony przez nas prąd siatkowy wynosi:

$$I_s = \frac{\Delta I_a}{R_s \quad S_a} = 4{,}4 \cdot 10^{-13}\text{A}$$

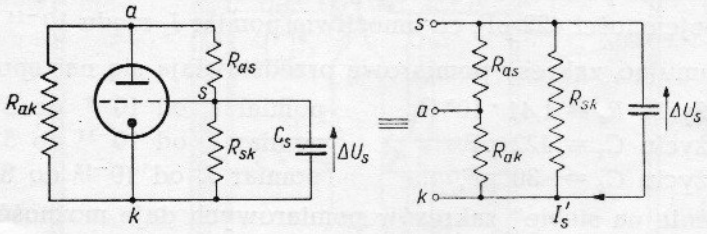
R_s można zwiększyć do $10^{11}\ \Omega$, ale opory tego rzędu są mało stabilne (robi się je z substancji żywicznych i zatapia w odpompowanych rurkach szklanych w celu odizolowania od wpływów zewnętrznych) i nie pozwalają na mierzenie prądów rzędu 10^{-14} A z potrzebną tu dokładnością.

Większą czułość pomiarów można uzyskać stosując zamiast oporu R_s kondensator C_s, który jest ładowany prądem siatki zmieniającym różnicę potencjałów na okładkach kondensatora o wartość ΔU_s, co wywołuje zmianę prądu anodowego o ΔI_a. Kompensacja jest taka sama jak przy pomiarze metodą oporową, przy czym od chwili rozwarcia kondensatora mierzymy czas jego ładowania.

I_s obliczamy ze wzoru:

$$I_s = \frac{C_s \cdot \triangle U_s}{t} \tag{3}$$

Czas pomiaru t zawiera się w granicach od kilkunastu do kilkuset sekund. Czasy zbyt krótkie nie są wskazane, gdyż błąd od niedokładności włączenia i wyłączenia chronometru staje się niepomijalny wobec całkowitego czasu pomiaru. Pomiar fałszują również przypadkowe niezauważalne zakłócenia, które można pominąć przy dłużej trwającym pomiarze, ponieważ kierunek ich wpływu jest przypadkowy. Zbyt długi czas trwania pomiaru jest z kolei niekorzystny ze względu na powtarzające się od czasu do czasu silne zewnętrzne zakłócenie, psujące całkowicie ten żmudny pomiar. Jest jeszcze druga przyczyna ograniczająca długość pomiaru czasu ładowania, a mianowicie rozładowywanie się kondensatora C_s przez opory upływowe lampy.



Rys. 3.
Schemat układu, w którym następuje rozładowywanie się kondensatora C_s w trakcie pomiarów:
I'_s — prąd rozładowania kondensatora C_s;
R_{sk} — opór siatka-katoda; R_{as} — opór anoda-siatka;
R_{ak} — opór anoda-katoda

Zjawisko to jest wtedy do pominięcia, gdy prąd rozładowania kondensatora I'_s (oznaczenia wg rys. 3) stanowi 5% prądu siatkowego. Czyli $I'_s = 5 \cdot 10^{-17}$ A przy założeniu, że najmniejszy prąd, jaki mierzymy, wynosi 10^{-15} A.

Z rys. 3 widać, że:

$$I'_s = \frac{\triangle U_s}{\frac{R_{sk}(R_{as} + R_{ak})}{R_{sk} + R_{as} + R_{ah}}} \tag{4}$$

Pomijając w ostatnim wzorze R_{ak} wobec R_{sk} i R_{as} (gdyż R_{ak} jest zbocznikowane obwodem anodowym) i zakładając, że $R_{sk} \approx R_{as} \approx 10^{15}\ \Omega$, co jest słuszne dla lampy elektrometrycznej, otrzymujemy:

$$I' = \frac{2 \triangle U_s}{R_{sk}} \tag{5}$$

skąd:

$$\triangle U_{s\ max} = \frac{I'_s\ R_{sk}}{2} = 2{,}5 \cdot 10^{-2}\ \mathrm{V}$$

Korzystając z (3) i (5) otrzymamy najdłuższy czas pomiaru dopuszczalny ze względu na błędy spowodowane rozładowywaniem się kondensatora $C_s = 30$ pF:

$$\triangle t_{max} = \frac{C_s \cdot \triangle U_s}{I_s} = 600\ \mathrm{sek}$$

Chcąc mierzyć $I_s = 10^{-13}$ A otrzymamy, że $\Delta U_{s\ max} = 2{,}5$ V, natomiast $\Delta t_{max} = 7{,}5$ sek. Widzimy więc, że w tym przypadku największy i najmniejszy dopuszczalny czas pomiaru są sobie równe. Oznacza to, że w tych warunkach nie możemy mierzyć prądów mniejszych od 10^{-13} A. Chcąc zaś poszerzyć zakres mierzonych prądów musimy zwiększyć C_s, dlatego opisane poniżej urządzenie pomiarowe posiada drugi kondensator C_s o pojemności 422 pF, co umożliwia pomiar I_s rzędu 10^{-11} A.

Reasumując, zakresy pomiarowe przedstawiają się następująco:

1) przy użyciu $R_s = 1{,}41 \cdot 10^9\ \Omega$, pomiar I_s od 10^{-8} do $5 \cdot 10^{-13}$ A;
2) przy użyciu $C_s = 422$ pF, pomiar I_s od 10^{-11} do $5 \cdot 10^{-15}$ A;
3) przy użyciu $C_s = 30$ pF, pomiar I_s od 10^{-13} do $8 \cdot 10^{-16}$ A.

„Zachodzenie na siebie" zakresów pomiarowych daje możność korekcji wyników. W naszym wypadku zgodność wyników metody oporowej i pojemnościowej jest zadowalająca.

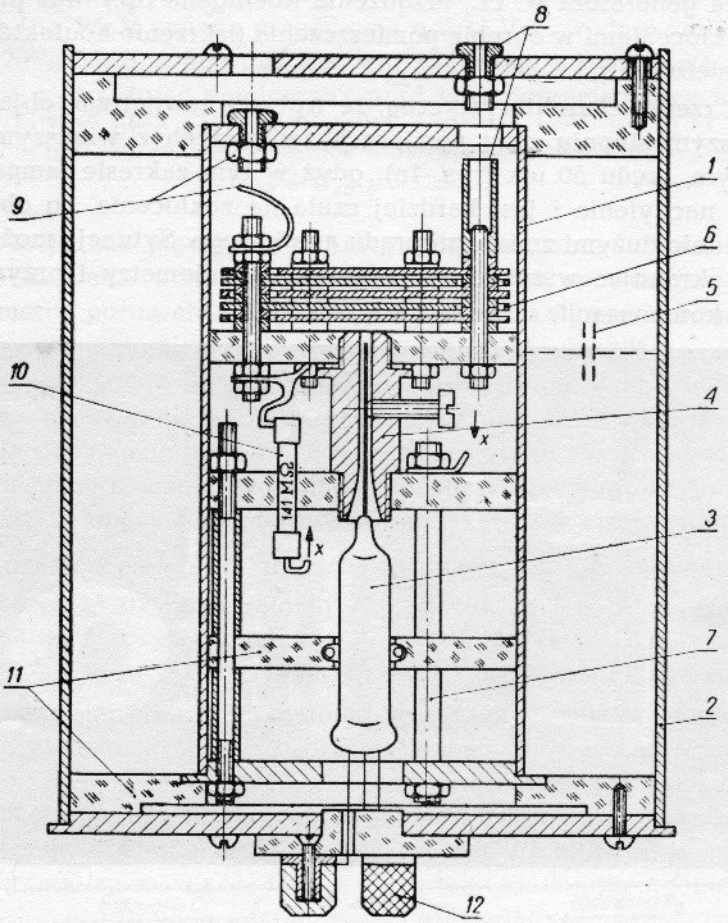
W zakresie mierzonych prądów bardzo istotną rzeczą jest zmniejszenie wpływów zewnętrznych, co osiągamy przez odpowiednie ekranowanie i uziemienie układu. Ekranowanie składa się z trzech stopni (rys. 4 i 5).

S t o p i e ń 1. Ekranowanie całego układu pomiarowego. W naszym wypadku ekran ten stanowi blacha aluminiowa o grub. 1 mm, osłaniająca stół pomiarowy z pięciu stron. Oczywiście odpowiedniejsza byłaby klatka Faradaya. Uziemienie tego ekranu nie musi być specjalnie dobre, można tu użyć np. uziemienia ogólnego dla budynku, sieci wodociągowej itp.

S t o p i e ń 2. Zaekranowanie lampy, oporu R_s i kondensatora C_s. Ekran ten jest miedzianym kubkiem i posiada otwory umożliwiające zwieranie i rozwieranie odpowiednich kontaktów bez konieczności odsłaniania wewnętrznego zestawu zmontowanego na jego wyjmowanej podstawie. Kubek ten jest na potencjale siatki.

S t o p i e ń 3. Zaekranowanie poprzednio opisanego kubka drugim ekranem, uziemionym przy pomocy starannie wykonanego uziemienia, używanego wyłącznie do pomiarów elektrometrycznych. Ten drugi kubek posiada wyjmowane dno z zaciskami na elektrody żarzenia i anody.

Siatka jest uziemiona przed dokonywaniem pomiaru. Do tego samego uziemienia są podłączone ekrany oporów dekadowych obwodu kompensacyjnego siatki.

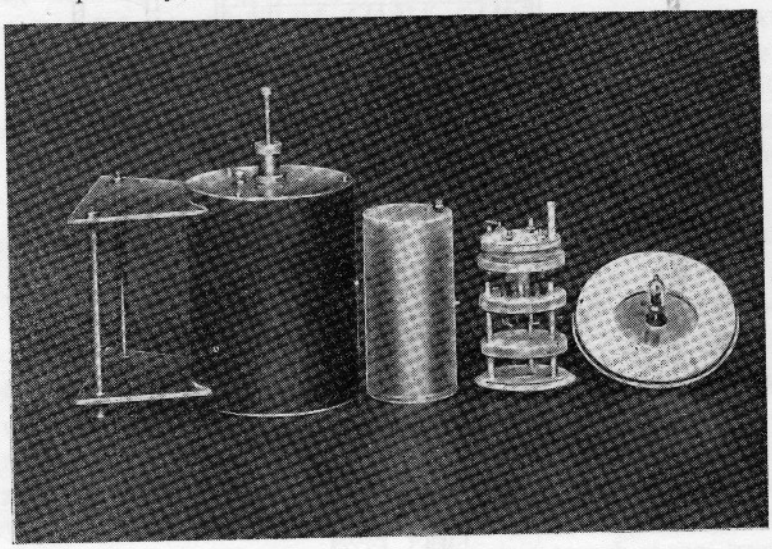


Rys. 4.
Lampa elektrometryczna XE—2 w zmontowanym przyrządzie pomiarowym:
1 — ekran wewnętrzny; *2* — ekran zewnętrzny uziemiony; *3* — badana lampa; *4* — zamocowanie siatki; *5* — kondensator $C_{s1} = 30$ pF; *6* — kondensator $C_{s2} = 392$ pF; *7* — pręty usztywniające; *8* — gniazdka do łączenia $C_{s1} + C_{s2}$; *9* — zwieracz oporu $R_s = 1{,}41 \cdot 10^9$; *10* — bateria oporów $10 \cdot 141$ MΩ (na rysunku widoczny jest jeden symboliczny); *11* — izolatory trolitulowe; *12* — zaciski wyprowadzeń anody i katody

Pojemność kubków względem siebie wraz z lampą dają wartość $C_{s1} = 30$ pF, wsadzenie zaś zacisku uziemienia głębiej do kubka łączy odpowiednie płytki kondensatora powietrznego i wtedy pojemność wynosi $C_{s2} = 422$ pF. Zwieranie oporu R_s odbywa się również przez głębsze wetknięcie wtyczki tkwiącej w ekranie wewnętrznym i doprowadzającej napięcie siatkowe. Opisywane powyżej ekranowanie i uziemienie nie chronią układu przed silnymi zakłóceniami w obrębie danego budyn-

ku (praca generatora w. cz., urządzenia Roentgena itp.) oraz przed słabszymi zakłóceniami w obrębie pomieszczenia (iskrzenie kontaktów, dzwonienie telefonu itp.).

Jest rzeczą charakterystyczną, że wpływy zewnętrzne objawiają się w większym stopniu przy pomiarach związanych z większym prądem anodowym, rzędu 50 μA (rys. 1a), gdyż w tym zakresie lampa posiada większe nachylenie i jest bardziej czuła na zakłócenia, co objawia się odpowiednio dużymi zmianami prądu anodowego. Sytuację można by polepszyć ekranując wszystkie przewody, potencjometry i przyrządy obwodów: kompensacji, żarzenia i siatkowego.



Rys. 5.
Elementy konstrukcyjne przyrządu pomiarowego

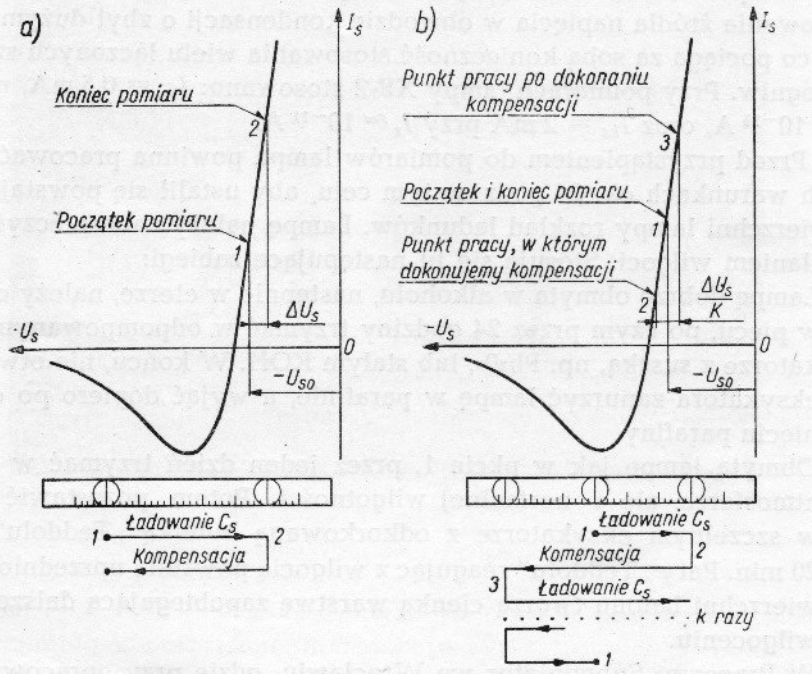
Problematyczne okazało się użycie kubka wewnętrznego na potencjale siatki. Zrobiono tak dla ujednostajnienia rozkładu potencjału siatki względem ziemi, ale stosunkowo duża powierzchnia kubka powoduje zwiększenie czułości układu na te zakłócenia, które przedostaną się przez kubek zewnętrzny. Ma to znaczenie oczywiście przy polach elektromagnetycznych wolnozmiennych.

Niektórzy autorzy zalecają, żeby w czasie ładowania kondensatora galwanometr doprowadzić do wychylenia się o określoną ilość działek, następnie zewrzeć kondensator i kompensację doprowadzić do poprzedniego wychylenia galwanometru. Ma to tę zaletę, że daje możność doprowadzenia plamki galwanometru do żądanego położenia. Wadą zaś tego systemu (rys. 6a) jest fakt, że kondensator ładując się zmienia punkt pracy lampy. Występuje to szczególnie w zakresie dodatniego prądu siatki, gdy ma on charakter wykładniczy i gdy mała zmiana przedpięcia powoduje dużą zmianę prądu siatkowego i kondensator ładuje się innym prą-

dem na początku pomiaru, a innym na końcu. Np. w triodzie XE-2 przy U_{so} = od 1do 1,5 V zmiana przedpięcia o 0,02 V powoduje zmianę prądu o około 20%. Można tego uniknąć wprowadzając na wykresie $I_s = f(U_s)$ poprawkę, tj. traktując pomierzony prąd jako odpowiadający nie napięciu U_{so}, ale U'_{so}, przy czym:

$$U'_{so} = U_{so} + \frac{(\triangle U_s)}{2}$$

Jest to jednak niewygodne. Korzystniej jest kompensować w czasie pomiaru ładowania kondensatora (rys. 6b) w ten sposób, żeby plamka galwanometru poruszała się wokół początkowej wartości. Najlepiej do konywać kompensacji dziesięciokrotnie na jednej dekadzie.



Rys. 6.
Zmiany punktu pracy lampy wywołane ładowaniem się kondensatora C_s i spowodowany tym ruch plamki galwanometru

Spośród szczegółów warto zwrócić uwagę na sposób rozwierania kondensatora i na początek liczenia czasu pomiaru.

Rozwieranie nie powinno polegać na wyciąganiu wtyczki z gniazdka, gdyż powoduje to zmiany $I_a \approx 10^{-9}$ A, wyczuwalne przy pomiarach bardzo małych prądów siatki. Można przypuszczać, że przyczyną tego jest: 1) egzoemisja (emisja powstająca w wyniku ocierania się dwu ciał), 2) różnica potencjałów termoelektrycznych elementów w obwodzie siatki oraz 3) powstanie influencyjnych ładunków. Zwieranie i rozwieranie kondensatora dokonywane przez styk ostro zakończonej wtyczki do

gładkiej powierzchni eliminuje tylko egzoemisję, dlatego liczenie czasu należy rozpoczynać nie od chwili rozwarcia kondensatora, ale od chwili, gdy plamka galwanometru ustali szybkość swojego ruchu, co trwa ok. 5 sekund.

Na dokładność pomiaru ma również wpływ dobór wielkości prądu i oporów kompensacji siatkowej, które tworzą napięcie kompensujące:

$$-\Delta U_s = I_{ks} \cdot R_{d1}$$

Wielkość I_{ks} dobieramy tak, aby osiągając pożądane ΔU_s nie stosować w miarę możliwości zbyt małych oporów R_{d1}, np. 0,1 Ω czy 1 Ω, gdyż są one wykonane z błędem dochodzącym do kilku procent. Włączanie zaś zbyt dużych oporów rzędu KΩ nie jest korzystne ze względu na konieczność stosowania źródła napięcia w obwodzie kondensacji o zbyt dużym napięciu, co pociąga za sobą konieczność stosowania wielu łączonych szeregowo ogniw. Przy pomiarach lampy XE-2 stosowano: $I_{ks} = 0{,}5$ mA, mierząc $I_s \approx 10^{-15}$ A, oraz $I_{ks} = 2$ mA przy $I_s \approx 10^{-11}$ A.

Przed przystąpieniem do pomiarów lampa powinna pracować w danych warunkach ok. 24 godz w tym celu, aby ustalił się powstający na powierzchni lampy rozkład ładunków. Lampę należy zabezpieczyć przed działaniem wilgoci. Stosuje się tu następujące zabiegi:

1. Lampę dobrze obmytą w alkoholu, następnie w eterze, należy osuszyć w piecu, po czym przez 24 godziny trzymać w odpompowanym eksykatorze z suszką, np. Pb_2O_5, lub stałym KOH. W końcu, nie otwierając eksykatora zanurzyć lampę w parafinie, a wyjąć dopiero po okrzepnięciu parafiny.
2. Obmytą lampę jak w pkcie 1, przez jeden dzień trzymać w czystej atmosferze, ale o normalnej wilgotności. Potem pozostawić lampę w szczelnym eksykatorze z odkorkowaną butelką „Teddolu" przez 20 min. Pary „Teddolu" reagując z wilgocią powstałą uprzednio na powierzchni balonu tworzą cienką warstwę zapobiegającą dalszemu zawilgoceniu.
3. W Pracowni Subminiatur we Wrocławiu, gdzie przy opracowywaniu lampy należało dokonywać częstych pomiarów wielu lamp tego samego rodzaju, zastosowano inną metodę, a mianowicie dmuchanie osuszonego azotu do kubka pomiarowego.

LITERATURA

1. G. A. Hay, M. Sc.: Receiving valves suitable for electrometr use. Electronic Engineering, July 1951, str. 258—261
2. E. Fairstein: Grid Currant in Electrometr Tubes. The Review of Scientific Instruments, Vol. 29, N 6, July 1958
3. Boncz Brujewicz: Zastosowanie lamp elektronowych w fizyce doświadczalnej (tłum. z ros.). Warszawa 1957 PWN, str. 312—322
4. A. Jellonek: Miernictwo radiotechniczne. Warszawa 1952 PWT, str. 340—345

J. Wysocki

THE ELECTROMETRIC TRIODE

Most fundamental measurements of the electrometric triode and a short description of a suitable measuring device are given.

Ю. Высоцки

ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКА ЛАМПА

В статье обсуждены основные измерения электрометрического триода и дано краткое описание соответствующего измерительного устройства.

A. BĄCZYŃSKI, J. BISSINGER, M. CZAJKOWSKI, E. WALENTYNOWICZ
Zakład Fizyki Lamp Elektronowych
Pracownia Fotokatod — Toruń

FOTOOPORNIKI CdS*)

Podano współczesny stan teorii fotoprzewodnictwa ze szczególnym uwzględnieniem warstw polikrystalicznych CdS. Określono wpływ stężenia aktywatorów (miedzi i chloru), obróbki termicznej i mechanicznej na czułość integralną, spektralną, czas relaksacji oraz na prąd ciemny fotooporników typu FOK-1 i FOK-2. Otrzymano fotooporniki o czułości integralnej $\approx$ 3000 $\frac{\mu A}{lm\,V}$ (FOK-1) oraz o czułości $\approx$ 20 000 $\frac{\mu A}{lm\,V}$ (FOK-2).

1. WSTĘP

Badania zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego dostarczają wiadomości o strukturze energetycznej ciał stałych. Mają one znaczenie nie tylko naukowe, ale znalazły także zastosowanie we współczesnej technice, a w szczególności w rozwijającej się obecnie automatyce.

Istnieje wiele rodzajów fotooporników, których materiałem podstawowym jest siarczek kadmowy. Fotooporniki te znajdują zastosowanie do pomiarów natężenia światła jako detektory promieniowania Roentgena, promieniowania gamma, do rejestracji cząstek α i β, jako automatyczne regulatory natężenia światła itp.

Stosunkowo najwcześniej przeprowadzono badania fotoelektrycznych właściwości monokryształów siarczku kadmowego, przy czym opracowana przez Frerichsa (1), (2) metoda otrzymywania monokryształów CdS była w różnych wariantach stosowana do produkcji fotooporników (3) ÷ (9). Opracowana przez niego metoda ze względu na skomplikowany proces technologiczny, jak i na duże ograniczenia dotyczące wielkości monokryształów i czułości, jest stosunkowo mało ekonomiczna.

*) Rękopis doręczono dnia 3. XII. 1960 r.

Dość szerokie zastosowanie znalazła metoda otrzymania fotoczułych elementów drogą naparowania w próżni (10) ÷ (14). Zaletą tej metody jest możliwość uzyskiwania dużych powierzchni fotoczułych. Wadą natomiast są stosunkowo duże trudności związane z kontrolowaniem procesu produkcji, a w szczególności — z dozowaniem aktywatorów (24).

Dużo zalet w stosunku do fotooporów otrzymanych poprzednimi metodami mają fotoopory proszkowe (15) ÷ (21) oraz spieki (20, 22, 23).

Wszystkie cytowane prace podają właściwości fizyczne fotooporów, jednakże brak w nich istotnych danych technologicznych potrzebnych do otrzymania wysokoczułych fotooporników.

Celem niniejszej pracy, obok przedstawienia stanu teorii fotoprzewodnictwa, jest określenie warunków technologicznych otrzymania fotooporników wysokiej jakości.

2. WSPÓŁCZESNY STAN TEORII FOTOPRZEWODNICTWA

2. 1. Przewodnictwo w półprzewodnikach

Proces tworzenia wolnych nośników prądu wymaga utraty energii, niezbędnej do przeniesienia elektronów z pasma walencyjnego względnie poziomów lokalnych do pasma przewodnictwa. Jeżeli energia ta jest czerpana z zapasu energii termicznej półprzewodnika, to w rezultacie silnego oddziaływania elektronów z atomami siatki krystalicznej nośniki są w równowadze termodynamicznej z siatką.

Jeżeli generacja nośników prądu związana jest z absorpcją promieniowania elektromagnetycznego, to nie będą one w równowadze termodynamicznej z siatką krystaliczną, gdyż energia promienista jest magazynowana przez elektrony, gdy tymczasem średnia energia siatki pozostaje praktycznie niezmieniona. Badanie nośników prądu nie będących w równowadze z siatką krystaliczną pozwoliło określić mechanizm działania takich urządzeń półprzewodnikowych, jak: tranzystory, diody krystaliczne, fotodiody, fotoopory itp.

Ogólnie przewodnictwo elektryczne półprzewodników można przedstawić wzorem:

$$\sigma = e\,(\mu_n \cdot n_o + \mu_p \cdot p_o + \mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \qquad (1)$$

gdzie:

n, p, μ_n, μ_p — odpowiednio koncentracje oraz ruchliwości elektronów i dziur będących w równowadze termodynamicznej,

Δn oraz Δp — koncentracje nośników nie będących w równowadze termodynamicznej.

Wzór (1) można rozdzielić na dwa człony:

$$\sigma = \sigma_o + \Delta\sigma \qquad (2)$$

gdzie

$$\sigma_o = e\,(\mu_n \cdot n_o + \mu_p \cdot p_o) \tag{3}$$

odpowiada przewodnictwu ciemnemu, natomiast

$$\Delta\sigma = e\,(\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p) \tag{4}$$

przewodnictwu nośników nie będących w równowadze termodynamicznej, powstałych np. w rezultacie oddziaływań półprzewodnika z falą elektromagnetyczną.

Załóżmy, że prąd jest przenoszony tylko przez jeden rodzaj nośników, np. przez elektrony. Pod wpływem absorpcji światła liczba utworzonych elektronów w jednostce objętości i jednostce czasu będzie proporcjonalna do pochłoniętej w tym czasie i w tej objętości energii, tj. proporcjonalna do αI, gdzie: α — współczynnik absorpcji, a I — natężenie światła padającego. Mamy więc:

$$\Delta n' = \beta \cdot \alpha \cdot I \tag{5}$$

gdzie β współczynnik proporcjonalności mający znaczenie wydajności kwantowej.

Jeżeli oznaczymy przez τ średni czas, w ciągu którego elektron pobudzony przez światło pozostaje w paśmie przewodnictwa, to prawdopodobieństwo, że elektron ten w czasie dt powróci do stanu lokalnego, jest równe $\frac{dt}{\tau}$. W stanie stacjonarnym liczba nośników uwolnionych przez światło w czasie dt jest równa liczbie nośników wracających w tym samym czasie do stanu podstawowego (proces rekombinacji). Mamy więc równanie:

$$\Delta n'\,dt = \Delta n_{st}\,\frac{dt}{\tau} \tag{6}$$

stąd

$$\Delta n_{st} = \beta \cdot \alpha \cdot I \cdot \tau \tag{7}$$

Przewodnictwo stacjonarne wywołane absorpcją światła wyraża się więc wzorem:

$$\Delta\sigma = e\mu_n \cdot \beta \cdot \alpha \cdot I \cdot \tau \tag{8}$$

Z wzoru (8) widać, że przewodnictwo stacjonarne elektronów nie będących w równowadze termodynamicznej określone jest za pomocą czterech parametrów, z których α i β charakteryzują oddziaływanie światła z ośrodkiem i wyznaczają proces generacji nośników nie będących w równowadze termodynamicznej, a τ i μ opisują oddziaływanie nośników prądu z ośrodkiem i charakteryzują proces ruchu i rekombinacji niezrównoważonych nośników prądu.

2. 2. Rozkład energii nośników prądu nie będących w równowadze termodynamicznej

Elektrony i dziury w równowadze termodynamicznej zajmują skraje pasm, a rozkład statystyczny według stanów kwantowych sprowadza się do rozkładu poziomów wewnątrz pasm, tj. do określenia gęstości poziomów

$$n(E)\,dE = 4\pi \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} E^{1/2}\,dE \tag{9}$$

i do określenia prawdopodobieństwa W, że dany poziom jest obsadzony przez elektrony

$$W_e(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1} \tag{10}$$

względnie przez dziury

$$W_d(E) = 1 - W_e(E) = \frac{1}{e^{\frac{\mu - E}{kT}} + 1} \tag{11}$$

Generacja nośników w półprzewodniku pod wpływem absorpcji światła prowadzi do zmiany koncentracji nośników prądu, jednak rozkład energetyczny tych nośników w pasmach i średnia energia kinetyczna pozostają stałe (25). Z wzorów (10) i (11) widać, że koncentracja nośników w równowadze termodynamicznej jest ściśle określona położeniem poziomu Fermiego.

Można też określić całkowitą koncentrację elektronów i dziur za pomocą pewnych poziomów energetycznych, które wchodziłyby do wyrażenia na całkowitą koncentrację nośników w taki sposób jak poziom Fermiego dla nośników będących w równowadze termodynamicznej. Wówczas dla elektronów:

$$n = n_0 + \Delta n = N_c \cdot e^{\frac{\mu_n}{kT}} \tag{12}$$

natomiast dla dziur:

$$p = p_0 + \Delta p = P_v\, e^{\frac{\mu_p - \Delta E}{kT}} \tag{13}$$

Poziomy μ_n oraz μ_p noszą nazwę quasipoziomów Fermiego odpowiednio dla elektronów i dla dziur. Najogólniej $\mu_n \neq \mu_p$.

Wprowadzenie quasipoziomów Fermiego jest sprawą czysto formalną polegającą jedynie na innym sposobie zapisu koncentracji nośników prądu. Należy zwrócić uwagę, że nie tylko rozkład energetyczny nośników będących w równowadze i otrzymanych w rezultacie absorpcji światła jest równy, ale też równe są ich ruchliwości.

2. 3. Rekombinacja nośników i fenomenologiczny model fotoprzewodnictwa Rose'a

Rekombinacją będziemy nazywali bezpośrednie zderzenie elektronu i dziury.

Złączenie swobodnych nośników z ładunkami zlokalizowanymi w centrach domieszkowych będziemy nazywali wychwytem.

Należy zwrócić uwagę, że termin „wychwyt" jest bardziej ogólny — obejmuje on też rekombinację. Jeżeli w półprzewodniku występuje kilka rodzajów poziomów lokalnych, dzieli się je na poziomy rekombinacji oraz na poziomy płytkie.

Kryterium podziału będzie wielkość k, definiowana jako stosunek prawdopodobieństwa przechwytu nośnika przeciwnego znaku, tj. rekombinacji, do prawdopodobieństwa wyrzucenia nośnika pod wpływem energii cieplnej.

Jeżeli np. elektron został przechwycony przez pułapkę o energii E, to prawdopodobieństwo jego powrotu do pasma przewodnictwa jest równe $\gamma_n N_{c\varepsilon}$

gdzie

$$N_{c\varepsilon} = N_c \cdot e^{-\frac{\Delta E_\varepsilon}{kT}}$$

a γ_n jest prawdopodobieństwem aktywacji termicznej pojedynczej pułapki. Prawdopodobieństwo rekombinacji z dziurą jest równe $\gamma_p \cdot p$ Wówczas

$$k_n = \frac{\gamma_p \cdot p}{\gamma_n \cdot N_{c\varepsilon}} = \frac{\gamma_p \cdot p}{\gamma_n \cdot N_c e^{-\frac{\Delta E_\varepsilon}{kT}}} \tag{14}$$

Dla pułapek przechwytujących dziury mamy

$$k_p = \frac{\gamma_n \cdot n}{\gamma_p \cdot P_{v\varepsilon}} = \frac{\gamma_n \cdot n}{\gamma_p \cdot P_v e^{-\frac{\Delta E - \Delta E_\varepsilon}{kT}}} \tag{15}$$

Pułapki, których prawdopodobieństwo aktywacji cieplnej jest większe od prawdopodobieństwa przechwytu nośników przeciwnego znaku, charakteryzują się $k < 1$, pułapki, dla których $k > 1$, noszą nazwę centrów rekombinacji.

Z wzorów (14) i (15) widać, że klasyfikacja centrum do danego gatunku jest określona nie tylko charakterystyką samych centrów (γ_n, γ_p, ΔE_ε), ale także temperaturą oraz koncentracją nośników, których przechwyt podlega rekombinacji.

Dla większej liczby rodzajów pułapek celowe jest wprowadzenie pojęcia poziomów rozgraniczenia dla elektronów oraz dziur z warunku k_n oraz k_p równych jedności. Związek pomiędzy wartością poziomu rozgraniczenia a quasipoziomami Fermiego otrzymuje się z warunku $k = 1$ po zastosowaniu wzorów (12) i (13) na koncentrację dziur i elektronów. Otrzymuje się wówczas:

$$-\Delta E_{Rn} = -\Delta E - \mu_p - kT\,(\ln\gamma_n N_c - \ln\gamma_p P_v) \tag{16}$$

$$-\Delta_{Rp} = -\Delta E - \mu_p + kT\,(\ln\gamma_p P_v - \ln\gamma_n N_c) \tag{17}$$

Poziomy rozgraniczenia pozwalają podzielić poziomy lokalne na dwie kategorie: poziomy płytkie, tzw. pułapki, leżące w pobliżu pasma przewodnictwa dla elektronów i pasma walencyjnego dla dziur, oraz poziomy podstawowe, odpowiadające centrom rekombinacji i leżące między poziomami rozgraniczenia.

Rose (27) i (28) i Bube (24) opierając się na powyższym wytłumaczyli jakościowo podstawowe właściwości fotooporów, jak: zależność czasu narastania i zaniku fotoprądu po przerwaniu naświetlenia od natężenia światła padającego na fotoopornik oraz od rodzaju domieszek, nieliniowość charakterystyk prądowo-oświetleniowych, zależność czułości od rozmieszczenia poziomów lokalnych itd. Rose korzysta z faktu, że jeżeli półprzewodnik podlega działaniu światła, to jego quasipoziomy Fermiego, a więc zgodnie z wzorami (16) i (17) także poziomy rozgraniczenia, przemieszczają się w kierunku brzegów pasma przewodnictwa i pasma zapełnionego. Utworzony w czasie absorpcji światła wolny nośnik prądu może zostać przechwycony przez poziomy płytkie i wówczas pod wpływem energii termicznej będzie wyrzucony ponownie do pasma przewodnictwa (elektron) względnie walencyjnego (dziura) lub może być przechwycony przez stany leżące między quasipoziomami Fermiego. Wtedy dopiero jego życie jako wolnego nośnika się kończy. Tak więc czas życia wolnego nośnika prądu, a więc i czułość, są określone przez centra rekombinacji. Chociaż poziomy płytkie nie wpływają na wartość fotoprądu stacjonarnego, wpływają one na czas ustalania się prądu stacjonarnego, oraz na czas zaniku fotoprądu po przerwaniu oświetlenia. Ściślej, czas narastania i zaniku fotoprądu zależą od stosunku koncentracji wolnych nośników (zależnej od stężenia stanów podstawowych, natężenia światła)

do koncentracji poziomów płytkich. Obserwowane charakterystyki prądowo-oświetleniowe tłumaczy Rose rozsuwaniem się quasipoziomów Fermiego, gdy charakterystyki te są liniowe względnie podliniowe, a charakterystyki nadliniowe — dodatkowo istnieniem dwu lub więcej klas stanów podstawowych.

Jeżeli np. do jednej klasy będą należały stany charakteryzujące się dużym prawdopodobieństwem przechwytu dziury i elektronu, a do drugiej stany charakteryzujące się takim samym prawdopodobieństwem przechwytu dziury, ale o mniejszym prawdopodobieństwie przechwytu elektronu, to obecność stanów klasy II może wpłynąć na wzrost czułości, tj. na zwiększenie czasu życia swobodnych elektronów. W ciemności stany podstawowe klasy I i klasy II są zajęte prawie w równym stopniu elektronami. Gdy jednak wzbudzi się wolne nośniki, liczba zapełnionych stanów podstawowych szybko ulegnie zmianie. Stany klasy I będą w krótkim czasie zajęte przez elektrony, stany zaś klasy II będą zajęte przez dziury. Ponieważ elektrony nie będą mogły zajmować stanów klasy I, czas życia wolnych elektronów będzie określony tylko przez stany klasy II, a jak było powiedziane na wstępie, prawdopodobieństwo rekombinacji poprzez klasy II jest małe.

W rezultacie więc czas życia wolnych elektronów może zwiększyć się znacznie, gdy wprowadzi się domieszki, które będą mogły grać rolę stanów klasy II. Jeżeli stany klasy II będą leżały blisko pasma zapełnionego względnie pasma przewodnictwa, będą one mało wpływały na fotoczułość warstwy. Jednak przy dużych oświetleniach w wyniku rozsunięcia się quasipoziomów Fermiego mogą się one znaleźć pomiędzy tymi poziomami, a jako takie wpłynąć na wzrost czułości. Charakterystyki prądowo-napięciowe będą więc nadliniowe.

2. 4. Schemat poziomów energetycznych siarczku kadmowego

Struktura energetyczna monokryształów siarczku kadmowego została stosunkowo dokładnie zbadana przez wielu autorów (5) (24) (28 ÷ 35). Szerokość pasma energii wzbronionych i położenie poziomów lokalnych mające decydujący wpływ na własności fotooporników, takie jak czułość całkowita i widmowa, czas relaksacji itd., przedstawione są na rys. 1.

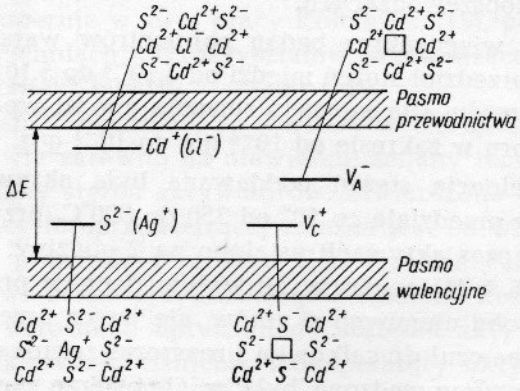
Szerokość pasma energii wzbronionych 2,43 eV jest wartością średnią wyników podanych w pracach (24), (29÷34).

Chlor tworzy poziomy lokalne, donorowe (23) położone według Krögera (5) około 0,05 eV poniżej pasma przewodzenia. Spełnia on dwie zasadnicze role. Powoduje rozsunięcie quasipoziomów Fermiego oraz sprzyja powstawaniu wolnego miejsca po atomach siarki w siatce krystalicznej. Powstałe w ten sposób poziomy lokalne umiejscowia Kröger w odległości 1,8 do 2 eV od pasma przewodnictwa.

Atomy miedzi spełniają taką samą funkcję jak atomy srebra naniesione w schemacie.

W polikrystalicznych warstwach CdS, podobnie jak w monokryształach, występują inne jeszcze defekty, jak dziury po atomach kadmu, które wraz z miedzią tworzą poziomy akceptorowe. Leżą one między poziomami chloru i miedzi (według Krögera 1,7 eV).

Schemat energetyczny przedstawiony na rys. 1 tłumaczy fakt, że charakterystyka czułości spektralnej monokryształów CdS (Cu, Cl) posiada maksimum w rejonie widzialnym widma w okolicy 6200 Å.



Rys. 1.
Schemat energetyczny poziomów domieszkowych w monokrysztale Cds

Właściwości fotoelektryczne monokryształów CdS oraz warstw polikrystalicznych i spieków nie są identyczne. Na przykład podana na rys. 4 charakterystyka fotooporników otrzymanych przez autorów jest podobna do charakterystyk fotooporników otrzymanych przez innych autorów (23) (22), nie pokrywa się jednak z odpowiednimi charakterystykami dla monokryształów CdS. Świadczy to o tym, że w procesie aktywacji i obróbki termicznej pojawiają się nowe centra, których poziomy energetyczne będą wywierały istotny wpływ na czułość spektralną, będą to więc centra rekombinacji. Niemały wpływ wywiera tu również tlen (19), (36 ÷ 41).

3. TECHNOLOGIA I WŁAŚCIWOŚCI FIZYCZNE FOTOOPORÓW POLIKRYSTALICZNYCH

3. 1. Technologia warstwy fotoczułej na bazie CdS

Jak wynika z teoretycznych rozważań Rose'a, wysoka czułość całkowita warstw polikrystalicznych związana jest z koncentracją różnych rodzajów centrów rekombinacji. Wiadomo także, że właściwości fizyczne warstwy fotoprzewodzącej określone są w dużym stopniu stosunkiem

koncentracji nośników o różnych przekrojach czynnych na rekombinację dziur i elektronów. Właściwą koncentrację centrów rekombinacji można wprowadzać na drodze chemicznej przez odpowiednią obróbkę tlenowo-termiczną mieszaniny siarczku kadmowego z odpowiednimi aktywatorami. Najczęściej jako domieszki stosuje się jony chloru Cl^- i miedzi Cu^{++}.

Zasadniczym warunkiem otrzymania warstwy polikrystalicznej o wysokiej czułości całkowitej jest odpowiedni dobór stężeń dwóch aktywatorów, których stosunek prowadzi do uzyskania warstw o optymalnych własnościach fotoprzewodzących.

Jako wstępny więc zakres badań parametrów warstwy fotoprzewodzącej przyjęto przedział stężeń miedzi od 5.10^{-6} do 5.10^{-2} g/g zmieniając stężenie co pół rzędu. Dla każdego stężenia miedzi wprowadzono różne ilości jonów chloru w zakresie od 10^{-4} g/g do 10^{-1} g/g.

Każda kombinacja stężeń poddawana była aktywacji w różnych temperaturach w przedziale co 50° od 350 do 800°C, przy czym w pierwszej fazie badań czas aktywacji ustalono na 2 godziny. Ponieważ szereg autorów (19), (36 ÷ 41) sugeruje, że wpływ tlenu w procesie aktywacji nie pociąga za sobą ujemnych skutków, ale wręcz przeciwnie niejednokrotnie podwyższa czułość całkowitą i rozszerza zakres czułości spektralnej, aktywacja przeprowadzona była w atmosferze powietrza.

Otrzymano w ten sposób siarczek kadmowy w postaci proszków o różnych zabarwieniach: od prawie czarnego, dla dużych stężeń obu aktywatorów, do żółtego, dla stężeń małych. W procesie aktywacji następowało spiekanie mikrokryształów CdS w większe kompleksy.

W celu ujednolicenia średnicy ziaren, a tym samym w celu uzyskania dobrej jednorodności warstw fotoprzewodzących, zaktywowany CdS ucierano w moździerzu i przesiewano przez sito o średnicy 60μ, a następnie przesiany produkt dokładnie mieszano. Sporządzanie warstw fotoprzewodzących z otrzymanego w ten sposób CdS—Cu—Cl realizowano różnymi metodami.

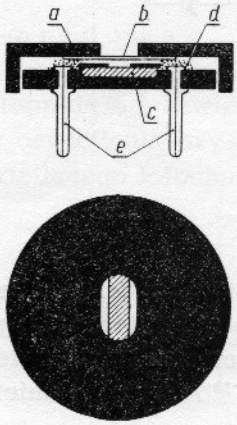
Zaktywowany siarczek kadmowy zwilżany był wodą i utworzył zawiesinę o dużej gęstości. Zawiesinę tę nakładano następnie na płytki ze szkła przewodzącego z wytrawioną fluorowodorem szczeliną nieprzewodzącą. Wytrzymałość mechaniczna tak otrzymanej warstwy nie była zbyt duża, pozwalała jednak na przeprowadzenie koniecznych pomiarów w celu określenia jej fotoprzewodzących własności.

Ponieważ proces ucierania proszków w moździerzu psuje strukturę polikrystaliczną kompleksów, więc w celu jej poprawienia, a zarazem zwiększenia wytrzymałości mechanicznej, warstwy poddawane były ponownej obróbce termicznej w temperaturze aktywacji danej warstwy w czasie od 5 do 15 min. Pomiary właściwości takich warstw wykazywały znaczne zwiększenie czułości całkowitej.

Jakkolwiek warstwy te nie stanowiły jeszcze fotoelementu użytkowego, jednakże wyniki badań pozwoliły wyciągnąć szereg wniosków do dalszego postępowania. Tak np. stwierdzono, że optymalne stężenie aktywatorów mieści się w granicach 10^{-5} g/g do 10^{-3} g/g dla miedzi, a od 10^{-4} g/g do 10^{-2} g/g dla chloru. Optymalna temperatura aktywacji leży w około 650°C. Czas aktywacji wynosił około dwóch godzin.

W dalszym ciągu pracy zastosowano metodę prasowania aktywowanego proszku CdS i jego spiekania w powietrzu. Technika prasowania proszków pozwala otrzymywać płytki stosunkowo cienkie i dowolnego kształtu. Spiekanie poprawia strukturę polikrystaliczną siarczku kadmowego oraz, jak sugeruje w swej pracy Kołomijec (19), powoduje powstawanie na powierzchniach mikrokryształów przewodzącej warstwy CdO, poprawiającej kontakt między ziarnami CdS.

W toku badań stwierdzono, że warstwy w ten sposób otrzymywane są bardzo wrażliwie zarówno na niewielkie zmiany temperatury spiekania, jak i na zmiany stężeń aktywatorów. Stwierdzono także, że czułość całkowita warstwy fotoprzewodzącej zależna jest od wielkości ciśnienia stosowanego do prasowania proszku CdS (czułość całkowita warstwy nieco maleje ze wzrostem przykładanego ciśnienia). Rezultatem tych doświadczeń było określenie optymalnego stężenia aktywatorów, temperatury i czasu aktywacji, ciśnienia i temperatury aktywacji sprasowanej warstwy.



Rys. 2.
Wygląd ogólny i przekrój fotoopornika FOK—1
a — oprawa fotoopornika,
b — okienko,
c — warstwa przewodząca,
d — pasta kontaktowa,
e — nóżki kontaktowe.

Bardzo istotny jest dobór odpowiednich elektrod dla warstw fotoprzewodzących. Elektrody nakładano przez naparowywanie w próżni metalu na sprasowaną i spieczoną płytkę CdS, pozostawiając szczelinę ustalonej szerokości i długości. Pierwsze doświadczenia prowadzone były z elektrodami złotymi. Ze względu na dużą pracę wyjścia elektronów ze złota (4,9 eV), a w związku z tym — na występujący wyraźnie dla małych napięć efekt zaporowy, zmieniono elektrody złote na indowe (praca wyjścia elektronu z indu wynosi 4,0 eV). Kontakty z indu doskonale spełniają prawo Ohma w szerokim zakresie napięć. Ponieważ czu-

łość całkowita zależna jest od stosunku $\frac{l}{d}$ (22), gdzie l jest długością elektrody, a d szerokością szczeliny między elektrodami, odległość d ustalono na 4 mm.

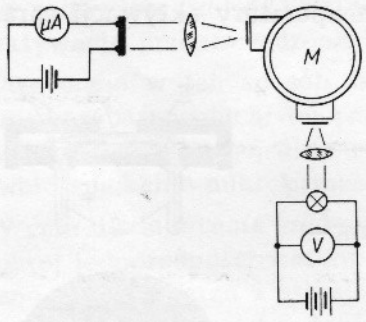
Widok ogólny fotoopornika otrzymanego w Pracowni Fotokatod PIE metodą prasowania i spiekania przedstawiony jest na rys. 2. Fotooporник tego typu otrzymał symbol FOK-1. W dalszym ciągu naszych rozważań posługiwać się będziemy tym symbolem.

3. 2. Właściwości fizyczne fotoopornika FOK-1

Właściwości fotoopornika określone są: a) rozkładem widmowym czułości, b) krzywą zależności oświetleniowo-prądowej, c) krzywą zależności napięciowo-prądowej, d) czułością całkowitą właściwą, e) opornością ciemną, f) czasem połówkowego zaniku fotoprądu.

Pomiary widmowego rozkładu czułości FOK-1

Układ do pomiaru widmowego rozkładu czułości przedstawiony jest na rys. 3. Światło ze źródła o znanej temperaturze włókna (2854 °K) pada na szczelinę wejściową monochromatora zwierciadłowego Zeissa.



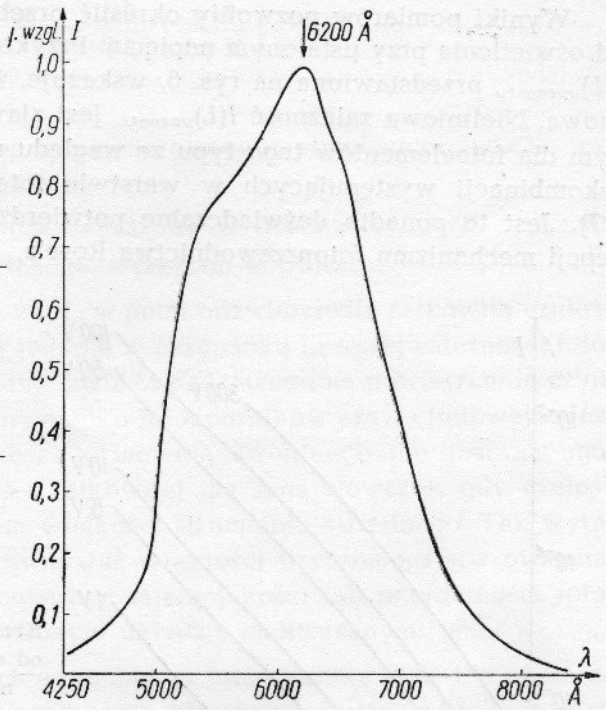
Rys. 3.
Układ do pomiaru rozkładu czułości widmowej

Szczeliny wejściowa i wyjściowa były równe 0,30 mm. Wiązka światła zmonochromatyzowanego pada na fotooporник połączony szeregowo ze źródłem zasilania (bateria anodowa) i z galwanometrem o czułości $5 \cdot 10^{-10}$ A/mm. Do zmierzonego fotoprądu wprowadzono poprawki:

— na nierównomierny rozkład energii w widmie źródła światła,
— na dyspersję monochromatora (poprawka stabelaryzowana przez producenta przyrządu).

W wyniku uwzględnienia poprawek otrzymano krzywe widmowego rozkładu czułości.

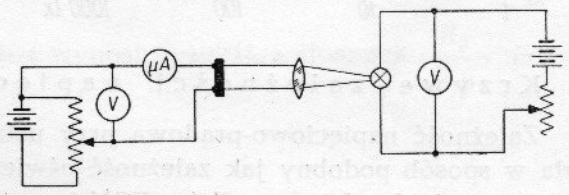
Przykładowa krzywa przedstawiona jest na rys. 4. Rozrzut przebiegu krzywych otrzymanych dla 10 egzemplarzy jest nieznaczny. Jak wynika z rysunków, zakres czułości widmowej rozciąga się od około 4000 Å do około 8500 Å. Maksimum czułości przypada na 6200 Å.



Rys. 4.
Krzywa rozkładu czułości widmowej fotoopornika FOK—I

Zależność oświetleniowo-prądowa

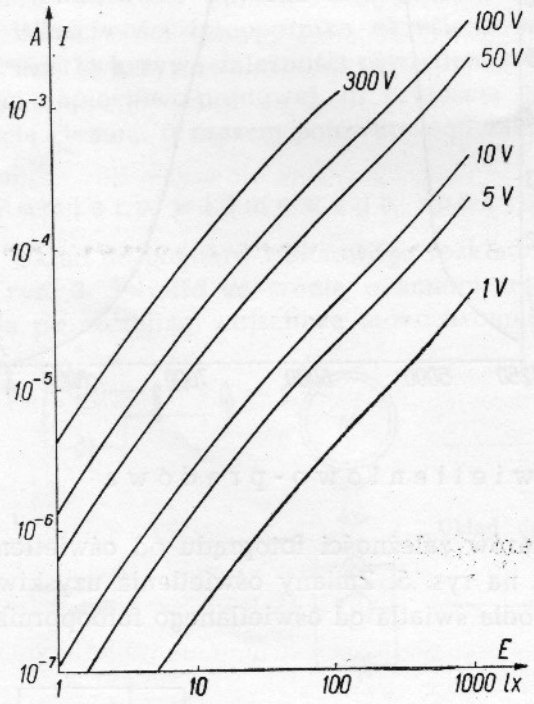
Schemat układu do pomiarów zależności fotoprądu od oświetlenia i napięcia przedstawiony jest na rys. 5. Zmiany oświetlenia uzyskiwano przez zmiany odległości źródła światła od oświetlanego fotoopornika.



Rys. 5.
Schemat układu do pomiarów zależności fotoprądu od oświetlenia i napięcia

Do pomiarów oświetlenia używano luxmetra (typu LM-1, Zeiss). Fotoprądy mierzono galwanometrem o czułości $1{,}1 \cdot 10^{-9}$ A/mm z bocznikiem umożliwiającym pomiar prądu do 10^{-3} A. Większe prądy rejestrowano przyrządem uniwersalnym. Źródłem zasilania były baterie anodowe, a zmiany i regulację napięcia uzyskiwano przy pomocy dzielnika napięć. Podobnie jak w przypadku krzywych czułości spektralnej, do oświetlania fotooporników używano lampy żarowej o temperaturze włókna 2854 °K.

Wyniki pomiarów pozwoliły określić przebieg zależności fotoprądu od oświetlenia przy ustalonym napięciu. Przykładowa krzywa zależności $I(L)_{u=\text{const.}}$ przedstawiona na rys. 6, wskazuje, że zależność ta jest nieliniowa. Nieliniowa zależność $I(L)_{u=\text{const.}}$ jest zjawiskiem ogólnie spotykanym dla fotoelementów tego typu ze względu na różnorodność centrów rekombinacji występujących w warstwie fotoprzewodzącej (10), (24), (27). Jest to ponadto doświadczalne potwierdzenie teoretycznych koncepcji mechanizmu fotoprzewodnictwa Rose'a.



Rys. 6.
Krzywe zależności fotoprądu od oświetlenia przy ustalonym napięciu dla fotoopornika FOK—1

Krzywe zależności napięciowo-prądowej

Zależność napięciowo-prądowa przy ustalonym oświetleniu badana była w sposób podobny jak zależność oświetleniowo-prądowa. Na podstawie pomiarów fotooporników FOK-1 można stwierdzić, że w granicach błędów doświadczalnych zależność ta wyraża się prawem liniowym.

Czułość całkowita właściwa i oporność ciemna

Z krzywych zależności $I(L)_{u=\text{const.}}$ można bezpośrednio otrzymać wielkość charakteryzującą jakość fotoopornika, tzw. czułość integralną właściwą, zdefiniowaną wyrażeniem:

$$K_o = \frac{I_\Phi}{\Phi U} \left[\frac{\mu A}{\text{lm V}} \right]$$

gdzie:

I_Φ — wielkość fotoprądu generowanego stumieniem światła, wyrażona w mikroamperach,

Φ — strumień światła, wyrażony w lumenach,

U — napięcie przyłożone, wyrażone w woltach.

Jest rzeczą oczywistą, że K_o w pełni odzwierciedla całkowitą czułość warstwy fotoprzewodzącej jedynie w przypadku liniowej zależności fotoprądu od wielkości strumienia światła padającego na powierzchnię czynną warstwy. Ponieważ w przypadku fotooporników prawo liniowej zależności fotoprądu od wielkości strumienia świetlnego nie jest na ogół spełnione, definicja czułości całkowitej ma sens wówczas, gdy czułość podana jest z zaznaczeniem wielkości strumienia świetlnego. Tak wyrażona czułość pozwala porównywać własności fizyczne warstw otrzymanych w różny sposób i może być miarą jakości lub przydatności fotooporníka do pracy w określonym układzie elektrycznym.

W przypadku badanych egzemplarzy fotooporníka FOK-1 w obszarze oświetleń do 500 lx, czułość całkowita właściwa zawarta jest w granicach od 2000 $\frac{\mu A}{\text{lm V}}$ do 4000 $\frac{\mu A}{\text{lm V}}$.

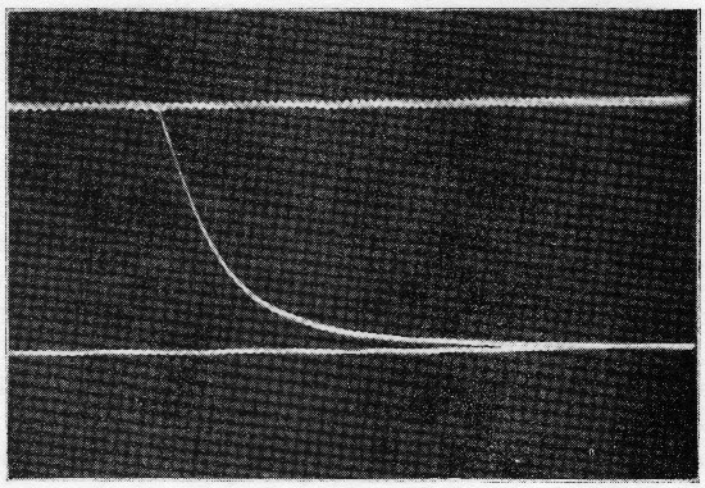
Czułość fotooporníka wyrazić można również jako stosunek $\frac{R_o}{R_\Phi}$ gdzie: R_o — oporność ciemna, a $R\Phi$ — oporność przy danym oświetleniu. Stosunek $\frac{R_o}{R_\Phi}$ zależny jest od wielkości strumienia świetlnego Φ. Oporność ciemna R_o dla FOK-1 wynosi $\sim 10^{10}\Omega$, a stosunek $\frac{R_o}{R_\Phi} = 10$ przy oświetleniu 10^3 lx.

Czas połówkowego zaniku fotoprądu

Do pomiaru czasu połówkowego zaniku fotoprądu zastosowano układ opisany szczegółowo w pracy (42), z tym że ustawienie pomiarowe tam używane przystosowane było do pomiarów czasu zaniku fosforescencji, a więc sygnał elektryczny otrzymywano z fotopowielacza.

W przypadku warstw fotoprzewodzących sygnał otrzymywany był bezpośrednio z badanego fotooporníka. Rys. 7 przedstawia przykład oscylogramu krzywej zaniku fotoprądu.

Obliczony z oscylogramów czas połówkowego zaniku fotoprądu leży w granicach od $4 \cdot 10^{-2}$ do 10^{-1} sek w zależności od wielkości oświetlenia generującego nośniki prądu, przy czym stwierdzić należy, że dla dużych oświetleń τ rośnie.



Rys. 7.
Oscylogram zaniku fotoprądu fotoopornika FOK—1

Wzrost τ ze wzrostem oświetlenia wg fenomenologicznego modelu Rose'a związany jest ze wzrostem czułości integralnej w danym obszarze oświetleń, to znaczy obserwuje się nadliniowość charakterystyki oświetleniowo-prądowej.

Wydaje się, że przebieg krzywej zależności $I(L)_{u=\text{const.}}$ dla przypadku FOK-1 w zestawieniu z rezultatami pomiarów połówkowego czasu zaniku fotoprądu jest jeszcze jednym argumentem słuszności założeń tego modelu.

3. 3. Właściwości fotoelektryczne opornika FOK-2

Korzystając z wyrażeń (6) i (8) podanych w części wstępnej artykułu oraz z prawa Ohma przedstawionego w postaci

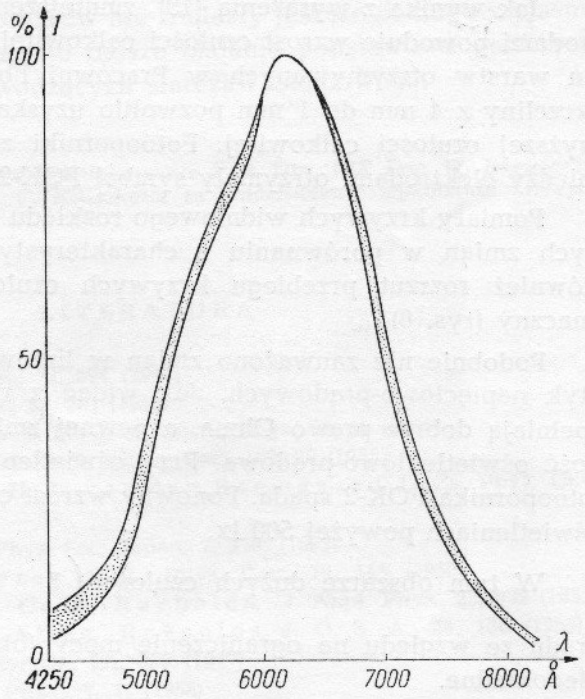
$$J = \sigma E \tag{18}$$

gdzie: J — gęstość prądu, σ — przewodnictwo, E — natężenie pola elektrycznego,

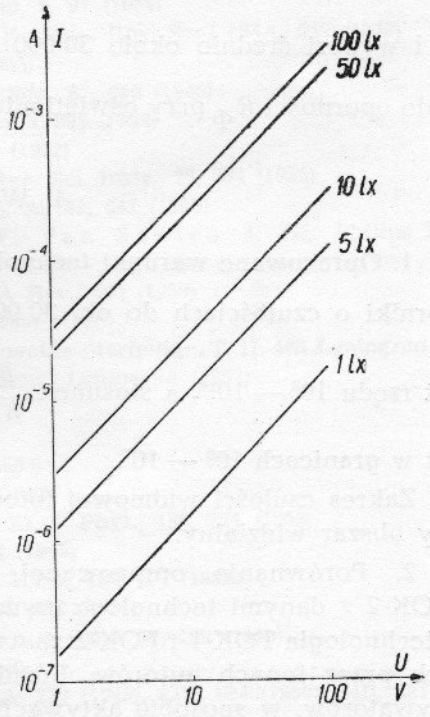
otrzymujemy związek pomiędzy fotoprądem a wzajemną odległością d elektrod:

$$I = \frac{\mu \tau e U}{d^2} Q \tag{19}$$

gdzie: μ — ruchliwość nośników, τ — średni czas życia nośników w paśmie przewodzenia, e — ładunek elektronu, U — przyłożone napięcie, Q — ilość kwantów zaabsorbowanych w jednostce czasu.



Rys. 8.
Rozrzut krzywych rozkładu czułości widmowej fotoopornika FOK — 2



Rys. 9.
Krzywe zależności fotoprądu od oświetlenia przy ustalonym napięciu dla fotoodpornika FOK — 2

Jak wynika z wyrażenia (19), zmniejszenie odległości między elektrodami powoduje wzrost czułości całkowitej fotooporника. W przypadku warstw otrzymywanych w Pracowni Fotokatod PIE, zmniejszenie szczeliny z 4 mm do 1 mm pozwoliło uzyskać fotoelementy o znacznie wyższej czułości całkowitej. Fotooporniki ze zmniejszoną odległością między elektrodami otrzymały symbol FOK-2.

Pomiary krzywych widmowego rozkładu czułości nie wykazały żadnych zmian w porównaniu z charakterystykami widmowymi FOK-1. Również rozrzut przebiegu krzywych czułości spektralnej jest nieznaczny (rys. 8).

Podobnie nie zauważono zmian w liniowym przebiegu charakterystyk napięciowo-prądowych. Jak widać z rys. 9, fotooporniki FOK-2 spełniają dobrze prawo Ohma, a pewnej zmianie uległa jedynie zależność oświetleniowo-prądowa. Przy oświetleniach około 100 lx czułość fotooporника FOK-2 spada. Ponowny wzrost czułości obserwuje się przy oświetleniach powyżej 500 lx.

W tym obszarze dużych czułości $\left(2 \cdot 10^5 \cdot \frac{\mu A}{lm\ V}\right)$ pomiary fotoprądu ze względu na ograniczenie mocy (około 0,4 W) są już bardzo niedokładne.

W zakresie oświetleń, w którym dokonano pomiarów zależności $I(L)_{u=const.}$, czułość całkowita właściwa fotooporników FOK-2 jest znaczna i wynosi średnio około 30 000 $\frac{\mu A}{lm\ V}$. Stosunek oporności ciemnej R_o do oporności R_Φ przy oświetleniu 1000 lx wynosi 10^7 przy $R_o = 10^{10}\Omega$.

4. WNIOSKI

1. Opracowane warunki technologiczne pozwalają otrzymywać fotooporniki o czułościach do ok. 30 000 $\frac{\mu A}{lm\ V}$, których oporność ciemna jest rzędu $10^9 - 10^{10}$, a stosunek $\frac{R_o}{R_\Phi}$ przy oświetleniu 1000 lx zawarty jest w granicach $10^6 - 10^7$.

Zakres czułości widmowej fotooporników FOK-1 i FOK-2 obejmuje cały obszar widzialny.

2. Porównanie opracowanej technologii fotooporników FOK-1 i FOK-2 z danymi technologicznymi z publikacji pozwala wnioskować, że technologia FOK-1 i FOK-2 znacznie odbiega od technologii stosowanych przez innych autorów. Różnice polegają głównie na stężeniach aktywatorów, w sposobie aktywacji i obróbki termicznej.

3. Wpływ aktywatorów oraz obróbki termicznej i mechanicznej na własności fizyczne fotooporników nie znalazły jeszcze pełnego wyjaśnienia teoretycznego. Sugeruje to dalsze badania podstawowe polikrystalicznych warstw fotoprzewodzących siarczku kadmowego.

Autorzy wyrażają serdeczne podziękowanie P. P. Dyr. PIE Doc. W. Barwiczowi, Prof. A. Jabłońskiemu i Mgr. C. Kiliszkowi za umożliwienie wykonania niniejszej pracy.

LITERATURA

1. Frerichs R., Phys. Rev., 72, 594 (1947)
2. Frerichs R., Naturwiss., 33, 281 (1946)
3. Bube R. H., Thomsen S. M., J. of. Chem. Phys., 23, 15 (1955)
4. Schossberger F., J. of Electrochem. Soc., 102, 22 (1955)
5. Kroeger F. A., Vink H. J., van den Boomgaard J., Zs. Phys. Chem. 203, 1 (1954)
6. Hashimoto K., Proc. Phys. Soc. Japan, 7, 276, (1952)
7. Reynolds D. C., Czyzak S. J., Phys. Rev., 79, 543 (1950)
8. Czyzak, Craig, Mc Cain, Reynolds, J. Appl. Phys., 23, 932 (1952)
9. Reynolds, Czyzak, Allen, Reynolds, J. O. S. A., 45, 136 (1955)
10. Weiss K., Zs. f. Naturforsch., 2A, 650 (1947)
11. Veith W., Zs. Angew. Phys., 7, 1, (1955)
12. Goercke P., Ann. Telecom. 6, 325 (1951)
13. Aitchison R. E., Nature, 167, 812, (1951)
14. Kuwabara G., J. Phys. Soc. Japan, 9, 97 (1954)
15. Randall J. T., Wilkins T. H. F., Proc. Roy. Soc., 184A, 347 (1945)
16. Bube R. H., Phys. Rev., 90, 70 (1953)
17. Hardy A. E. Trans. Electrochem. Soc., 87, 355 (1945)
18. Kuwabara G., J. Phys. Soc. Japan, 9, 992 (1954)
19. Kołomijec B. T., D. A.N., 83, 56 (1952)
20. Thomsen S. T., Bube R. H., Rev. Sci. Instr., 26, 664 (1955)
21. Nicoll F. H., Kazan B. J. O. S. A., 45, 647 (1955)
22. de Gier N. A., van Gool W., van Santen J. G., Philips Techn. Rev., 20, 277 (1959)
23. Hadley C. P., Fischer E., RCA Rev., 635 (1959)
24. Bube R. H., Proc. IRE, 43, 1836 (1955)
25. Rywkin S. M., Połuprowodniki w naukie i technikie, T. II. 463 Leningrad (1958)
26. Joffe A. F., Fizika połuprowodnikow, Leningrad (1957)
27. Rose A., RCA Rev., 12, 362 (1951)
28. Rose A., Proc. IRE, 43, 1850 (1955)
29. Bube R. H., Phys. Rev., 98, 431 (1955)
30. Klick C. C., Phys. Rev., 89, 274 (1953)
31. Gobrecht H., Bartschat A., Zs. f. Phys., 136, 224 (1953)
32. Seiwert R., Ann. der Phys., 6, 241 (1949)
33. Caspary R., Mueser H., Zs. f. Phys., 134, 101 (1952)
34. Niekisch E. A., Ann. d. Phys., 8, 291 (1951)
35. Broser I., Warminsky R., Ann. d. Phys., 7, 289 (1950)
36. Schwarz E., Nature, 162, 614 (1948)
37. Schwarz E. Proc., Phys. Soc., 62A, 230 (1949), 63B, 624 (1950), 64B, 821 (1951)

38. Goerlich P., Heyne J., Optik, 4, 206 (1948)
39. Muscheid W., Ann. d. Phys., 13, 322 (1953)
40. Seraphin B., Ann. d. Phys., 13, 198 (1953)
41. Hoehler G., Ann. d. Phys., 14, 426 (1954)
42. Bączyński A., Czajkowski M., Bull. Acad. Polon. Sci., 7, 357 (1959)

A. Bączyński, J. Bissinger, M. Czajkowski, E. Walentynowicz

THE PHOTORESISTORS CDS

The present state of the photoconductivity theory with a particular consideration of the polycrystalline layers CdS are discussed.

An influence of activator concentrations (copper and chlorine) is determined as well as an influence of heat treatment and mechanical working on the integral and spectral sensibility, on the relaxation time and on the dark current of the photoresistors FOK-1 and FOK-2.

The photoresistors of integral sensibility of $\approx 3000 \frac{\mu A}{lmV}$ (FOK-1) and $\approx 20\,000 \frac{\mu A}{lmV}$ (FOK-2) have been obtained.

А. Бончиньски, Я. Биссингер, М. Чайковски, З. Валентынович

ФОТОСОЛРОТИВЛЕНИЯ CdS

Дан обзор современного состояния теории фотолроводимости с особым учетом поликристаллических слоев CdS.

Определено влияние концентрации активаторов (меди и хлора), тепловой и механической обработки на интегральпую чувствительность, спектральную, время релаксации и на темновой ток фотосопротивлений типа ФОК-1 и ФОК-2.

Получено фотосопротивления с интегральной чувствительностью $\approx 3000 \frac{\text{мка}}{\text{лмв}}$ (ФОК-1) и чувствительностью $\approx 20000 \frac{\text{мка}}{\text{лмв}}$ (ФОК-2)

ANDRZEJ TACZANOWSKI
Zakład Fizyki Lamp Elektronowych

UWAGI O METODZIE BADANIA STOPÓW KATODOWYCH DO LAMP O ZWIĘKSZONEJ TRWAŁOŚCI *)

W artykule podano krytyczną ocenę istniejących metod badań stopów katodowych i na jej podstawie zaproponowano optymalną, zdaniem autora, metodę oceny stopów katodowych.

1. WSTĘP

Czynniki, od których zależy trwałość katod, można podzielić na dwie zasadnicze grupy:

Pierwsza grupa to czynniki „katastrofalne". Ich wystąpienie powoduje natychmiastowe zniszczenie lampy.

Druga grupa czynników składa się z dwóch podgrup: pierwsza — to czynniki wynikające z konstrukcji lampy, druga — to czynniki związane pośrednio lub bezpośrednio ze źródłem emisji lampy, tzn. z katodą. Jeżeli weźmie się pod uwagę, że przy prawidłowej produkcji lamp czynniki o charakterze katastrofy występują bardzo rzadko oraz że czynniki ograniczające trwałość, a wynikające z konstrukcji lampy, można praktycznie zlikwidować — to trwałość lampy będzie zależała tylko od zjawisk fizycznych lub chemicznych występujących w lampie. Zjawiska te wywołane są pośrednio albo bezpośrednio, ale zawsze przez katodę.

Metson (1), analizując pracę katody, podzielił zachodzące w niej procesy na takie, które powodują utratę wolnego baru (parowanie, utlenianie, dyfuzja do podłoża), oraz na takie, które powodują wytwarzanie wolnego baru (redukcja, dysocjacja). Podział ten dla naszych rozważań daje się zastosować tylko częściowo, gdyż naszym celem jest jedynie badanie wpływu podłoża na trwałość lampy. Badanie tego wpływu jest najprostsze przy zastosowaniu metod pośrednich. Oddzielenie bowiem poszczególnych czynników jest rzeczą niezmiernie trudną, jeśli nie niemożliwą.

*) Rękopis doręczono dnia 15. II. 1959 r.

Jeżeli do rozważań przyjmie się ogólnie uznawany, półprzewodnikowy model katody tlenkowej, to można powiedzieć, że zdolność emisyjna katody zależy od koncentracji baru w warstwie emisyjnej.

Dla usystematyzowania zagadnienia wpływu niklu katody na trwałość lampy można ustalić następujący schemat:

Procesy korzystne	Procesy niekorzystne
1. Redukcja BaO przez domieszki podłoża	1. Parowanie lotnych składników stopu podłoża 2. Tworzenie się warstwy pośredniej 3. Parowanie baru

Ilość domieszek aktywujących w stopach biernych wynosi około 0,05% Mg oraz podobną lub mniejszą ilość krzemu albo innych aktywatorów. Ilość ta wystarczy nie tylko do przeprowadzenia aktywowania, ale również do utrzymania pewnego stopnia aktywności katody przez długi czas (2). Niestety, ilość aktywatora w stopie zmniejsza się w czasie pracy lamp, co doprowadza do zmniejszenia się ilości wytwarzanego baru, a zatem — do zmniejszenia się aktywności katody.

Śledzenie więc przebiegu zmian aktywności katody w czasie pracy jest ważnym elementem badania stopów. Wpływanie na przedłużenie zdolności redukcyjnej niklu przez zwiększenie ilości aktywatora nie daje pozytywnych wyników ze względu na występujące w sposób gwałtowny inne zjawiska: parowanie baru z katody oraz tworzenie się warstwy pośredniej o znacznej oporności. Dane ilustrujące, że nikiel o zwiększonej aktywności wywołuje zwiększone parowanie baru, podał Wooton i współautorzy (3).

Oprócz parowania baru ważne jest również parowanie lotnych składników stopu katodowego. Oba te zjawiska mogą wywołać psucie sie izolacji międzyelektrodowej.

Warstwa pośrednia tworzy się w wyniku reakcji między tlenkiem baru i domieszkami redukującymi w niklu. Typową reakcją tworzenia się warstwy jest

$$Si + 4\,BaO = Ba_2\,SiO_4 + 2\,Ba$$

W czasie pracy lampy reakcja ta zachodzi stale aż do chwili wyczerpania się jednego z reagentów (krzemu). Jak to wykazali Eisenstein (4), Nargaard i Matheson (5) oraz inni, $Ba_2\,SiO_4$ jest półprzewodnikiem nadmiarowym. Gdy ilość nadmiarowego baru warstwy pośredniej maleje (np.

przez dyfuzję), oporność warstwy wzrasta i po paru tysiącach godzin pracy może osiągnąć wartość rzędu kilkuset omów. Z pewnym przybliżeniem można warstwę pośrednią przedstawić w postaci oporności rzeczywistej zabocznikowanej pojemnością. Obecność warstwy pośredniej ujawnia się przede wszystkim zmianą nachylenia charakterystyki lampy, spowodowaną przez ujemne sprzężenie zwrotne (14).

Jeżeli przez S i S_o oznaczymy nachylenie charakterystyki lampy z warstwą pośrednią oraz bez tej warstwy, przez R — oporność warstwy pośredniej, przez α stosunek prądu katodowego do prądu anodowego, to w stałych warunkach prądowych

$$S = S_o \{1 \div \alpha R S_o\}$$

skąd

$$\frac{\Delta S}{S} = \alpha R S_o$$

gdzie ΔS — zmiany nachylenia charakterystyki S.

Jeśli z kolei ϱ — oporność właściwa warstwy pośredniej, d — grubość warstwy, F_k — powierzchnia katody, to

$$\frac{\Delta S}{S} = \alpha \cdot \left(\frac{S_o}{F_k}\right) \varrho \cdot d$$

Zmiana nachylenia charakterystyki spowodowana jest więc iloczynem dwóch wyrażeń: jedno $\frac{S_o}{F_k}$ należy do geometrii lampy, drugie jest charakterystyczne dla danej warstwy pośredniej. Z wyrażenia wynika, że wpływy warstwy pośredniej najbardziej ujawniają się w lampach, w których powierzchnia katody jest mała — zatem w lampach miniaturowych i subminiaturowych.

Na podstawie powyższych uwag widać, że do lamp o zwiększonej trwałości należy stosować nikiel pasywny, o nieznacznej ilości domieszek redukujących.

Sprawę komplikuje jednak fakt, że im bardziej czysty jest nikiel, tym szybkość aktywowania katody jest mniejsza. Używanie więc niklu katodowego bardzo czystego stawia pod znakiem zapytania możliwość masowego wykonywania lamp ze względu na opłacalność produkcji. Trzeba bowiem zaznaczyć, że używanie niklu bardzo czystego do wyrobu katod pociąga za sobą konieczność użycia i przygotowania innych materiałów lampy ze specjalną troskliwością. Zagadnienia te muszą oczywiście mieć wpływ na opinię o badanym stopie katodowym.

2. METODY BADANIA NIKLU KATODOWEGO

W literaturze spotyka się niewiele kompleksowych metod badania stopów katodowych. Metody te można podzielić następująco:

a) metody produkcyjne,

b) metody laboratoryjne.

Wszystkie znane metody są metodami porównawczymi, opartymi na porównaniu mierzonych parametrów jednej serii lamp z parametrami serii uznanej za wzorcową. Przykładem metody produkcyjnej jest metoda opisana przez Ackera (7) i objęta standartem ASTM (9) (Des. F 238—551). W badaniach tego typu używa się lamp dowolnie wybranych. W dwóch seriach lamp, z których jedna ma katodę z niklu badanego, a druga z wzorcowego, mierzy się:

a) początkowy odpad spowodowany przez katodę (I_e, I_a, S, ΔS, I_{klg}),

b) początkowe charakterystyki,

c) przebieg emisji w ciągu 500 godz pracy lampy.

Za najważniejsze wskaźniki uważa się odpad początkowy oraz próbę trwałości. Wskaźniki trwałości wyrażone są stosunkami wyników dla serii badanej i wzorcowej, przy czym stosunki te dla początkowego odpadu i trwałości lampy są brane podwójnie.

Bardzo usystematyzowaną metodą laboratoryjną jest metoda ASTM opisana przez Briggsa i Richarda (8), a zawarta w książce standartów ASTM (9) (Des. F270-52T). Jako lamp badawczych używa się specjalnych diod standartowych (17). Najważniejszą wartością mierzoną jest wskaźnik dobroci (emisji). Dla każdej lampy z serii badanej i porównawczej wykreśla się charakterystykę $I_a = f(U_ż)$ i prowadzi styczną do zakrzywienia charakterystyki. Stosunek rzędnej do odciętej dla punktu styczności jest liczbą, którą można nazwać wskaźnikiem dobroci (emisji). Uzupełniającymi pomiarami wykonywanymi również w czasie próby trwałości są pomiary prądu nasycenia przy niskiej temperaturze katody oraz pomiary impulsowe.

Nie spotkano w literaturze opisów innych kompleksowych metod badań stopów katodowych, a metody stosowane w różnych laboratoriach dają się sprowadzić do rozmaitej kombinacji najbardziej zasadniczych pomiarów świadczących o wartościach katody. Do tych najczęściej stosowanych pomiarów należą:

a) pomiar prądu nasycenia przy niskiej temperaturze katody i niskim napięciu anody,

b) pomiar prądu anodowego w warunkach impulsowych,

c) pomiar nachylenia charakterystyki,

d) pomiar $I_a = f(U_ż)$.

Istnieją też laboratoria oceniające wartość katody przez pomiar pracy wyjścia (10). Są to wszystko metody, przy zastosowaniu których o przydatności stopu katodowego wnioskuje się na podstawie pomiaru emisji. Istnieją oprócz tego bezpośrednie pomiary oporności warstwy pośredniej oraz parowania składników lotnych. Przegląd metod pomiaru oporności warstwy pośredniej podają Nergaard, Matheson (5) oraz Seymour (6). Ponadto istnieje zalecenie ASTM (9), sugerujące wybór jednej z trzech zaproponowanych tam metod pomiaru (Des. F300 — 55 T).

Pomiary parowania składników lotnych zostały zaproponowane przez Challansonneta (11). Podobne metody, polegające na analizie osadu wyparowanego z katody o normalnej temperaturze pracy, stosowane są w Laboratorium Lamp Odbiorczych w Erfurcie — NRD (12).

Istnieje ponadto standard ASTM (9), (Des. F278—55T), na pomiar lotnych składników stopu. Badanie polega w tym przypadku na pomiarze oporności naparowanej warstwy w lampie specjalnego typu.

Zachodzi pytanie, czy wszystkie rodzaje badań, jakie się stosuje, są potrzebne i czy są wystarczające. Zasadą powinno być, aby badania możliwie wiernie i całkowicie oddawały rzeczywisty stan rzeczy i aby były przy tym możliwie proste i łatwe do wykonania.

Do bezspornie koniecznych pomiarów należy zaliczyć pomiar oporności warstwy pośredniej. Różne stosowane na świecie metody wyznaczają oporność warstwy z dokładnościami zbliżonymi do siebie. Pomiary parowania lotnych domieszek stopu są rzadko stosowane, i trudno podać zalety i wady poszczególnych metod. Najwięcej sporów może wywołać sprawa prób emisyjnych. Trudno jest ustalić, czy próby powinno się robić przy zastosowaniu diod standartowych, jak to sugerują Amerykanie, czy też na lampach produkcji bieżącej. Racje są po obu stronach. Metodą diod można osiągnąć daleko posuniętą standaryzację materiału i technologii. Próby lamp produkcyjnych, odpowiednio przygotowane, dają więcej informacji, których bezpośrednie wykorzystanie w praktyce nie podlega dyskusji.

Metody pomiaru emisji mają również swoich zwolenników. Można uznać generalnie, że pomiarem powszechnie stosowanym, ale nie wyłącznie, jest pomiar prądu nasycenia w niskiej temperaturze katody (np. 380 °C) i przy niskim napięciu anody, nie przekraczającym 6 V.

Amerykanie stosują ponadto analizę charakterystyki $I_a = f(U_z)$. Pomiary impulsowe są też nieraz stosowane. Bez wątpienia najtrudniejsze są pomiary prądu nasycenia przy niskiej temperaturze katody. Uzyskuje się wówczas ogromne rozrzuty wartości emisji w ramach jednej serii i nawet najbardziej staranne przygotowanie lamp nie polepsza tutaj sytuacji. Rozwiązanie proponowane przez Metsona (1) polega na wysortowaniu z pewnego zbioru niewielkiej liczby lamp, posiadających

wartości prądu emisji niewiele się różniące. Oczywiście, im większy rozrzut prądu emisji, tym trudniejsze jest wnioskowanie i porównywanie poszczególnych stopów między sobą.

Metoda wybierania lamp o podobnych właściwościach początkowych jest pracochłonna i kosztowna. Z tego powodu pomiar prądu nasycenia Amerykanie uważają jedynie za pomiar pomocniczy. Pomiarem zasadniczym, zalecanym przez ASTM w USA, jest analiza charakterystyki $I_a = f(U_z)$ przy danym napięciu anodowym. Ten pomiar zmian położenia zakrzywienia charakterystyki w zależności od jakości lampy i w funkcji czasu został wybrany pomysłowo. Nie ma w tym przypadku zakłóceń wywołanych bardzo niską temperaturą katody — nie ma tu ładunku przestrzennego, zamazującego rzeczywisty obraz poziomu emisji katody. Ważnym momentem są małe rozrzuty wartości w obrębie jednej serii oraz mały wpływ na wynik błędu pomiaru prądu anodowego w niskich temperaturach katody. Jedyną ujemną cechą jest to, że zdejmowanie charakterystyki, punkt po punkcie, może spowodować, zwłaszcza w wyższych temperaturach, zmianę stanu aktywności katody, czyli że pomiar wpływa na stan katody. Ujemną cechą tej metody jest niewątpliwie jej pracochłonność.

Trzecią zasadniczą metodą pomiaru jest pomiar impulsowy. Wymaga on dość specjalnych urządzeń. Ponadto pomiar odbywa się w warunkach odmiennych od tych, w jakich normalnie pracuje lampa odbiorcza. ASTM zaleca pomiary impulsowe jako uzupełniające. Nie ma danych, że system ten stosuje się w laboratoriach angielskich. W Laboratorium Lamp Odbiorczych w Erfurcie pomiar impulsowy służy jako pomiar pomocniczy do obliczenia pracy wyjścia elektronów z katody.

3. UWAGI O SKRÓCONYCH METODACH BADAŃ

Badanie stopu katodowego do lamp o zwiększonej trwałości odbywa się co najmniej tak długo, jak długie zakłada się życie dla gotowej lampy. Opracowanie lampy o zwiększonej trwałości musi więc ciągnąć się bardzo długo. Czynione są próby znalezienia metody skróconego badania lamp. Pierwsze próby zostały opisane przez Metsona (13) oraz przez Metsona i współautorów (14).

Metoda polegała na pomiarze prądu jonowego siatki lampy. Stosunek prądu jonowego do prądu anodowego, który oznaczono przez k i nazwano „współczynnikiem próżni" („Vacuum factor"), zmienia się w czasie pracy lampy, przy czym dla wszystkich lamp funkcja $k = f(t)$ ma przebieg wykładniczy.

We wszystkich lampach wartość k dąży do pewnej stałej wartości k_o, którą nazwano „szczątkowym współczynnikiem próżni" („residual vacuum factor"). Po zbliżeniu się do wartości k_o ciśnienie w lampie praktycz-

nie nie ulega zmianie. Jedyną różnicą między poszczególnymi lampami jest wielkość powierzchni zamkniętych krzywymi $k = f(t)$ oraz prostą $k = k_o$.

Stwierdzono, że dla lamp dobrych, które żyły kilkadziesiąt tysięcy godzin, powierzchnia ta jest bardzo mała, a dla lamp, które żyją krócej (np. trzy tysiące godzin) — powierzchnia jest duża. Ten system przewidywania trwałości lampy, choć bardzo praktyczny ze względu na to, że pomiary wykonuje się w ciągu kilkunastu godzin, poddany jednak został krytyce.

Zarzuty były następujące:

1. Niemożność rozróżnienia rodzaju gazu w lampie (np. wodór w przeciwieństwie do tlenu nie uszkodzi katody).

2. Mała czułość lamp jako mierników próżni (spowodowana np. miękkimi promieniami X, wywołanymi bombardowaniem anody przez elektrony).

I tak np. dla lampy CV 138, k_o ma wartość odpowiadającą $1 \cdot 10^{-7}$ mm Hg i ciśnienia niższe są niemierzalne. Tymczasem ciśnienie cząstkowe tlenu $1 \cdot 10^{-8}$ mm Hg przez kilkaset godzin może uszkodzić poważnie katodę. Zarzuty te są nie do odparcia i metoda ta, zwana „metodą całki gazowej", została zarzucona.

Z innego założenia wyszedł Dahlke (15), jak również Laboratorium Werk f. Fernmeldewesen w Berlinie (10). Chodziło o to, aby znaleźć takie zaostrzone warunki pracy lampy, w których można by było w sposób sztuczny poddawać lampę procesowi starzenia i ustalać następnie pewien mnożnik, dzięki któremu poddając próbie lampę w zaostrzonych warunkach przez kilkaset godzin można by wyznaczyć jej trwałość w warunkach normalnych. Dahlke podał krzywe zależności czasu życia od napięcia żarzenia dla lampy EF 80. Wynika z nich, że np. jeśli napięcie żarzenia w czasie 500 godz. pracy wynosi 9 V, to przy przyjęciu jako kryterium dopuszczalnej zmiany nachylenia charakterystyki o 20% lampa przy $U_ż = 6{,}0$ V będzie żyła 10 000 godz.

Opracowanie kryterium tego typu jest ogromnie czasochłonne. Kryterium może się odnosić tylko do jednego typu lampy, ściśle określonej technologii i tych samych materiałów, a zwłaszcza stopu katodowego.

4. WARUNKI TECHNOLOGICZNE A PRZEBIEG BADAŃ NIKLU

Pomimo że próby stopu katodowego wykonuje się porównując go ze stopem uznanym za wzorzec, trzeba zachować specjalne środki ostrożności, aby uchronić katody przed wpływami ubocznymi. Szczegółowe wpływy przygotowania niektórych elementów lampy na jej właściwości emisyjne i trwałość były przedmiotem badań B. Masicy w laboratorium PIE (16). Z badań tych wynika, że operacje mycia, wyżarzania, a dalej

pompowania mają ogromny wpływ na trwałość lampy. W lampach, których anody czy siatki przygotowane były niewłaściwie, obserwowano wzrost ciśnienia aż do $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg, co pociągało za sobą obniżenie właściwości emisyjnych katody. Pewną niedogodnością, jednak tylko w odniesieniu do badania stopów o zwiększonej trwałości, jest to, że większość prób Masicy wykonana była przy użyciu katod na podłożu aktywnym. Należy przypuszczać, że gdyby użyto niklu katodowego biernego, zależność trwałości lampy od sposobu przygotowania elementów byłaby znacznie większa.

Podczas prób należy stosować jak najdalej idącą standaryzację materiałów oraz takie procesy przygotowania elementów lampy i jej fabrykacji, jakie przewidziano dla normalnej produkcji. Wynika też stąd wskazówka, aby do badań używać takich lamp, których konstrukcja i produkcja są najprostsze. W naszym przypadku było to równoznaczne z przyjęciem do badań diod standartowych DS1, na których również prowadził badania B. Masica i co do których istnieją szczegółowe przepisy fabrykacyjne ASTM (9). Ze względu na pomiar warstwy pośredniej trzeba do prób używać lamp siatkowych — najlepiej triod miniaturowych. Najbardziej jednak pieczołowite przygotowanie detali do lamp i najsumienniejsze ich wykonanie nie zapobiegną rozrzutowi wartości parametrów. Dlatego konieczna jest selekcja lamp przeznaczonych do prób trwałości.

5. UWAGI O PRÓBACH TRWAŁOŚCI STOPÓW KATODOWYCH

W ciągu ostatnich 5 lat prowadzono prace nad kontrolą niklu katodowego do celów produkcyjnych oraz prace nad metodami badań stopów katodowych. Próby miały umożliwić wydanie opinii o materiałach katodowych, używanych do produkcji lamp odbiorczych masowego użytku. Norma na skład chemiczny niklu ustalona między dostawcą niklu (huta Baildon) a producentem katod (Zakłady im. Róży Luxemburg — L-1) przewiduje ilość domieszek odpowiadającą niklowi aktywnemu. Dlatego jako niklu wzorcowego użyto również niklu aktywnego pochodzącego z ZSRR, a wypróbowanego wielokrotnie w warunkach produkcyjnych i laboratoryjnych. Nikiel ten o następującym składzie chemicznym:

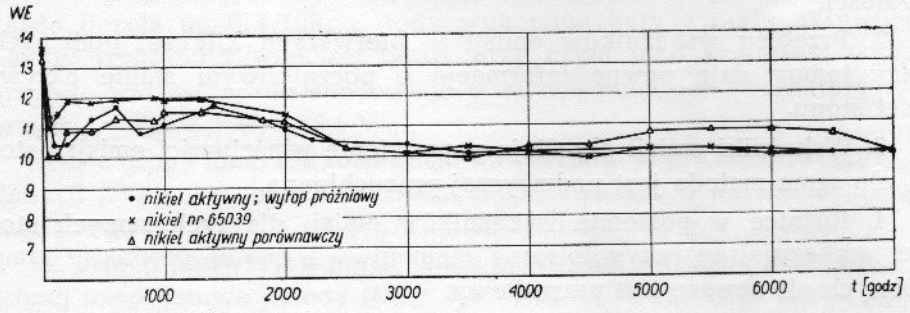
C	Si	Mg	Al	Cu	Mn	S
0,10	0,13	0,08	0,01	0,2	0,05	0,008

jest niklem aktywnym o dużej zawartości krzemu.

Badania przeprowadzono stosując metodę ASTM i posługując się diodami ASTM, których konstrukcję odtworzono na podstawie danych Mc Cormacka (17). Dioda ta, używana w PIE jeszcze do niedawna,

a w Zakładach L-1 do tej pory, różni się nieco rozmiarami anody od diody podanej w specyfikacji ASTM (9). Procesy przygotowania detali oraz fabrykacji diody opracowano w swoim czasie nie posiadając bliższych danych ASTM. Obecnie przepisy te zostały w PIE poddane rewizji.

W ciągu ostatnich 4 lat zbadano w sumie kilkadziesiąt stopów katodowych. Nie jest znana bliżej ilość stopów zbadanych od roku 1956 w Zakładach L-1. Pomiary ograniczono jedynie do określania wskaźnika emisji w funkcji czasu pracy lampy. Warunki pracy lampy w czasie próby trwałości były wzorowane na przepisie ASTM. Dopiero w ostatnim czasie przeprowadzono próby mające na celu weryfikację metod pomiarowych, zalecanych przez ASTM.



Rys. 1.
Wykres przebiegu próby trwałości diod DS1

Materiał, który zebrano, nie daje właściwego obrazu, ponieważ badane stopy pod względem ilości domieszek niewiele się od siebie różniły (na ogół wszystkie trzeba by zaliczyć do aktywnych). Dlatego przebiegi trwałości są do siebie podobne. Na rys. 1 pokazano krzywe przebiegu wskaźnika emisji w funkcji czasu pracy. Są tam stopy aktywne wytopu próżniowego oraz stopy wytapiane zwykłym sposobem. Z przebiegu widać, że największe zmiany wskaźnika występują w pierwszych kilkuset godzinach pracy lampy.

Nie widać różnicy między wytopami próżniowymi i zwykłymi. Wyniki nie ujawniają zależności między wskaźnikiem emisji a ilością redukujących domieszek w stopie. Na przykład stop porównawczy ma dwa razy więcej domieszek redukujących niż stop 65039; poziom wskaźnika emisji w funkcji czasu jest wyższy jednak dla stopu drugiego. Różnice te przypuszczalnie ujawniłyby się dopiero wówczas, gdyby nastąpiło wyczerpanie domieszek redukujących w stopie. Przy tej samej temperaturze katody, w niklu zawierającym mniej domieszek redukujących nastąpiłoby szybsze ich wyczerpanie się, a zatem prędzej zakończyłaby się praca lampy. Ponieważ badane stopy były aktywne, wyczerpanie się reduktora nastąpiłoby dopiero po kilkunastu lub nawet kilkudziesięciu tysiącach godzin pracy lampy.

Początkowe wahania wskaźnika emisji spowodowane są nie ustalonymi jeszcze stanami gazowymi lampy. Należy tutaj wymienić przede wszystkim wydzielanie się gazu z anody, choć wahania wskaźnika emisji mogą być też spowodowane nieustabilizowaną aktywnością katody. Dla wszystkich lamp, bez różnicy aktywności stopu, stosuje się ten sam proces aktywowania. Stąd pewne serie lamp są niedoaktywowane, inne przeaktywowane.

Wyżej opisane badania, poza pewną sumą doświadczeń, pozwalają wyciągnąć następujące wnioski:

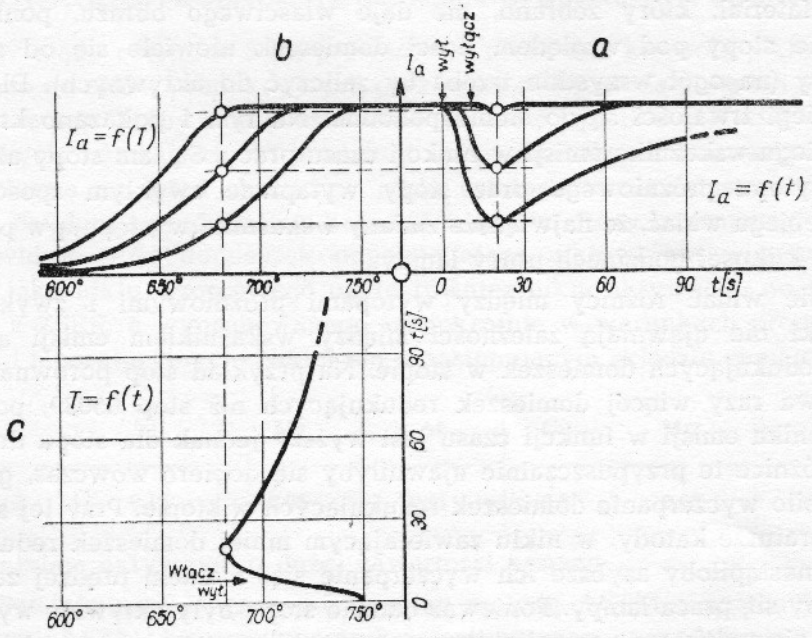
1. Metoda badania emisji według wskaźników emisji jest metodą niedostatecznie czułą dla określenia aktywności w ciągu całej próby trwałości.

2. Przebieg wskaźników emisji w pierwszych kilkuset godzinach pracy lampy daje pewne informacje o początkowym stanie aktywności stopu.

3. Wskaźniki emisji określają poprawienie właściwości emisji katody, ale sama metoda jest nadzwyczaj pracochłonna.

4. Różnice w poziomie wskaźników emisji dla tych samych stopów wykazują, że przygotowanie elementów i proces produkcji lamp próbnych nie zawsze jest prawidłowy.

Przeprowadzono szereg prób w celu przekonania się, czy i w jakim stopniu różne sposoby pomiaru własności emisji dają zgodne wyniki. Zasadniczym tego powodem była chęć wyeliminowania wskaźnika po-



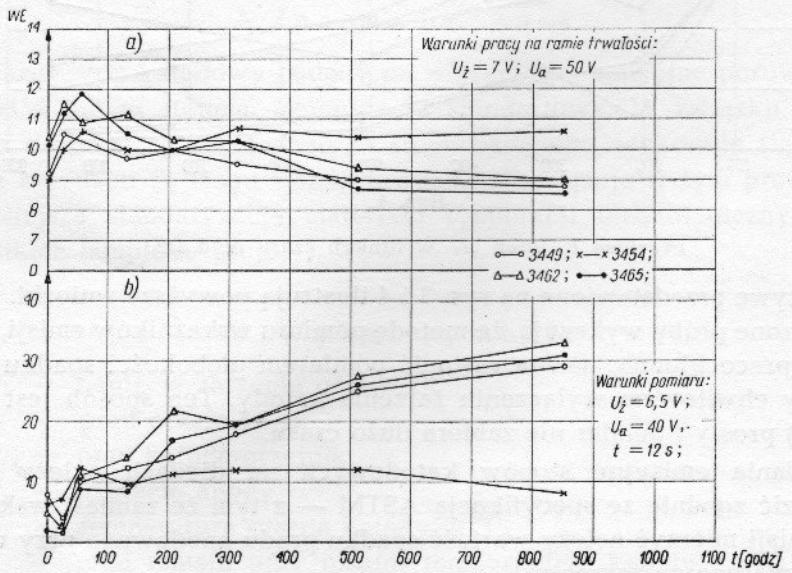
Rys. 2.
Metoda Bodmera badania stanu aktywności katody

miaru emisji metodą ASTM, jako pomiaru bardzo pracochłonnego. Mierzono parametry według specyfikacji ASTM (9), tzn.: WE, $\hat{I}_s$, I_s (patrz wykaz symboli na stronie 45). Ponadto przy przeprowadzaniu prób zastosowano metodę opisaną przez Bodmera (18). W układzie diodowym lampy przerywa się na określony, krótki czas żarzenie katody. Krzywą spadku prądu anodowego rejestruje się za pomocą urządzenia samopiszącego. Dla ustalonego eksperymentalnie czasu przerwy żarzenia katody, przy ustalonej temperaturze pracy i przy ustalonym napięciu anodowym, spadek prądu anodowego jest miarą stanu aktywności katody. Metodę opisaną przez Bodmera wyjaśniono na rys. 2.

Umieszczono na ramie trwałości trzy grupy lamp DS1, z których każda liczyła po 6 sztuk. Katody wykonane były z niklu aktywnego. Lampy wybrano z większej partii, przy czym jako kryterium wyboru przyjęto wartość prądu anodowego w dwóch punktach charakterystyki: przy $U_ż = 4{,}5$ V i $U_ż = 5{,}5$ V.

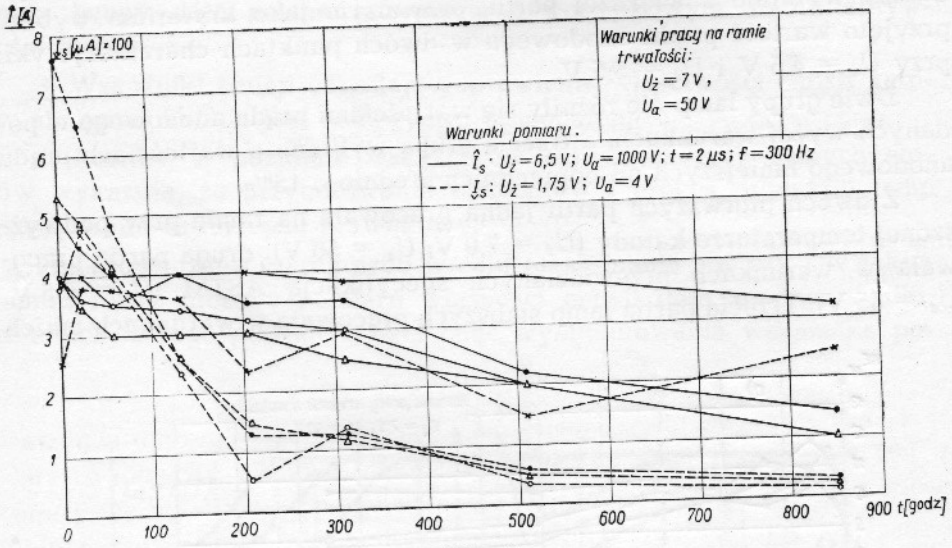
Dwie grupy lamp nie różniły się wartościami prądu anodowego w podanych wyżej warunkach, a trzecią grupę wybrano o wartościach prądu anodowego mniejszych od poprzednich średnio o 15%.

Z dwóch pierwszych partii jedna pracowała na ramie przy podwyższonej temperaturze katody ($U_ż = 7{,}0$ V, $U_a = 50$ V), druga partia pracowała w warunkach przewidzianych specyfikacją ASTM ($U_ż = 6{,}5$ V, $U_a = 45$ V). Trzecia partia lamp słabszych pracowała w warunkach takich



Rys. 3.
Graficznie przedstawione wyniki prób z diodami DS1:
a) przebieg WE w funkcji czasu;
b) przebieg D w funkcji czasu.

jak druga. Wyniki prób z pierwszego tysiąca godzin pracy wszystkich grup lamp wykazują przez cały czas ścisłe powiązanie wartości wskaźników emisji ze spadkiem prądu anodowego. Przebiegi krzywych wartości lamp przy pomiarze prądu nasycenia w niskiej temperaturze oraz pomiary impulsowe zgadzały się ze sobą. Najmniejsze rozrzuty wartości były przy pomiarach wskaźników emisji oraz głębokości spadku emisji. Największe rozrzuty — przy pomiarach prądu nasycenia. Najczulszą metodą okazała się, zgodnie z przewidywaniami, metoda pomiaru prądu nasycenia. Najmniej czułe są pomiary wartości emisji w warunkach impulsowych. Lampy wszystkich trzech grup wykazują ogólnie nienajlepsze właściwości emisyjne, co dowodzi, że przygotowanie elementów i procesy wyrobu lamp były nieprawidłowe.



Rys. 4.

Przebieg I_s oraz $\hat{I}_s$ w funkcji czasu diod DSI

Krzywe przedstawione na rys. 3 i 4 ilustrują powyższe wnioski. Przeprowadzone próby wykazują, że metodę pomiaru wskaźników emisji, jako bardzo pracochłonną, można zastąpić pomiarem głębokości spadku emisji, przy chwilowym wyłączeniu żarzenia katody. Ten sposób jest nadzwyczaj prosty i pomiar nie zabiera dużo czasu.

Badania emisyjne stopów katodowych na diodach należy więc prowadzić zgodnie ze specyfikacją ASTM — z tym że zamiast wskaźników emisji mierzyć należy wartość spadku prądu anodowego przy chwilowo wyłączonym żarzeniu.

Przy użyciu lamp siatkowych (najlepiej triod), oprócz pomiaru oporności warstwy pośredniej, należy przeprowadzać pomiar spadku emisji przy wyłączonym żarzeniu, jako pomiar kontrolny.

6. ZAKOŃCZENIE

Powyższe rozważania są podstawą do ustalenia metodyki badania stopów katodowych. Poniżej podano szczegóły proponowanej metody. Obejmuje ona wszystkie podstawowe badania, które dają informacje o stopie. System ten obejmuje jedynie metody pomiarowe lamp gotowych. Aby wykonać lampy oraz w maksymalnym stopniu uwolnić się w czasie badania od wpływów ubocznych, należy mieć dobrze opanowaną metodykę przygotowania elementów lampy i wykonania operacji koniecznych do jej wytworzenia. Jest to jeszcze jeden skomplikowany problem, stanowiący przedmiot odrębnych badań.

Opisana metodyka badań stopów jest w PIE już wprowadzona i wydaje się, że dostarczy ona prawdziwych danych o badanych odmianach niklu.

7. PROPONOWANA METODYKA BADANIA NIKLU KATODOWEGO PRZEZNACZONEGO NA KATODY LAMP O ZWIĘKSZONEJ TRWAŁOŚCI

Niniejsza metodyka podaje proponowany wykaz prób oraz ogólne sugestie dotyczące lamp użytych do badania i rodzaju stosowanych metod (9), (15).

A. Zasada badania

Każdy stop katodowy badany na właściwości emisyjne porównywany jest z innym stopem, uznanym za standartowy. W związku z tym, oprócz grupy lamp z katodami ze stopu badanego, wykonuje się grupę diod z katodami ze stopu standartowego. Obowiązuje w tym przypadku najściślejsza standaryzacja materiału i operacji technologicznych dla wszystkich lamp obu grup.

B. Wykaz symboli

$U_ż$ — napięcie żarzenia grzejnika,
$I_ż$ — prąd grzejnika,
I_{klg} — prąd katoda-grzejnik,
U_a — napięcie anody,
T_k — temperatura czarna katody w °C,
I_s — prąd emisji, przy niskiej temperaturze katody i niskim napięciu anody,
$\hat{I}_s$ — prąd emisji przy pomiarze impulsowym,
I_g — prąd jonowy siatki triody,

D — wartość spadku prądu anodowego (w mA) przy przerwaniu żarzenia na czas t,
$S_{4,5}$ — nachylenie charakterystyki przy $U_ż$ — 4,5 V,
$S_{6,3}$ — " " " $U_ż$ — 6,3 V,
R_p — oporność warstwy pośredniej (w Ω),
G — stosunek gazowy,

$$G = \frac{I_a\,(40\ \text{V})}{I_a\,(20\ \text{V})}$$

przy $U_ż$ — 6,5 V

C. Analiza chemiczna wytopu

Oznaczenia powinny być wykonane na następujące pierwiastki: Si, Mg, Al, W, C, Cu, Fe, Mn, S.

D. Badania właściwości emisyjnych

1. LAMPY DO BADAŃ: dioda standartowa DS 1,
trioda miniaturowa ECC 85.

2. ILOŚĆ LAMP PRZEZNACZONYCH DO PRÓBY 1 WYTOPU. Co najmniej 15 sztuk dobrych lamp DS 1 i co najmniej 15 sztuk dobrych lamp ECC 85.

3. WYRÓB LAMP PRÓBNYCH. Lampy DS 1 wyrabia się w możliwie jak najlepszych warunkach laboratoryjnych.

Lampy ECC 85 wyrabia się w warunkach produkcyjnych. Dobre lampy ECC 85 są wstępnie segregowane do dalszych prób przez pomiar w układzie diodowym dla $U_ż$ — 2,5 V oraz U_a — 5,0 V.

4. POMIARY LAMP. Pomiary lamp wykonywane są przed rozpoczęciem próby trwałości oraz po 25, 50, 100, 200, 350, 500, 750, 1000, 1500 godz i dalej po upływie każdych 500 godz pracy lampy. Odchylenia czasowe pomiarów nie powinny być większe niż 5% przedziału pracy lampy. Pomiary dzieli się na pomiary: sprawdzające, zasadnicze i dodatkowe.

Do pomiarów sprawdzających zalicza się:

a) pomiar $I_ż$ przy znamionowym $U_ż$,

b) pomiar temp. katody T_k przy $U_ż$ — 7,5 V.

Pomiary te wykonuje się przed rozpoczęciem próby trwałości oraz ewentualnie po każdych 500 godz. pracy lampy. Pomiar pierwszy wykonuje się na obu typach lamp badanych, pomiar drugi wykonuje się tylko na diodzie DS 1.

Do pomiarów zasadniczych zalicza się:

w lampach DS 1:

a) pomiar I_s

b) „ $\hat{I}_s$

c) „ D

w lampach ECC 85:

a) pomiar I_s

b) „ D

c) „ $S_{6,3}$

d) „ R_p

e) „ I_g

Do pomiarów dodatkowych zalicza się:

a) w lampach ECC 85 — pomiar R_p.
Pomiaru dokonuje się w ciągu 80 godzin w następujących odstępach czasu: 0, 2, 5, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 80 godzin. Do pomiaru używa się co najmniej 5 sztuk lamp ECC 85. Lampy w czasie próby trwałości pracują w następujących warunkach:
$$U_ż = 7{,}5\ \text{V}, \quad U_a = U_s = 0\ \text{V}$$

b) w lampach DS 1 — pomiar G.

5. PRÓBY TRWAŁOŚCI. Próby trwałości przeprowadza się na lampach DS 1 oraz ECC 85.

Dla lamp DS 1 przeprowadza się je w dwóch seriach:

a) przy napięciu żarzenia $U_ż$ — 6,5 V

b) „ „ „ $U_ż$ — 5,5 V

Dla lamp ECC 85 próby przeprowadza się również w dwóch seriach:

a) przy napięciu żarzenia $U_ż$ — 6,3 V

b) „ „ „ $U_ż$ — 5,5 V

Liczba lamp przeznaczona do każdego rodzaju próby nie może wynosić mniej niż 5 sztuk. Zasadniczy czas próby trwałości nie może być mniejszy niż zakładany czas życia lampy o zwiększonej trwałości z katodą wykonaną z niklu podlegającemu badaniu.

LITERATURA

1. Metson G. H.: A study of the Long Term Emission behaviour of on Oxide Cathodes valve. — Proc. IEE, 102 (B) 1955, 657
2. Metson G. H.: On the Electrical Life of an Oxide — Cathode Receving Tube. — Advances in Electronics, VIII, 403, N. York 1956
3. Wooten L. A., Ruehle A. E., Moore G. E.: Evaporation of Barium and Strontium form Oxide — Coated Cathodes. — Journ. Appl. Phys. 26, 1955, 44

4. Eisenstein A.: The Leaky Condenser Oxide Cathode Interface. — Journ. Appl. Phys. 22, 1951, 138
5. Nergaard L. S., Matheson R. M.: Studies of the Interface Layer in Oxide Cathodes. — RCA Rev. VIII, 1954, 335
6. Seymour J.: Computer Valves and Cathode Interface Impedance — J. Electr. Control, III, 1957, 107
7. Acker J. T.: Testing Cathode Materials in Factory Production. — Proc. IRE, 1949, 688
8. Briggs T. H., Richard C. D.: Development and Use of a D. C. — Emission Figure of Merit for Oxide — Coated Cathodes ASTM Bull. 1951, 66
9. 1955 Book of ASTM Standarts, Part 6, ASTM Philadelphia 1956
10. Taczanowski A.: Sprawozdanie z konsultacji w NRD, PIE, 1957
11. Challansonnet J.: Le Nickel dans la fabrication des Cothodes á Oxydes, Le Vide, 51, 1954, 22
12. Dietel S.: informacja prywatna
13. Metson G. H.: Vacuum Factor in the Oxide — Cathode Valve — Brit. Journ. Appl. Phys. 1, 1950, 73
14. Metson G. H., Wagener S., Holmes M. F., Child M. R.: The Life of Oxide Cathodes in Modern Receiving Valves. — Proc. IEE, P. III 99, 1952, 69
15. Dahlke W.: Lebensdauer von Oxydkathoden, Telefunken Ztg. — 30, 1957, 55
16. Masica B.: Badania wpływu jakości detali na trwałość lamp elektronowych. — Sprawozdanie PIE, 1958
17. Mc Cormack R. L.: A Standart Diode. — Proc. IRE, 37, 1949
18. Bodmer M. G. Dip Testing: A New Method for Measuring Cathode Activity. — IRE Trans., ED-5, 1958, 43

A. Taczanowski

REMARKS ON THE INVESTIGATION METHODS OF NICKEL FOR THE CATHODES OF LONG LIFE TUBES

Existing methodes of cathode nickel investigation are evalueted and a new one is presented.

А. Тачановски

ЗАМЕЧАНИЕ О МЕТОДЕ ИСПЫТАНИЯ СПЛАВОВ ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ КАТОДОВ ДОЛГОВЕЧНЫХ ТРУБОК

В статье обсуждены существующие методы испытания сплавов, применяемых для катодов, и на этом основании предложен оптимальный, по мнению автора, метод оценки сплавов.

KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Zakład Fizyki Lamp Elektronowych
Pracownia Zagadnień Teoretycznych — Toruń

WZMACNIACZE KWANTOWE*)

W artykule podano zasadnicze podstawy teoretyczne, na jakich oparte jest działanie wzmacniaczy kwantowych (maserów). Omówiono szczegółowo zasadę działania amoniakalnego wzmacniacza kwantowego oraz krystalicznego wzmacniacza kwantowego.

1. WSTĘP

W 1955 r. ukazały się prawie jednocześnie, niezależnie od siebie, dwie prace donoszące o praktycznym wykonaniu wzmacniaczy kwantowych. Grupa amerykańska: I. P. Gordon, H. I. Zeiger i C. H. Townes (1) nazwała je „maserami"**). Nazwę wzmacniaczy kwantowych wprowadzili autorzy radzieccy N. G. Bassow i A. M. Prochorow (2).

Praktyczne wykonanie wzmacniaczy kwantowych otwiera niewątpliwie nowy rozdział radiotechniki. W obecnie stosowanych układach odbiorczych proces wzmacniania ostatecznie sprowadza się zawsze do oddziaływania między falą elektromagnetyczną i elektronami. Ponieważ elektrony biorą udział w ruchu termicznym, więc statystyczne fluktuacje ich chaotycznego ruchu dają zmienne napięcie na każdej oporności. Wielkość tego napięcia dana jest wzorem:

$$U^2 = 4\,k\,T \int_{f_1}^{f_2} R\,df \tag{1}$$

*) Rękopis doręczono dnia 10. I. 1960 r.
**)skrót „microwave amplification by stimulated emission of radiation".

gdzie:

k — stała Boltzmanna,

T — temperatura w skali bezwzględnej,

R — oporność, na której powstaje napięcie termiczne,

f — częstotliwość.

Ze wzoru (1) widać, że istnieją dwie drogi do zmniejszenia poziomu szumów termicznych: obniżenie temperatury T oraz zmniejszenie szerokości pasma.

We wzmacniaczach z lampami elektronowymi o poziomie szumów decyduje ostatecznie temperatura chmury czy wiązki elektronowej, a tej nie możemy znacznie obniżyć ze względu na pracę wyjścia elektronów.

Interesujący sposób obniżenia poziomu szumów został zastosowany w lampach z falą bieżącą. Wykorzystuje się tam fakt, że wiązka elektronów poruszająca się w próżni jest w pewnym sensie bardziej podobna do ciała stałego niż do gazu. Oddziaływania elektrostatyczne między elektronami powodują, że ruchy termiczne elektronów przestają być całkiem chaotyczne, stają się spójne i co za tym idzie — wiązka posiada charakterystyczną częstotliwość własną drgań.

Energia termiczna elektronów idzie głównie na podtrzymanie drgań własnych wiązki. Otóż te drgania własne można wygasić przez odpowiednią konstrukcję lampy i w ten sposób zmniejszyć jej szumy. Jednak i w tym przypadku szumów nie można zmniejszyć poniżej kilku decybeli.

Innym wyjściem z tych trudności jest zmniejszenie szerokości pasma przepuszczanego przez układ. Ale im węższe jest pasmo, tym mniej informacji przepuszcza układ, i chcąc otrzymać dostateczną ich ilość trzeba wydłużyć znacznie czas dokonywania pomiarów. Taka sytuacja występuje w przypadku fazowo-czułego detektora, stosowanego szeroko w radioastronomii i w fizyce. Pozwala on wykryć sygnały znacznie mniejsze od poziomu szumów termicznych. Ale układ taki ze względów praktycznych może być stosowany tylko w specjalnych przypadkach.

Ogólnie można powiedzieć, że energia ruchu termicznego elektronów stanowi granicę, poniżej której nie można zmniejszyć szumów własnych elektronowych układów wzmacniających.

Powstaje pytanie, czy wobec tego nie można wykonać takiego układu wzmacniającego, w którym nie byłoby oddziaływania wzmacnianego sygnału elektromagnetycznego z elektronami? Czy elektrony są jedynym środkiem, za pomocą którego można przekazać energię fali elektromagnetycznej? Oczywiście, że nie. Aplituda fali eletromagnetycznej może wzrosnąć lub zmaleć na skutek obecności innej fali o tej samej częstotliwości i o odpowiedniej fazie. Jeżeli ta inna fala jest wolna od szumów, spójna z falą padającą i posiada amplitudę proporcjonalną do amplitudy fali padającej, to oczywiście nastąpi wzmocnienie wolne od szumów

wzmacniacza. Źródłem tej innej fali mogą być cząsteczki lub atomy, które emitują w dziedzinie mikrofalowej. Jeżeli cząsteczki są w stanie rozrzedzonego gazu i dają singletowe linie, to czas życia cząsteczek w stanie wzbudzonym może być bardzo długi, a co za tym idzie — linia może być bardzo wąska. To znaczy, że wzmocnienie będzie tylko w bardzo wąskim paśmie. Wzmacniacz taki doprowadzony do stanu samowzbudzenia jest niezwykle dokładnym wzorcem częstotliwości. W ciele stałym czas życia można znacznie skrócić, a więc linię rozszerzyć i otrzymać wzmacniacz szerokopasmowy.

2. STATYSTYKA BOLTZMANNA I TEMPERATURA ZBIORU

Temperaturę definiujemy zazwyczaj jako wielkość fizyczną ściśle związaną ze średnią energią kinetyczną cząsteczek. Łatwo jest pokazać, że w gazie o temperaturze T °K na jeden stopień swobody cząsteczek przypada średnia energia kinetyczna

$$E = \frac{1}{2} kT$$

gdzie k — stała Boltzmanna $= 1{,}380 \cdot 10^{-16}$ erg/stopień

Wzór powyższy można uważać za definicję temperatury. Nie jest to jedyna możliwa definicja.

W fizyce niskich temperatur wygodnie jest jako deficję temperatury przyjąć inne wyrażenie, związane ze statystyką Boltzmanna.

Boltzmann rozważając warunki równowagi termodynamicznej cząstek o różnych energiach, pokazał, że liczba cząstek N_k posiadających energię E_k w temperaturze T dana jest wyrażeniem:

$$N_k \sim e^{-\frac{E_k}{kT}} \tag{2}$$

W fizyce niskich temperatur łatwo doświadczalnie wyznacza się N_k i E_k, a następnie temperaturę T wylicza się ze wzoru (2). W ten sposób wzór ten staje się definicją temperatury. Ta definicja temperatury jest równoznaczna definicji określonej wzorem (1).

Boltzmanowski rozkład energetyczny cząsteczek zapisany w formie wyrażenia (2) jest słuszny również w mechanice kwantowej. Pojęcie temperatury oparte na wyrażeniu (2) gra decydującą rolę w teorii wzmacniaczy kwantowych. Wyrażenie to pozwala przede wszystkim rozszerzyć pojęcie temperatury. Rozpatrzymy to na konkretnym przykładzie jąder wodoru, a więc na protonach *).

*) Analogiczne rozumowanie byłoby dla elektronów. Jednak rozumowania te zostały sprawdzone doświadczalnie na jądrach atomowych.

Proton posiada wewnętrzny moment pędu (spin) równy $\frac{1}{2}\hbar$ (gdzie $\hbar$ stała Plancka podzielona przez 2π) oraz moment magnetyczny μ. W zewnętrznym polu magnetycznym o natężeniu H, proton może się znajdować na dwóch poziomach energetycznych:

$$E_+ = -\mu H \qquad (3)$$
$$E_- = +\mu H$$

odpowiadających orientacji momentu magnetycznego protonu zgodnej z kierunkiem pola H i przeciwnej.

Liczby protonów znajdujących się na poziomach oznaczonych znakiem plus (niższym) i znakiem minus (wyższym) znajdujemy posługując się wzorem (2), a mianowicie:

$$N_+ \sim e^{\frac{\mu H}{kT}} \qquad (4)$$
$$N_- \sim e^{-\frac{\mu H}{kT}}$$

Stosunek tych liczb nazywamy stosunkiem obsady stanów

$$\frac{N_+}{N_-} = e^{\frac{\mu H}{kT}} \qquad (5)$$

Ze wzoru (5) widać, że w równowadze termodynamicznej liczba protonów na poziomie niższym jest większa od liczby protonów na poziomie wyższym $N_+ > N_-$.

Odstęp energetyczny między poziomami $E_- - E_+ = 2\mu H$. Jeżeli układowi dostarczymy energię w ilości $2\mu H$, to protony absorbując energię będą przechodzić z poziomu niższego na wyższy, czyli stosunek $\frac{N_+}{N_-}$ będzie maleć.

Ze wzoru (5) odczytujemy, że w tym przypadku temperatura T musi rosnąć. W ten sposób dochodzimy do pojęcia temperatury zbioru. W naszym przypadku zbiór jąder ma na ogół inną temperaturę niż otoczenie (np. niż temperatura próbki materii, w której znajdują się jądra).

Wzbogacając coraz bardziej obsadę poziomu wyższego dojdziemy do takiego stanu, kiedy

$$N_+ = N_-$$

Z równania (5) widać, że w przypadku tym wykładnik potęgowy

$$\frac{2\mu H}{kT} = 0$$

Oznacza to, że wtedy $T = \infty$.

Dalsze wzbogacanie obsady poziomu wyższego energetycznie prowadzi do stanu, kiedy

$$N_+ < N_-$$

Przypadek ten należy konsekwentnie komentować jako stan odpowiadający ujemnej temperaturze zbioru. Ujemna i nieskończenie wysoka temperatura zbioru była obserwowana przez Purcella i Pounda w 1951 r. (3).

Purcell i Pound komentując wyniki doświadczenia z ujemnymi temperaturami podkreślają fakt, że doświadczenie to nie jest sprzeczne z zasadami termodynamiki, które wykluczają możliwość osiągnięcia bezwzględnego zera temperatur. W doświadczeniach tych nie osiąga się zera bezwzględnego, a do temperatur ujemnych przechodzi się nie przez zero, ale przez nieskończoność. Intuicyjnie można powiedzieć, że układ o ujemnej temperaturze nie jest „zimniejszy" od układu w temperaturze zera bezwzględnego, ale że jest „bardziej gorący" niż układ posiadający temperaturę równą nieskończoności. Układ znajdujący się w ujemnej temperaturze jest w stanie bardzo odmiennym od stanu równowagi termodynamicznej. Oddaje „ciepło" otoczeniu i szybko poprzez temperaturę równą nieskończoności dąży do temperatury otoczenia. Oczywiście, że termin „ciepło" jest tu użyty dla podkreślenia termodynamicznego aspektu tego zagadnienia. W rzeczywistości mamy tu do czynienia z energią, która może być zamieniona w ciepło, albo nie, zależnie od warunków doświadczenia. W szczególności interesuje nas energia, która w tych warunkach wypromieniowana jest w formie fali elektromagnetycznej.

Termin ujemnych temperatur zachował się jako wygodny sposób wyrażenia nienormalnej obsady poziomów energetycznych. Głębszego sensu fizycznego w pojęciu tym dopatrywać się nie trzeba, gdyż pojęcie ujemnych temperatur zjawiło się na skutek osobliwego wyboru zbioru. Zbiór spinów, który oddziaływa tylko z polem magnetycznym, jest zbiorem nierealnym. W zbiorach realnych spiny podlegają jeszcze innym oddziaływaniom i wobec tego w wykładnikach równań (4) zamiast μH powinno być wyrażenie $\mu H + E_P$, gdzie E_P energia potencjalna innych oddziaływań, a wtedy wzbogacanie obsady poziomu wyższego energetycznie prowadzi do podniesienia temperatury, ale nie prowadzi do zmiany znaku temperatury.

3. CZAS RELAKSACJI

We wzmacniaczach kwantowych zasadniczym zagadnieniem jest otrzymanie ujemnej temperatury układu. Łatwo jednak zauważyć, że nie zawsze jest to możliwe, ze względu na oddziaływanie między układem a jego otoczeniem. Zastanówmy się dalej nad układem złożonym z połówkowych spinów jądrowych w polu magnetycznym. Jest rzeczą oczywistą, że nie możemy mieć do dyspozycji układu złożonego z samych spinów. W rzeczywistości mamy materię w stanie stałym, ciekłym albo gazowym, złożoną z atomów, których jądra posiadają interesujący nas spin.

Pojedynczy spin poddany jest działaniu innych spinów, elektronów swego atomu oraz innych atomów i całej skomplikowanej struktury materii, będącej w stałym ruchu termicznym. Między innymi fluktuacje częstotliwości ładunków elektrycznych powodują to, że spin znajduje się w zmiennym polu elektromagnetycznym wytworzonym przez otoczenie. Przypadkowy rozkład fluktuacji powoduje, że widmo częstotliwości pola elektromagnetycznego jest widmem białym, tzn. zawiera wszystkie częstotliwości.Jeżeli więc spin zdolny jest emitować lub absorbować pewną częstotliwość, to na pewno ta częstotliwość zjawi się i nastąpi wymiana energii. Stan równowagi termodynamicznej polega na tym, że liczba spinów przechodzących z poziomu wyższego na niższy jest równa liczbie spinów przechodzących w kierunku przeciwnym. Chcąc otrzymać ujemną temperaturę musimy się liczyć z dwoma krańcowymi przypadkami:

a) powrót układu do stanu równowagi termodynamicznej może być tak szybki, że podniesienie jego temperatury będzie niemożliwe;

b) powrót układu do stanu równowagi termodynamicznej może być tak powolny, że od temperatury ujemnej nie będzie wracał do stanu równowagi termodynamicznej.

W praktyce najczęściej występuje przypadek pośredni. Ilościowe ujęcie szybkości powrotu układu do stanu równowagi możliwe jest na podstawie następujących zupełnie ogólnych rozważań:

Jeżeli oznaczymy przez:

N_+ — liczbę cząstek na niższym poziomie kwantowym,

N_- — liczbę cząstek na wyższym poziomie kwantowym,

W_+ — prawdopodobieństwo przejścia z niższego poziomu na wyższy,

W_- — prawdopodobieństwo przejścia z wyższego poziomu na niższy, to w równowadze termodynamicznej musi zachodzić równość

$$N_+ \; W_+ = N_- \; W_- \tag{6}$$

Równanie (6) oznacza, że tyle samo cząsteczek przechodzi z poziomu wyższego na niższy co w kierunku przeciwnym. Korzystając z Boltzmanowskiego rozkładu (wzory 4), wyrażenie (6) można zapisać w postaci:

$$\frac{W_+}{W_-} = \frac{N_-}{N_+} = e^{\frac{2\mu H}{kT}} \tag{7}$$

Jeżeli układ nie jest w stanie równowagi termodynamicznej, np. poziom niższy jest bardziej obsadzony, to równość (6) nie zachodzi i różnica $N_+ W_+ - N_- W_-$ daje liczbę cząsteczek przechodzących w nadmiarze (ponad liczbę przejść w stanie równowagi), z poziomu niższego na wyższy. Przy czym zmienia się liczba $n = N_+ - N_-$. Prędkość zmiany tej liczby możemy napisać

$$-\frac{dn}{dt} = 2\,(N_+ W_+ - N_- W_-) \tag{8}$$

Liczba 2 występuje tu dlatego, że przejściu jednej cząsteczki między poziomami odpowiada zmiana liczby n o 2 (o 1 mniej na niższym i o 1 więcej na wyższym poziomie).

Wzór (8) wygodnie jest przedstawić w nieco innej formie dla temperatur dalekich od bezwzględnego zera. We wzorze (7) prawą stronę można rozwinąć na szereg i skończyć rozwinięcie na pierwszych dwóch wyrazach, wtedy

$$\frac{W_-}{W_+} = \frac{N_+}{N_-}^{\frac{2\mu H}{kT}} \simeq 1 + \frac{2\mu H}{kT} \tag{9}$$

Jeżeli wprowadzimy średnie prawdopodobieństwo $W = \frac{W_+ + W_-}{2}$ to ze wzoru (9) otrzymujemy:

$$W_- = W\left(1 + \frac{\mu H}{kT}\right)$$
$$W_+ = W\left(1 + \frac{\mu H}{kT}\right) \tag{10}$$

Podstawiając wyrażenie (11) do wzoru (8) otrzymujemy:

$$-\frac{dn}{dt} = 2W\ (n_0 - n) \tag{11}$$

gdzie

$$n_0 = \frac{N\mu H}{kT}$$

zaś $$N = N_+ + N_-$$

n_o oznacza wartość n równą różnicy w obsadzie stanów, w stanie równowagi termodynamicznej.

Całkując równanie (11) otrzymujemy:

$$n_0 - n = (n_0 - n_a)\, e^{-2Wt} \tag{12}$$

gdzie n_a — oznacza początkową wartość n.

Ze wzoru (12) widać, że jeżeli w stanie równowagi termodynamicznej różnica w obsadzie stanów wynosi n_o i jeżeli w chwili $t = 0$ jakaś przyczyna zmieniła tę różnicę na n_a, to układ wraca do stanu równowagi termodynamicznej, podług wykładniczego prawa, z pewną stałą czasową $T = \frac{1}{2W}$, czyli

$$n_0 - n = (n_0 - n_a)\, e^{\frac{t}{T}} \tag{13}$$

Stałą czasową T — nazywamy czasem relaksacji.

Czas relaksacji zmienia się w szerokich granicach: od 10^{-5} do 10^{4} sek, i w skomplikowany sposób zależy od struktury ciała, jego czystości i temperatury. W temperaturze pokojowej na ogół długie czasy relaksacji obserwujemy w gazach i cieczach, a krótkie w ciałach stałych. Ale w niskich temperaturach, w szczególności w temperaturze ciekłego helu, czyste kryształy posiadają czasy relaksacji rzędu godziny.

We wzmacniaczach kwantowych, gdzie układ emitujący falę elektro-magnetyczną musi znajdować się w ujemnej temperaturze, może on spełnić swoją rolę tylko wtedy, jeżeli będzie posiadał długi czas relaksacji. W układzie cząstek, atomów czy cząsteczek, posiadających długi czas relaksacji, jeżeli wytworzymy obsadę poziomów energetycznych odpowiadającą ujemnej temperaturze, wtedy ma on potencjalne możliwości emisji fali elektromagnetycznej odpowiedniej częstotliwości.

4. PROMIENIOWANIE

Natężenie fali wypromieniowanej można określić na podstawie ogólnych praw promieniowania. Prawa te zgodne z mechaniką kwantową zostały podane przez Einsteina.

Dla uproszczenia załóżmy, że mamy tylko jeden atom, który posiada tylko dwa poziomy kwantowe: wyższy poziom oznaczony literą n, a niższy m.

Einstein wyprowadza trzy współczynniki prawdopodobieństwa: A_{nm}, B_{nm}, B_{mn} zdefiniowane w następujący sposób:

$A_{nm}\,dt$ oznacza prawdopodobieństwo tego, że atom początkowo znajdujący się w stanie n samorzutnie przejdzie do stanu m po czasie dt. Prawdopodobieństwo to niezależne jest od historii atomu oraz od sposobu, w jaki został on doprowadzony do stanu n. Zakładamy dalej, że na atom pada promieniowanie niespolaryzowane i równomiernie rozłożone na wszystkie kierunki, a gęstość tego promieniowania w zakresie częstotliwości $\nu + d\nu$ jest $I(\nu)\,d\nu$. Niech ν_{nm} będzie częstotliwością odpowiadającą przejściu między stanami n i m. Wtedy jeżeli atom znajduje się początkowo w stanie m (niższym energetycznie), to prawdopodobieństwo na to, że po czasie dt przejdzie on do stanu n absorbując energię, jest $B_{mn}\,I(\nu)\,dt$ i odwrotnie, prawdopodobieństwo przejścia ze stanu wyższego na niższy z emisją energii wynosi $B_{nm}\,I(\nu)\,dt$.

Wobec tego całkowite prawdopodobieństwo przejścia ze stanu wyższego na niższy w obecności fali elektromagnetycznej o częstości ν jest:

$$\{A_{nm} + B_{nm}\,I(\nu)\}\,dt \tag{14}$$

w przeciwnym zaś kierunku

$$B_{mn}\,I(\nu)\,dt \tag{15}$$

Rozważając warunki równowagi termodynamicznej Einstein wykazał, że między współczynnikami A_{nm}, B_{nm} i B_{mn} istnieją następujące związki:

$$B_{nm} = B_{mn} \tag{16}$$

$$A = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B \tag{17}$$

Atom znajdujący się na wyższym poziomie energetycznym może przejść na poziom niższy z emisją energii na skutek dwóch procesów (wyr. 14) albo spontanicznie (współczynnik A_{nm}), albo na skutek emisji wymuszonej (współczynnik B_{nm}).

Związek (17) pozwala rozstrzygnąć, który z tych procesów przeważa. Stosunek współczynników A do B jak widać zależy od częstotliwości ν. Poszukajmy częstotliwości, przy której stosunek $\frac{A}{B} = 1$, tzn. dwa konkurujące procesy są sobie równe.

$$\frac{A}{B} = 1 = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cong 6 \cdot 10^{-57} \nu^3 \tag{18}$$

skąd

$$\nu \cong 5{,}5 \cdot 10^{20}\ \text{Hz} \tag{19}$$

Więc równość tych dwóch procesów zachodzi przy bardzo wielkich częstotliwościach. Przy niższych częstotliwościach przeważa emisja wymuszona i w szczególności w dziedzinie mikrofalowej np. dla $\nu = 10^{10}$ Hz stosunek współczynników emisji spontanicznej do wymuszonej wynosi

$$\frac{A}{B} \cong 6 \cdot 10^{-27}$$

tzn., że emisję spontaniczną można całkowicie zaniedbać. Natomiast emisja wymuszona ma tę cechę charakterystyczną, że jest proporcjonalna do natężenia fali padającej.

W ten sposób dochodzimy do idei wzmacniacza kwantowego. Jeżeli mamy atomy lub cząsteczki, które posiadają dwa poziomy energetyczne odległe energetycznie o $h\nu$, tak że ν wypada w dziedzinie mikrofalowej, to trzeba wytworzyć ujemną temperaturę, a wtedy padająca fala o częstotliwości ν wywołała emisję wymuszoną tej samej częstotliwości, o amplitudzie proporcjonalnej do amplitudy fali padającej. Na wyjściu otrzymamy falę wzmocnioną.

5. AMONIAKALNY WZMACNIACZ KWANTOWY

Cząsteczka amoniaku NH_3 zbudowana jest w ten sposób, że trzy atomy wodoru leżą w jednej płaszczyźnie tworząc trójkąt, natomiast atom azotu umieszczony jest ponad tym trójkątem, czyli wszystkie atomy rozmieszczone są na wierzchołkach czworościanu. Jeżeli wyobrazimy sobie,

że trójkąt utworzony z atomów wodoru leży w płaszczyźnie poziomej, to atom azotu może być ponad tą płaszczyzną albo pod nią. Tym dwom stanom inwersyjnym odpowiadają dwa poziomy energetyczne cząsteczki. Różnica energetyczna tych dwóch poziomów liczona w skali częstotliwości wynosi 23 870 MHz, a więc wypada w dziedzinie mikrofalowej.

W polu elektrycznym inwersyjne poziomy energetyczne cząsteczki NH_3 ulegają rozsunięciu, poziom wyższy powiększa się o energię

$$\Delta E = \alpha \mathcal{E}^2 \tag{20}$$

(gdzie $\mathcal{E}$ — natężenie pola elektrycznego), dolny zaś obniża się o tę samą wartość.

Dlatego w niejednorodnym polu elektrycznym na cząsteczki NH_3 działają siły przeciwnych znaków. Cząsteczki na niższym poziomie są wciągane w miejsca o maksymalnej wartości pola, a cząsteczki będące na wyższym poziomie energetycznym są wciągane w miejsca, gdzie pole elektryczne ma wartość minimalną.

Siłę działającą na cząsteczki znajdujemy ze wzoru (20)

$$F = \pm 2 \alpha \mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dr} \tag{21}$$

Ta siła służy do oddzielania cząsteczek będących na wyższym poziomie energetycznym od pozostałych.

W praktyce oddzielenie przeprowadza się w promieniu cząsteczkowym. Promień cząsteczkowy powstaje przy wyjściu cząsteczek NH_3 z pieca, przez otwór o małej średnicy, do próżni. Kilkakrotne diafragmowanie pozwala wydzielić wiązkę równoległą, a intensywne pompowanie i wymrażanie pozwala otrzymać próżnię rzędu 10^{-5} mm Hg.

Jeżeli promień cząsteczkowy ma dostatecznie małą gęstość i próżnia jest dostatecznie dobra, to cząsteczki w promieniu przelatują całą długość drogi w próżni nie doznając żadnych zderzeń. Po przejściu ostatniej diafragmy, promień cząsteczkowy wchodzi w pole elektryczne prostopadle do kierunku ruchu cząsteczek o dużej niejednorodności. Do wytworzenia takiego pola używa się cylindrycznego kondensatora kwadrupolowego.

Po przejściu przez kondensator promień cząsteczkowy rozdziela się na dwa promienie, w jednym zebrane są cząsteczki będące na wyższym poziomie kwantowym, a w drugim na niższym. Ponowne diafragmowanie zatrzymuje cząsteczki na niższym poziomie kwantowym. Za diafragmą otrzymujemy promień cząsteczek o temperaturze ujemnej. Ponieważ spontaniczna emisja cząsteczki amoniaku jest do zaniedbania, więc czas relaksacji promienia atomowego zależy tylko od jakości próżni i od ewentualnych zderzeń międzycząsteczkowych w promieniu.

Łatwo jest spełnić warunki, żeby cząsteczka nie doznała żadnych zderzeń na całej drodze, a wtedy czas relaksacji na tym odcinku jest równy nieskończoności. Czyli stan ujemny temperatury utrzymuje się trwale.

Po przejściu ostatniej diafragmy promień atomowy wchodzi do falowodu. Fala elektromagnetyczna znajdująca się w falowodzie wywołuje emisję wymuszoną. Polaryzacja emisji wymuszonej jest zgodna z polaryzacją fali padającej. W ten sposób amplituda fali padającej rośnie.

Opisany układ łatwo ulega samowzbudzeniu nawet bez fali padającej. Szczególnie łatwo może to nastąpić, jeżeli część cząsteczek pada na wewnętrzną ściankę falowodu. Przy zderzeniu promień atomowy od razu przechodzi do stanu równowagi, część energii zamienia się w ciepło (przejście bezpromieniste), ale część wypromieniowuje i wypromieniowana fala działa wymuszająco na następne nadlatujące cząsteczki.

Samowzbudzeniu można zapobiec zmniejszając gęstość promienia cząsteczkowego albo, co stosuje się częściej — przez umieszczenie odpowiednich tłumików.

Wzmacniacz amoniakalny posiada bardzo niski poziom szumów, uzależniony głównie od fluktuacji gęstości promienia cząsteczkowego i termicznych zmian w ściankach falowodu. Dla małych sygnałów daje wzmocnienie rzędu 20 dB, rozprowadzony do stanu generacji jest doskonałym wzorcem częstotliwości (z dokładnością 10^{-9}). Ma jednak tę wadę, że pasmo przepuszczalności jest bardzo wąskie. Wąskość pasma wynika tu stąd, że cząsteczka amoniaku ma tylko dwa poziomy kwantowe.

Do pomyślenia są inne cząsteczki lub atomy (np. Cs), które mogłyby być użyte do wzmacniaczy kwantowych, a które posiadają więcej niż jedno przejście blisko siebie położone i które mogłyby dać wzmocnienie o szerszej wstędze przepuszczalności. Jednak dotychczas brak publikacji w tym kierunku. Natomiast wysiłek szeregu laboratoriów poszedł w kierunku wykorzystania jako materiału do wzmacniaczy kwantowych nie gazu, który jest bardzo kłopotliwy ze względu na próżnię, ale ciał stałych.

6. KRYSTALICZNE WZMACNIACZE KWANTOWE

W 1956 r. Blombergen (4) podał projekt wzmacniacza kwantowego, gdzie ciałem roboczym jest kryształ.

Ciała stałe w przeciwieństwie do gazów mają linie absorpcyjne bardzo szerokie. Często wykrycie linii absorpcyjnej jest niemożliwe z powodu bardzo wielkiej jej szerokości. Linie te ulegają zwężeniu przy obniżaniu temperatury. W temperaturze ciekłego helu szerokość linii jest na ogół rzędu 10 MHz.

W dziedzinie mikrofalowej wypadają przejścia spinów elektronów między poziomami zeemanowskimi. Odstęp poziomów zeemanowskich zależy od zewnętrznego pola magnetycznego. Zmieniając natężenie pola magnetycznego można zmieniać częstotliwość pracy wzmacniacza.

Szerokość linii zależy od jednorodności pola magnetycznego. Zmieniając jednorodność pola, można regulować szerokość pasma przepusz-

czanego przez wzmacniacz. Niska temperatura ma również decydujący wpływ na czasy relaksacji. Dla materiałów używanych przy wzmacniaczach kwantowych, czasy relaksacji w temperaturze pokojowej są rzędu 10^{-8} sek, ale w temperaturze ciekłego helu są rzędu $10^{-2} \div 10^{-4}$ sek, tzn., że w tych warunkach jest już rzeczą realną otrzymanie ujemnych temperatur.

Najintensywniej badane i — jak się zdaje — najbardziej obiecujące są wzmacniacze wykorzystujące trzy poziomy kwantowe. Zasada ich działania jest następująca:

Niech kryształ posiada trzy poziomy kwantowe: E_1, E_2 i E_3 oraz niech E_1 będzie poziomem najniższym, a E_3 najwyższym

$$E_1 < E_2 < E_3$$

Odstępy energetyczne między poziomami w skali częstotliwości muszą wypadać w dziedzinie mikrofalowej.

Jeżeli przez n_1, n_2 i n_3 oznaczymy liczbę spinów na odpowiednich poziomach, to jak wynika ze wzoru (2), w stanie równowagi termodynamicznej musi być spełniona nierówność:

$$n_1 > n_2 > n_3$$

Otóż ten stan równowagi możemy naruszyć, jeżeli na kryształ padnie fala o częstotliwości $\nu_{31} = \dfrac{E_3 - E_1}{h}$

Spiny z poziomu E_1, absorbując energię $E_3 - E_1$ będą przechodziły na poziom E_3. Przy dużej gęstości energii padającej, można łatwo doprowadzić do stanu, kiedy n_3 będzie prawie równe n_1.

Ale wtedy $n_3 > n_2$, a to oznacza, że spiny na poziomie E_3 mają ujemną temperaturę w stosunku do spinów na poziomie E_2.

Jeżeli teraz na kryształ padnie fala o małej amplitudzie i o częstotliwości $\nu_{32} = \dfrac{E_3 - E_1}{h}$, to nastąpi emisja wymuszona, na skutek której wzrośnie amplituda fali o częstotliwości ν_{32}.

Z poziomu E_2 spiny spadają samorzutnie na poziom E_1, skąd znowu są przepompowywane na poziom E_3, w ten sposób kryształ wzmacnia w sposób ciągły.

Oczywistą jest rzeczą, że utrzymywanie ujemnej temperatury jest tu procesem bardziej skomplikowanym niż w przypadku wzmacniacza amoniakalnego. Bardziej istotną rolę odgrywają tu czasy relaksacji, od razu widać, że muszą one spełniać pewne warunki, żeby układ pracował w sposób ciągły.

Dla dalszej analizy wygodnie jest wyprowadzić odwrotność czasu relaksacji $w = \dfrac{1}{T}$.

Wielkość w jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa przejścia między poziomami energetycznymi spinów i dla uproszczenia będziemy ją nazywać prawdopodobieństwem przejścia.

Oznaczmy przez n_1 — liczbę spinów na poziomie E_1 i przez w_{12} prawdopodobieństwo przejścia z poziomu E_1 na E_2, przez n_2 — liczbę spinów na poziomie E_2 i przez w_{21} prawdopodobieństwo przejścia z poziomu E_2 na E_1.

W stanie równowagi liczba cząsteczek przechodzących ze stanu $E_1 \rightarrow E_2$ musi być równa liczbie cząsteczek przechodzących w kierunku odwrotnym.

Otóż liczba cząsteczek przechodzących ze stanu E_1 do E_2 jest $n_1 w_{12}$ a liczba cząsteczek przechodzących w kierunku przeciwnym jest $n_2 w_{21}$ Stan równowagi wymaga, aby

$$n_1 w_{12} = n_2 w_{12} \tag{22}$$

skąd

$$\frac{w_{12}}{w_{21}} = \frac{n_2}{n_1} \tag{23}$$

ale na podstawie równania (2)

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \tag{24}$$

ponieważ $E_2 - E_1 = h\nu_{22}$

więc:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT}} \tag{25}$$

Podstawiając (24) do (22) otrzymujemy:

$$\frac{w_{12}}{w_{21}} = \frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT}}$$

i podobnie:

$$\frac{w_{13}}{w_{31}} = \frac{n_3}{n_1} = e^{-\frac{h\nu_{31}}{kT}} \tag{26}$$

$$\frac{w_{23}}{w_{32}} = \frac{n_3}{n_2} = e^{-\frac{h\nu_{32}}{kT}}$$

W praktyce $\frac{h\nu_{21}}{kT} \ll 1$, dlatego w równaniach (25) można prawe strony rozwinąć na szeregi i ograniczyć się do wyrazów liniowych:

$$\frac{w_{12}}{w_{21}} = \frac{n_2}{n_1} = 1 - \frac{h\nu_{21}}{kT}$$

$$\frac{w_{13}}{w_{31}} = \frac{n_3}{n_1} = 1 - \frac{h\nu_{31}}{kT} \qquad (27)$$

$$\frac{w_{23}}{w_{32}} = \frac{n_3}{n_2} = 1 - \frac{h\nu_{32}}{kT}$$

W tym przybliżeniu n_1, n_2 i n_3 są to liczby bliskie siebie i jeżeli całkowitą liczbę spinów oznaczymy przez

$$N = n_1 + n_2 + n_3 \qquad (28)$$

to każde n jest bliskie wartości $\frac{N}{3}$.

W normalnych warunkach pracy na układ spinów działa silnie pole $H(\nu_{31})$, które wymusza przejścia między poziomami 1 i 3 z prawdopodobieństwem W_{13} i słaby sygnał o częstotliwości ν_{32}, który wymusza przejścia między poziomami 2 i 3 z prawdopodobieństwem W_{23}.

Możemy zrobić bilans wszystkich przejść z poziomu trzeciego i na poziom trzeci, czyli obliczyć $\frac{dn_3}{dt}$

1) Liczba spinów przechodzących między poziomami E_1 i E_3 na skutek energii termicznej jest:

$$w_{13}n_1 - w_{31}n_3 = w_{13}\left(n_1 - n_3 - \frac{N}{3}\,\frac{h\nu_{32}}{kT}\right)$$

2) Liczba spinów przechodzących między poziomami E_2 i E_3 na skutek energii termicznej:

$$w_{23}\left(n_2 - n_3 - \frac{N}{3}\,\frac{h\nu_{32}}{kT}\right)$$

3) Liczba spinów przechodzących między poziomami E_1 i E_3 na skutek wymuszania silnym sygnałem

$$W_{31}(n_1 - n_2)$$

4) Liczba spinów przechodzących między poziomami E_2 i E_3 na skutek słabego sygnału (wzmacnianego)

$$W_{32}(n_2 - n_3)$$

Reasumując otrzymamy:

$$\frac{dn_3}{dt} = w_{13}\left(n_1 - n_3 - \frac{N}{3}\,\frac{h\nu_{31}}{kT}\right) +$$

$$+ w_{23}\left(n_2 - n_3 - \frac{N}{3}\,\frac{h\nu_{32}}{kT}\right) + \qquad (29)$$

$$+ W_{31}(n_1 - n_2) + W_{32}(n_2 - n_3)$$

Podobnie rozumując otrzymamy:

$$\frac{dn_2}{dt} = w_{23}\left(n_3 - n_2 + \frac{N}{3}\frac{h\nu_{32}}{kT}\right) + w_{21}\left(n_1 - n_2 - \frac{N}{3}\frac{h\nu_{21}}{kT}\right) + \\ + W_{32}(n_3 - n_2)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = w_{13}\left(n_3 - n_1 + \frac{N}{3}\frac{h\nu_{31}}{kT}\right) + w_{21}\left(n_2 - n_1 + \frac{N}{3}\frac{h\nu_{21}}{kT}\right) - \\ - W_{31}(n_1 - n_3) \qquad (30)$$

W stanie stacjonarnym wszystkie pochodne czasowe w równaniach (30) muszą znikać. W ten sposób otrzymujemy układ równań algebraicznych, które rozwiązujemy pamiętając. że: $W_{31} \gg W_{32}$.

Otrzymujemy:

$$n_1 - n_2 = n_3 - n_2 = \frac{1}{3}\frac{hN}{kT}\frac{-w_{23}\nu_{32} + w_{21}\nu_{21}}{w_{23} + w_{12} + W_{32}} \qquad (31)$$

Warunkiem wystąpienia emisji wymuszonej jest:

$$n_3 - n_2 > 0$$

czyli

$$n_3 > n_2$$

co zachodzi tylko wtedy, gdy:

$$w_{21}\nu_{21} > W_{32}\nu_{32} \qquad (32)$$

Warunek (32) jest jeszcze jednym warunkiem na własności kryształu. W praktyce okazało się, że ten warunek może być spełniony przez wprowadzenie odpowiednich zanieczyszczeń do kryształu oraz odpowiednią orientację osi krystalograficznych kryształu w stosunku do zewnętrznego pola magnetycznego.

Kluczowym zagadnieniem we wzmacniaczach kwantowych (oprócz temperatur ciekłego helu) jest znalezienie odpowiedniego materiału aktywnego. Dotychczas znana jest tylko niewielka liczba kryształów, które spełniają warunki potrzebne dla wzmacniacza kwantowego. Jako przykłady mogą służyć kryształy o składzie 5% Ni, 95% Zn Si F_6 $6H_20$. Wykorzystywane są tu przejścia między poziomami nadsubtelnej struktury jonu niklu, które w skali częstotliwości są odległe o 5800 MHz. Innym dobrze zbadanym kryształem jest siarczan etylowy lantanu aktywowany gadolinem. La [Gd] $(C_2H_5SO_4)_3 \cdot 9H_20$.

W tym krysztale chodzi o trójwartościowy jon gadolinu, który ma spin $= \frac{7}{2}$. W polu magnetycznym posiada on 7 poziomów kwantowych. Dla pracy wzmacniacza kwantowego interesujące są trzy poziomy odpowiadające ustawieniom się spinu $-\frac{5}{2}$; $-\frac{3}{2}$; $-\frac{1}{2}$

Odległość energetyczna w skali częstotliwości wynosi między poziomami $-\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}$ — 9000 MHz, a między poziomami: $-\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}$ — 17 500 MHz.

17 500 MHz jest częstotliwością „pompowania", służy do wytworzenia ujemnej temperatury spinów, częstotliwość 9000 MHz jest częstotliwością pracy wzmacniacza.

W czystym krysztale czasy relaksacji wszystkich poziomów są mniej więcej takie same, czyli nie może być spełniony warunek (35). Jeżeli jednak zanieczyścić kryształ cerem (około 0,2%), to stosunek czasów relaksacji na poziomcah $-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$ zmienia się na 1:10. Rola ceru polega tu na znanym efekcie, że cer posiada poziomy energetyczne bliskie poziomów gadolinu i wobec tego zachodzi przekazywanie energii $Gd \rightleftarrows Ce$. Stosuje się zewnętrzne pole magnetyczne około 3000 gausów.

W artykule tym pominięta została strona konstrukcyjna wzmacniaczy kwantowych, co stanowi niewątpliwie osobne zagadnienie. Wydaje się jednak celowe wspomnieć o interesującym układzie, który jest obecnie badany w laboratorium firmy Bell Telephone.

Jeżeli w falowodzie umieścimy aktywny kryształ paramagnetyczny, to zostaje wzmocniona zarówno fala padająca, jak i fala odbita, co w rezultacie prowadzi do samowzbudzenia. Żeby uniknąć samowzbudzenia, konieczne jest wprowadzenie tłumików. Jednak tłumik tłumi nie tylko falę odbitą, ale również i sygnał użyteczny, co ogranicza wzmocnienie.

Druga trudność związana jest z tym, że czas oddziaływania fali wzmacnianej z kryształem jest bardzo krótki ze względu na małe wymiary falowodu i wielką prędkość grupową fali. Energia dostarczana przez kryształ nie zostaje racjonalnie wykorzystana.

Otóż obu tych trudności można uniknąć, jeżeli zamiast falowodu zastosować linię opóźniającą, w której rozłożony jest materiał aktywny. Czas oddziaływania wzrasta wtedy bardzo znacznie. Jeżeli ponadto wytworzymy falę spolaryzowaną kołowo i dobierzemy materiał taki, który posiada przejścia dozwolone dla kołowo spolaryzowanego pola wymuszającego, to można tak rozłożyć materiał aktywny, żeby wzmocnienie następowało tylko dla fali postępującej, natomiast fala odbita w ogóle nie była wzmacniana. Materiał tłumiący z kolei można rozłożyć tak, aby tłumiona była tylko fala odbita. W ten sposób otrzymuje się wzmocnienie 23 dB.

Całkowity poziom szumów, łącznie z szumem złączy i doprowadzeń, które znajdują się w temperaturze pokojowej, wynosi 0,15 dB.

LITERATURA

1. I. P. Gordon, H. I. Zeiger, C. H. Townes, Phys. Rev. 99, 1264, 1955:
2. N. G. B. Basow, A. M. Prochorow, Usp. Fiz. Nauk 42, 485, 1955.
3. E. M. Purcell and R. V. Pound, Phys. Rev., 81, 279, 1951.
4. N. Blombergen, Phys. Rev. 104, 324, 1956.
5. H. E. D. Scovil, Trans. IRE MTT-6, 29, 1958.
6. H. E. D. Scovil, G. Feher and H. Seidel, Phys. Rev. 105, 762, 1957.
7. A. L. Mc Whorter and J. W. Meyer, Phys. Rev. 109, 312, 1958.
8. M. W. P. Strandberg, Phys. Rev. 106, 617, 1957.
9. R. W. DeGrasse, E. O. Schulz-DuBois, and H. E. D. Scovil, B. S. T. J. 38, 305, 1959.
10. E. O. Schulz-DuBois H. E. D. Scovil and R. W. DeGrasse, B. S. T. J. 38, 325, 1959.

K. Antonowicz

QUANTUM AMPLIFIERS

The cardinal theoretical principles are given on which the operation of quantum amplifiers (masers) is based.

The operation principle of quantum ammoniacal amplifier and quantum crystal amplifier is discussed.

К. Антонович

КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ

В статье обсуждены основные вопросы теории квантовых усилителей (мазеров) Подробно обсуждены основы работы амониакального и кристаллического квантовых усилителей.

KOMUNIKATY

FLORIAN FORTUNKA, TADEUSZ GRONEK
Zakład Metali Próżniowych

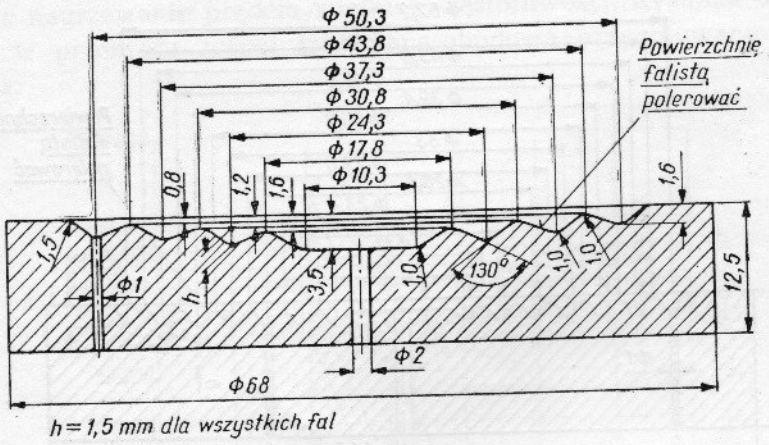
Membrana do próżniowych przyrządów elektronowych *)

W ramach prac badawczych prowadzonych przez Zakład Metali Próżniowych w PIE opracowano membranę krążkową, znajdującą zastosowanie w niektórych próżniowych przyrządach elektronowych. Celem opracowania było uzyskanie membran odznaczających się dużą trwałością i odpowiadających niżej wymienionym wymaganiom:

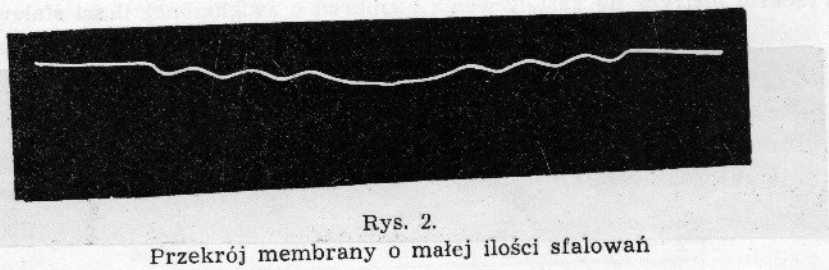
1) maksymalna średnica membrany — 60 mm,
2) maksymalna aplituda ugięć — $\pm$ 2 mm,
3) częstotliwość ugięć —1 cykl/sek,
4) membrana powinna zapewniać zamknięcie próżnioszczelne, przy jednostronnym ciśnieniu atmosferycznym,
5) w czasie procesu produkcyjnego membrana lutowana jest próżnioszczelnie do miedzi; złącza muszą wytrzymać wygrzewanie w temp. 400 °C przez 24 godziny (przy jednostronnym ciśnieniu powietrza), przy czym ciśnienie par materiału membrany i spoiwa nie może przekraczać: $1 \cdot 10^{-6}$ Tr w temperaturze 400 °C; $1 \cdot 10^{-7}$ Tr w temperaturze 200 °C,
6) kształt membrany może być dowolny, lecz jej wymiary muszą zawierać się w granicach 10 $\times$ 60 mm przekroju poprzecznego wzdłuż średnicy; średnica zamocowania środkowego membrany powinna wynosić min. 10 mm.

W wyniku przeprowadzonej analizy zagadnienia, do badań przyjęto dwa kształty membrany sfalowanej (rys. 2 i 4). Membrany kształtowano z krążków blaszanych metodą hydraulicznego tłoczenia na matrycach wykonanych z brązu B 663 (rys. 1 i 3).

*) Rękopis doręczono dnia 7. XII. 1960 r.



Rys. 1.
Przekrój matrycy do kształtowania membran o małej ilości sfalowań



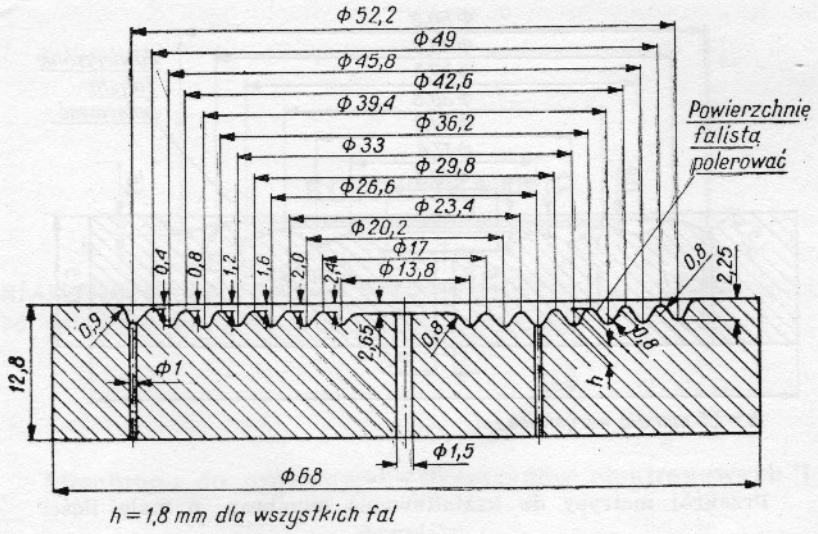
Rys. 2.
Przekrój membrany o małej ilości sfalowań

Membrana o małej ilości sfalowań posiada długie i proste stoki fal, dość duży kąt pochylenia stoków oraz połączenia stoków w kształcie małych łuków. Membranę o zwiększonej ilości sfalowań cechuje znaczna wysokość fal i stoki o kształcie zbliżonym do półkoli. Jako materiały na wykonanie membran zastosowano:

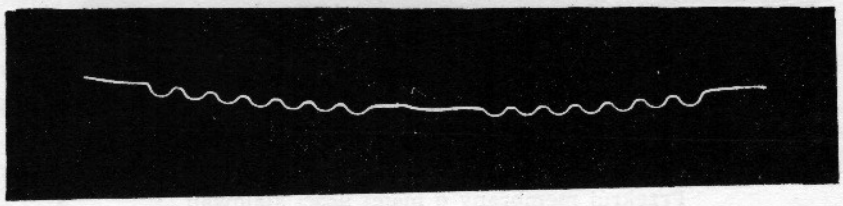
1) brąz berylowy w gatunku CuBe2, o grubości 0,2 mm,
2) nikiel krzemowy w gatunku NiSi 0,2, o grubości 0,2 mm,
3) stal kwasoodporną chromowo-niklową, z dodatkiem tytanu w gatunku 1H18N9T (wg PN/H-86020), o grubości 0,2 i 0,15 mm.

Tłoczeniu poddawano krążki blachy z wyżej wymienionych materiałów, po uprzednim wyżarzaniu zmiękczającym.

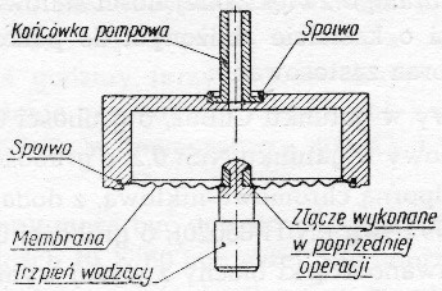
W wyniku przeprowadzonych pomiarów uzyskano najlepsze rezultaty z membranami wykonanymi ze stali 1H18N9T. W stosunku do brązu berylowego i niklu krzemowego stal ta odznacza się najwyższym modułem sprężystości, dużą odpornością na zmiany własności mechanicznych w podwyższonych temperaturach oraz odpornością na korozję międzykrystaliczną.



Rys. 3.
Przekrój matrycy do kształtowania membran o zwiększonej ilości sfalowań



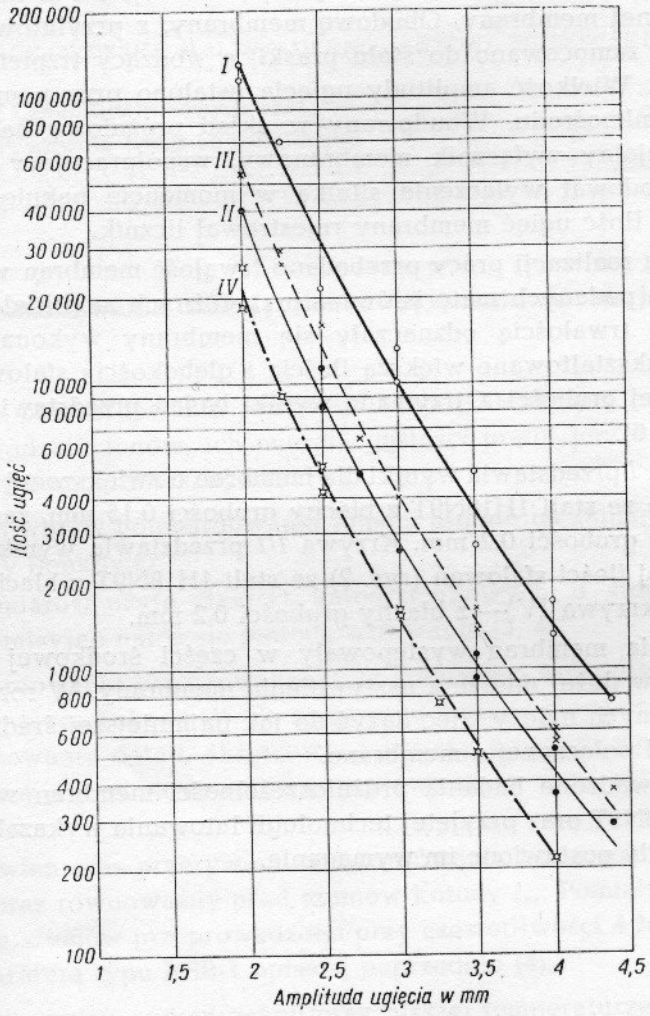
Rys. 4.
Przekrój membrany o zwiększonej ilości sfalowań



Rys. 5.
Zespół membrana-obudowa przygotowany do lutowania

Ukształtowane membrany łączono z trzpieniem i obudową, wykonanymi z miedzi próżniowej w gatunku MOO, przy pomocy spoiwa próżniowego AgCu28 . Lutowanie przeprowadzano w próżni rzędu $1 \cdot 10^{-3}$ Tr

stosując nagrzewanie prądem wielkiej częstotliwości. Rysunek 5 przedstawia w przekroju zespół membrana-obudowa przygotowany do lutowania.



Rys. 6.
Zależność ilości ugięć membran od amplitudy ugięcia

Ze względu na dużą ilość chromu, wynoszącą 17 ÷ 20%, powodującą brak zdolności do bezpośredniego łączenia się ze spoiwem AgCu28 membrany ze stali 1H18N9T poddawane były, w celu umożliwienia lutowania, dodatkowym operacjom, to jest elektrolitycznemu trawieniu, niklowaniu warstwą ok. 5μ, miedziowaniu ok. 5μ i wyżarzaniu dyfuzyjnemu w próżni w temp. 850 ÷ 950 °C przez 20 minut.

Badanie trwałości membran przeprowadzono na specjalnie do tego celu wykonanym urządzeniu, składającym się z praski mimośrodowej, przekładni bezstopniowej, silnika elektrycznego, elektrycznej instalacji sterującej, układu próżniowego z pompą rotacyjną i z licznika ilości ugięć badanej membrany. Obudowę membrany, z przylutowaną do niej membraną, zamocowano do stołu praski, a wodzący trzpień membrany do suwaka. Wielkość amplitudy ugięcia ustalono przy pomocy zmiany położenia mimośrodu. Wbudowany w układ próżniowy badanej membrany specjalny wyłącznik membranowy, współpracujący ze stycznikiem, powodował wyłączenie silnika w momencie pęknięcia badanej membrany. Ilość ugięć membrany rejestrował licznik.

W toku realizacji pracy przebadano trwałość membran wykonanych z uprzednio podanych materiałów — przy różnych amplitudach ugięcia. Największą trwałością odznaczały się membrany wykonane ze stali 1H18N9T, ukształtowane większą ilością i głębokością sfalowań (rys. 4) i o mniejszej grubości. Otrzymane wyniki badań przedstawiono na wykresie (rys. 6).

Krzywa *I* przedstawia wyniki dla membran o zwiększonej ilości sfalowań (rys. 4) ze stali 1H18N9T z blachy grubości 0,15 mm, zaś krzywa *II* — z blachy grubości 0,2 mm. Krzywa *III* przedstawia wyniki dla membran o małej ilości sfalowań (rys. 2) ze stali 1H18N9T z blachy grubości 0,15 mm, a krzywa *IV* — z blachy grubości 0,2 mm.

Pęknięcia membran występowały w części środkowej membrany i wynikały w dużej mierze z usztywnienia membrany. W rozwiązaniach konstrukcyjnych należy więc dążyć do jak najmniejszej średnicy trzpienia w części połączonej z membraną.

Przeprowadzone badania próżnioszczelności membran wykonanych ze stali 1H18N9T oraz przyjętej technologii lutowania wykazały, że membrany spełniły postawione im wymagania.

ANDRZEJ TACZANOWSKI, HALINA DERKO, ANTONI ŻBIKOWSKI

Zakład Fizyki Lamp Elektronowych oraz
Samodzielna Pracownia Lamp Mikrofalowych

Wpływ bombardowania katody tlenkowej jonami Ar na jej szumy *)

Wpływ bombardowania jonowego katody tlenkowej na jej emisję zależy od rodzaju jonów, ich energii, gęstości prądu jonowego oraz od temperatury bombardowanej katody (1, 2).

Badano wpływ bombardowania jonami argonu na zmiany prądu szumów katody tlenkowej.

Do pomiarów użyto płaskich katod tlenkowych o średnicy 1 mm. Warstwy emisyjne nałożono metodą wirowania (3, 4).

Bombardowanie przeprowadzono w lampach o konstrukcji zbliżonej do opisanej przez Takeya (1). Po wygrzaniu szkła w piecu oraz po starannym odgazowaniu detali, aktywowano katodę, po czym wpuszczano argon do lampy. Bombardowania przeprowadzano przy ciśnieniu argonu 2.10^{-5} Tr.

Co pewien czas przerywano bombardowanie i mierzono prąd emisji katody I_e oraz równoważny prąd szumów kotody I_{sz}. Pomiary równoważnego prądu szumów przeprowadzono przy częstotliwości 4 MHz posługując się aparaturą typu KSB-1 opisaną poprzednio (4).

Pomiary emisji wykonywano przy niskiej temperaturze katody i niskim napięciu anodowym. W ten sposób pomiar nie wywoływał zmiany stanu aktywności katody.

Z uwagi na posiadaną aparaturę pomiar prądu szumów wykonywano w temperaturze nieco niższej od normalnej temperatury pracy katody tlenkowej. Pomiar przeprowadzano bardzo szybko i tylko w jednym punkcie charakterystyki $I_{sz} = f(T_k)$, gdzie T_k jest temperaturą katody. Chodziło o to, by zmiany aktywności katody, spowodowane samym pomiarem, były możliwie niewielkie.

*) Rękopis doręczono dnia 2. XI. 1960 r.

Bombardowanie jonami argonu katody aktywnej wywołuje z zasady spadek prądu emisji.

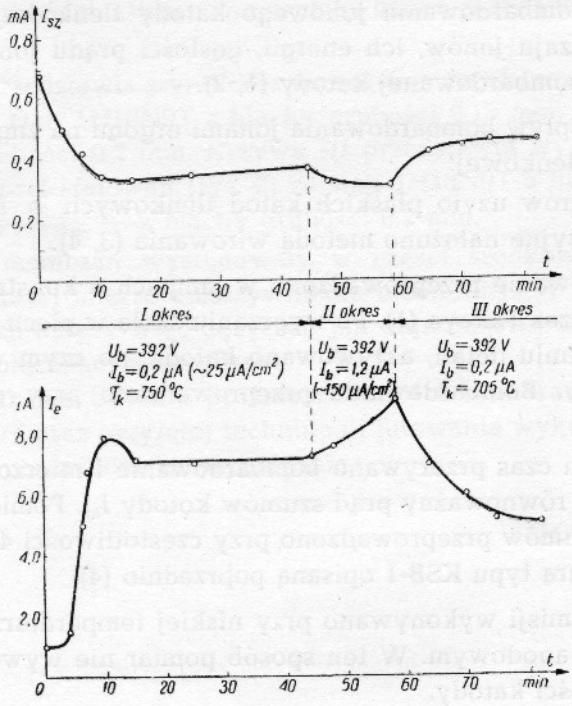
Katody mało aktywne pod wpływem bombardowania stają się bardziej aktywne.

Na rys. 1 pokazano zmiany prądu emisji i równoważnego prądu szumów. Przed bombardowaniem katoda była mało aktywna ($\varphi = 1{,}95$ eV).

W pierwszym okresie bombardowania katoda była utrzymywana w temperaturze 750° C. Zaobserwowano wzrost prądu emisji, a następnie stabilizację.

W drugim okresie, przy zachowaniu energii jonów bombardujących oraz temperatury katody, podwyższono gęstość prądu jonowego. Zauważono dodatkowy wzrost prądu emisji.

W trzecim okresie przy zachowaniu energii bombardujących jonów zmniejszono gęstość prądu jonowego do wartości takiej jak w okresie pierwszym. Jednocześnie obniżono temperaturę katody do 705° C.



Rys. 1.

Zależność prądu emisji I_e oraz prądu szumów I_{sz} katody tlenkowej o małej aktywności od czasu bombardowania w różnych warunkach jonami Ar

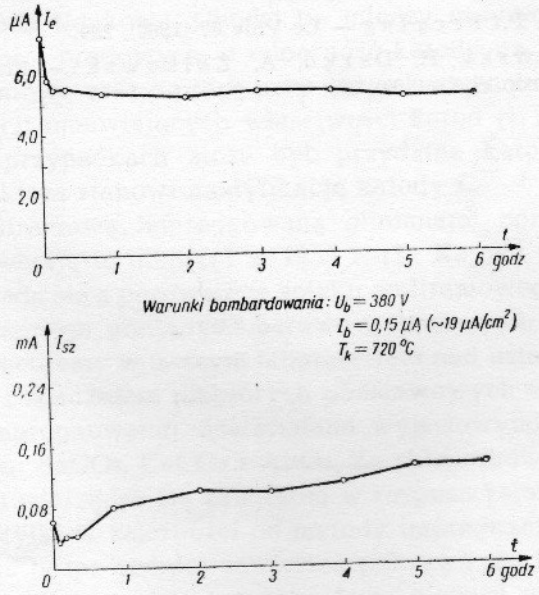
Stwierdzono spadek wartości prądu emisji. Po pewnym czasie prąd emisji ustala się na pewnym poziomie, niższym niż w okresie pierwszym.

Pomimo, że sam pomiar ma wpływ na aktywność katody, zmiany równoważnego prądu szumów odzwierciadlają zmiany prądu emisji.

Z rysunku 1 widać, że w czasie jonowego bombardowania katody tlenkowej zachodzą procesy wywołujące zmiany jej właściwości emisyjnych. Jeżeli temperatura katody jest dostatecznie wysoka, zmianom zachodzącym pod wpływem bombardowania przeciwdziałają procesy zachodzące pod wpływem temperatury i przepływu prądu przez warstwę emisyjną. W efekcie ustala się dla każdych warunków bombardowania i temperatury pewien stan równowagi dynamicznej pomiędzy czynnikami działającymi.

W celu zbadania wpływu bombardowanie na poziom szumów katody, przeprowadzono kilkugodzinne bombardowanie w ustalonych warunkach.

Pomiary emisji wykonywano jak poprzednio. Równoważny prąd szumów mierzono w ten sposób, że zdejmowano charakterystykę $I_{sz} = f(T_k)$ i notowano jedynie poziom prądu szumów w punkcie minimum zdjętej



Rys. 2.
Zmiany emisji I_e i minimalnego prądu szumów I_{sz} w funkcji czasu bombardowania katody tlenkowej jonami Ar

charakterystyki. W ten sposób brano pod uwagę nie zmiany prądu szumów spowodowanych zmianami właściwości emisyjnych katody, lecz jedynie zmiany poziomu prądu szumów katody, niezależnie od temperatury, w której minimum to występowało.

Rys. 2 przedstawia wyniki tak wykonanych pomiarów. Na początku bombardowania nie widać jednoznacznej zależności między zmianami

emisji i prądem szumów. Wpłynęły na to warunki pomiarowe. Przebieg krzywej w dalszych godzinach wskazuje, że przy niezmiennych właściwościach emisyjnych poziom prądu szumów ma tendencję do wzrostu.

Należy przypuszczać, że pod wpływem bombardowania zachodzą zmiany na powierzchni warstwy emisyjnej, spowodowane rozpylaniem katodowym. Stąd powolny wzrost poziomu prądu szumów katody.

Bombardowanie jonowe katody tlenkowej może zatem wpływać na jej szumy albo przez zmianę właściwości emisyjnych katody, albo przez uszkodzenie powierzchni warstwy emisyjnej.

LITERATURA

1. K. Takeya, T. Shirakawa, G. Takahashi — Le Vide, 52-53, (1954), 116,
2. E. T. Kucherenko, V. P. Demianenko, G. N. Talnowa — Radiotiechnika i Elektronika, V, (1960), 1493,
3. H. Huber, J. P. Freytag — Le Vide 87 (1960), 234,
4. A. Taczanowski, H. Derko, A. Żbikowski — Prace Przemysłowego Instytutu Elektroniki 1, (1960), 20,

ZBIGNIEW BIAŁA
Zakład Fizyki Lamp Elektronowych

Katoda wolframowa impregnowana *)

Ostatnio staje się widoczna tendencja do stosowania w pewnych typach lamp elektronowych katod o specjalnych właściwościach, których nie posiada katoda tlenkowa. Chodzi tu, między innymi, o otrzymywanie dużych gęstości prądowych, o odporność katody na bombardowanie elektronowe i jonowe oraz o pracę przy dużym natężeniu pola elektrycznego. Z publikacji omawiających właściwości katod (1, 2, 3, 4) wynika, że w licznych przypadkach może być przydatna katoda wolframowa impregnowana, która stanowi modyfikację katody *L*.

Katodę wolframową impregnowaną glinianami opracował R. Levi w 1953 r. (1) i wersję tę ulepszył w 1955 r. (3). Katoda wolframowa impregnowana składa się z porowatego spieku wolframowego o porowatości 20 ÷ 40%, nasyconego glinianami barowo-wapniowymi.

Ostatnio pracujemy w naszym laboratorium nad ustaleniem racjonalnej technologii i zbadaniem niektórych podstawowych własności katody wolframowej impregnowanej. Materiałami wyjściowymi do otrzymywania glinianów są: $BaCO_3$, $CaCO_3$ i Al_2O_3. Ze składników tych po starannym zmieszaniu sporządza się zawiesinę w rozpuszczalniku organicznym lub prasuje pastylki w zależności od metody impregnacji.

W metodzie bezpośredniej zawiesiną pokrywa się kształtkę z porowatego spieku wolframowego i w atmosferze wodoru rozkłada węglany, a następnie podnosi się temperaturę do ok. 1800 °C. W tych warunkach gliniany topią się i wsiąkają w porowate podłoże.

W metodzie pośredniej sprasowane pastylki ogrzewa się w dowolnej atmosferze, a następnie topi w temperaturze 1700 °C. Powstałe gliniany rozdrabnia się i sporządza pastę. W dalszym ciągu postępuje się jak w metodzie bezpośredniej.

Gliniany stanowią mieszaninę glinianów zasadowych (typu $Ba_2CaAl_2O_6$) i obojętnych (typu $BaAl_2O_4$). W zależności od wymagań stawianych katodom mogą być o różnym składzie wynikającym ze stosunku stechiometrycznego materiałów wyjściowych.

*) Rękopis doręczono dnia 18. XI. 1960 r.

Po usunięciu nadmiaru glinianów po impregnacji, kształtkę katodową montuje się w odpowiednim przytrzymywaczu (najczęściej molibdenowym). Katodę ogrzewa się pośrednio grzejnikiem wolframowym, który pokrywa się możliwie czystym tlenkiem glinu.

Badania emisyjne przeprowadzono w diodach standartowych z katodami płaskimi (średnica części emitujących $\approx$ 3 mm), w warunkach pracy impulsowej.

Na rys. 1 przedstawiono otrzymaną typową zależność gęstości emisji (I) od napięcia anodowego (U_a) w warunkach impulsowych w trzech różnych temperaturach. Na podstawie otrzymanej zależności sporządzono wykres Schottky, z którego obliczono następujące stałe charakteryzujące katodę:

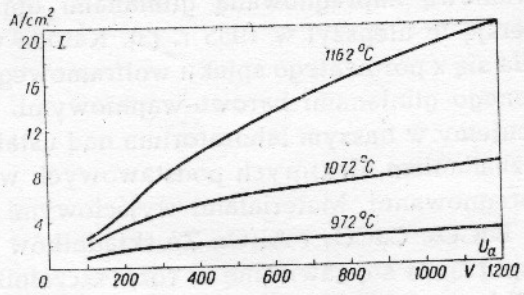
Praca wyjścia (ekstrapolowana) w temperaturze O °K $\varphi_o = 1{,}4$ eV.

Praca wyjścia w temperaturze 1435 °K (zbliżonej donominalnej temperatury pracy) $\varphi = 2{,}13$ eV.

Współczynnik temperatury pracy wyjścia $\Delta\varphi/\Delta\varphi = 5{,}1 \cdot 10^{-4}$ eV/stopień.

Stała emisji $A = 2{,}5 \cdot 10^{-1}$ A/cm^2 · stopień^2.

Badane diody zawierały katody z glinianami o składzie empirycznym $3BaO \cdot Al_2O_3 + 1/2\ CaO$.



Rys. 1.

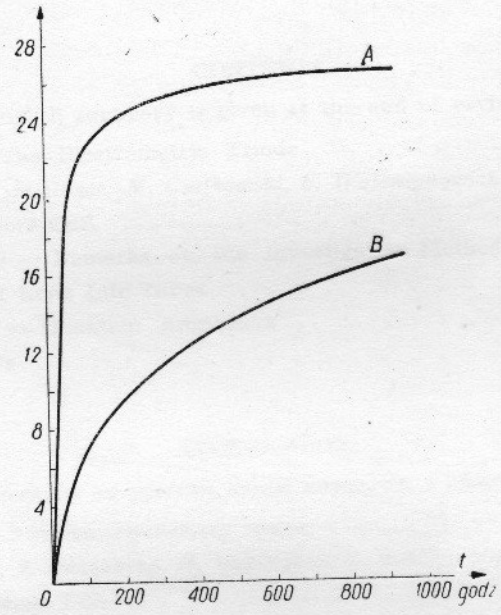
Charakterystyka impulsowa diody z katodą wolframową impregnowaną. Czas trwania impulsu 3μ sek; częstotliwość powtarzania 300 c/sek

Proces pompowania diod przebiega podobnie jak w lampach z katodą tlenkową. W porównaniu z katodami tlenkowymi (zwykłymi, spiekanymi, prasowanymi), skrócony jest czas odgazowywania katody (brak połączeń chemicznych wydzielających gazy), przedłużony jest natomiast proces odgazowywania anody w celu zmniejszenia efektów wtórnych podczas badań katody. Stwierdzono bowiem, że efekty anodowe mogą decydować o poziomie emisji, a więc i o ocenie właściwości emisyjnych katody.

Katoda aktywuje się termicznie w warunkach wysokiej próżni (rzędu 10^{-7} Tr). Ze względu na podwyższoną temperaturę pracy (1000 — 1200 °C) w porównaniu z katodą tlenkową, istotna dla katody impregnowanej jest trwałość grzejnika, która może limitować trwałość katody.

Katoda może być kilkakrotnie zapowietrzana i ponownie aktywowana pod warunkiem oczyszczania anody z nalotów.

Katoda może przebywać od kilku dni do kilku tygodni na powietrzu, jednak przed wmontowaniem do lampy powierzchnia katody musi być oczyszczona (szlifowana, polerowana) ze względu na uwodnienie i pęcznienie glinianów przy końcach porów. Gliniany na powietrzu są niestabilne.



Rys. 2.

Przyrost ciężaru glinianów na powietrzu:
krzywa *A* — przy wilgotności względnej powietrza 25÷30%
krzywa *B* — przy wilgotności względnej powietrza 50÷70%

Na rys. 2 podano przyrost ciężaru (δG) rozdrobnionych glinianów dla różnej wilgotności względnej w temperaturze pokojowej w zależnoci od czasu.

Obecnie kontynuujemy pracę nad dokładniejszym poznaniem różnych właściwości katod impregnowanych w zależności od składu past, porowatości oraz warunków procesów technologicznych.

LITERATURA

1. R. Levi — J. Appl. Phys. 24, (1953) 233.
2. A. H. W. Beck — Proc. IEE 106, (B) (1959) 472.
3. R. Levi — J. Appl. Phys. 26, (1955) 639.
4. W. H. Kohl — Materials and Techniques for Electron Tubes — N. J. (1960) 519 — 573.
5. H. Huber, J. Freytag — Le Vide, 54, (1954) 310.

SPIS TREŚCI

1. *J. Wysocki* — Lampa elektrometrycza 3
2. *A. Bączyński, J. Bissinger, M. Czajkowski, E. Walentynowicz* — Fotoopporniki CdS. 14
3. *A. Taczanowski* — Uwagi o metodzie badania stopów katodowych do lamp o zwiększonej trwałości 33
4. *K. Antonowicz* — Wzmacniacze kwantowe 49
5. Komunikaty 66

CONTENTS

(The English summary is given at the end of each article)

1. *J. Wysocki* — The Electrometric Triode 3
2. *A. Bączyński, J. Bissinger, M. Czajkowski, E. Walentynowicz* — The Photoresistors CdS. 14
3. *A. Taczanowski* — Remarks on the Investigation Methods of Nickel for the Cathodes of Long Life Tubes 33
4. *K. Antonowicz* — Quantum Amplifiers 49
5. Technikal notes 66

СОДЕРЖАНИЕ

(Краткое содержание на русском языке находится в конце каждой статьи)

1. Ю. Высоцки — Электрометрическая лампа 3
2. А. Бончиньски, Я. Биссингер, М. Чайковски, Э. Валентинович — Фотосопротивления CdS 14
3. А. Тачановски — Замечания о методе испытания сплавов, применяемых для катодов долговечных трубок 33
4. К. Антонович — Квантовые усилители 49
5. Сообщения 66