

LAMPY ELEKTRONOWE

WSTĘP

Lampami elektronowymi (katodowymi) nazywamy przyrządy, których działanie opiera się na własnościach przewodzących strumienia elektronów w bardzo dobrej próżni. Źródłem elektronów jest katoda, wytwarzająca je przeważnie na drodze cieplnej.

W lampach dwuelektrodowych wykorzystuje się jednokierunkowe przewodzenie tego strumienia; w lampach wieloelektrodowych (jednosiatkowych — lub wielosiatkowych) wykorzystuje się przede wszystkim możliwość oddziaływania elektrostatycznego na natężenie strumienia elektronów, a więc na oporność wewnętrzną lampy. Umożliwia to zastosowanie lampy dwuelektrodowej jako prostownika, zaś lampy wieloelektrodowej — jako bardzo czułego przekazywnika, skąd już krok tylko do generatora lampowego prądów zmiennych.

Historia lamp elektronowych rozpoczęła się w roku 1905, gdy Fleming zastosował lampę dwuelektrodową jako prostownik do potrzeb radiotechniki. W 1907 r. Lee de Forest wprowadził do lampy Fleming'a siatkę, stwarzając prototyp dzisiejszej lampy trójelektrodowej.

R. v. Lieben w 1910 r. wykorzystał lampę trójelektrodową do wzmacniania prądów zmiennych. W 1913 r. Meissner zastosował zasadę sprzężenia zwrotnego w lampie trójelektrodowej, urzeczywistniając w ten sposób poraz pierwszy lampowy generator prądów zmiennych.

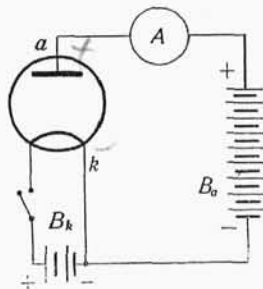
Od tej chwili rozwój lampy elektronowej posuwa się bardzo szybko naprzód, zakres jej zastosowań rozszerza się, zaś rola, jaką ma ona odegrać w radiotechnice, zostaje przesądzona.

I KATODA

Zjawisko Edison'a. Działanie katod lamp elektronowych opiera się na zjawisku Edison'a. Istota tego zjawiska może być przedstawiona przy pomocy najprostszej lampy elektronowej — lampy dwuelektrodowej.

Lampa dwuelektrodowa (dioda) posiada katodę w postaci drucika, wstążki lub cylindra z metalu trudnotopliwego (np. platyny, wolframu, niklu lub tp.) oraz anodę w kształcie cylindra (otaczającego katodę) lub płytki. Elektrody te umieszczone są w bardzo dobrej próżni. Próżnia ta mierzy się milionowymi mm słupa rtęci; praktycznie więc biorąc można przyjmować, że w lampie nie ma cząsteczek gazu.

Badając układ, zestawiony w sposób pokazany na rys I,1, zauważymy, iż w obwodzie anodowym, utworzonym przez baterię anodową B_a , wskaźnik prądu A i przestrzeń próżniową „ $a-k$ ”, prąd będzie płynął tylko wówczas, gdy katodę doprowadzimy do odpowiedniej temperatury i połączymy z ujemnym, zaś anodę — z dodatnim biegunem baterii anodowej.



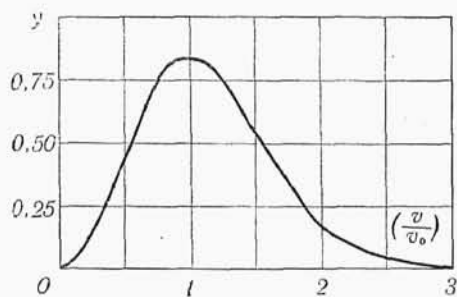
Rys. I.1.

Istota przewodzenia prądu przez przestrzeń próżniową polega na emisji elektronów przez ciała rozżarzone — w danym przypadku — przez rozżarzoną katodę. Wydzielone przez katodę elektrony poruszają się — jako swobodne ładunki elektryczne — pod działaniem sił pola elektrycznego, które występuje między anodą i katodą; jako ładunki ujemne, dążą one od katody ku anodzie, dając prąd w obwodzie anodowym (kierunek prądu w lampie: od anody do katody).

Emisja elektronów. Badania nad emisją elektronów z ciał w wysokich temperaturach podjął Richardson, wychodząc z założenia istnienia wewnątrz ciała swobodnych elektronów, dających się upodobnić do idealnego gazu elektronowego; elektrony te pozostają w ciągłym ruchu bezładnym, podobnie jak cząsteczki gazu, lecz, ulegając działaniu sił molekularnych, nie są w możności — w normalnych warunkach — wydostać się poza obręb ciała. W każdej chwili, szybkości poszczególnych elektronów — zgodnie z klasyczną teorią rozwiniętą przez Richardson'a — są określone tzw. maxwellowskim prawem rozkładu szybkości; prawo to pozwala — na zasadzie rozważań rachunku prawdopodobieństwa — przeprowadzić procentowy podział wszystkich elektronów w zależności od ich szybkości. Tak więc okazuje się, że w danej temperaturze największy procent stanowią elektrony o pewnej szybkości najbardziej prawdopodobnej v_0 , zaś tylko niewielki procent stanowią takie elektrony, których szybkości v są znacznie większe od v_0 lub znacznie mniejsze od v_0 , a prawdopodobieństwo y posiadania przez elektron pewnej szybkości v wyraża się równaniem

$$y = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_0} \right)^2} \quad (\text{I},1)$$

Co się zaś tyczy szybkości v_0 , jest ona proporcjonalna do pierwiastka z bezwzględnej temperatury ciała (podobnie, jak ma to miejsce w odniesieniu do cząsteczek gazu w teorii kinetycznej gazów). Równanie (I,1) przedstawione jest wykreślnie na rys. I,2.



Rys. I,2.

Elektron obdarzony szybkością posiada oczywiście pewien zasób energii kinetycznej. Jeśli energia ta jest dostatecznie duża, może on pokonać siły, wiążące go z cząsteczkami ciała i wydostać się poza obręb działania tych sił, a więc wyswobodzić się z ciała. Mówimy wówczas, iż elektron wykonał pracę wyjścia; pracę tę mierzymy wielkością szybkości v , która jest potrzebna do tego, aby elektron uzyskał energię niezbędną do wykonania pracy wyjścia. Szybkość ta może być wyrażona przez wielkość napięcia elektrycznego u , potrzebnego do tego, aby elektronowi o danej masie m

i ładunku ε^*) nadać tę właśnie szybkość v , zgodnie z równaniem zachowania energii:

$$\frac{mv^2}{2} = \varepsilon u. \quad (I,2)$$

Korzystając z zależności (I,2), możemy wyrazić związek między szybkością elektronu v (cm/sek), a napięciem u (V) wzorem

$$v \cong 6 \cdot 10^7 \sqrt{u}. \quad (I,3)$$

Wielkość pracy wyjścia zależy od rodzaju materiału, z którego sporządzona jest powierzchnia katody. Im praca wyjścia jest mniejsza, tym niższa temperatura potrzebna jest do uzyskania danej emisji elektronowej, lub też — przy tej samej temperaturze — uzyskuje się większą emisję.

Szybkość wyjściowa elektronów. Elektrony, opuszczając katodę o danej temperaturze, mogą już posiadać, w chwili wyjścia, pewną szybkość początkową, zwaną szybkością wyjściową. Szybkość ta, podobnie jak szybkość elektronów w ciele, nie będzie dla wszystkich elektronów jednakowa. Wyrażona w jednostkach napięcia jest ona rzędu kilku woltów dla najszybszych elektronów przy najwyższych temperaturach, stosowanych w lampach elektronowych. Zatem można przyjmować, że elektrony pod wpływem szybkości wyjściowej nie osiągną anody, jeśli jej potencjał uczynimy ujemny, a wielkość jego będzie rzędu tych kilku woltów.

Zależność emisji od temperatury. Richardson wyprowadził wzór, pozwalający obliczyć ilość elektronów wydzielanych (emitowanych) przez katodę w jednostce czasu, czyli natężenie prądu emisyjnego całkowitego I_{ec} z katody, sporządzonej z danego materiału, o danej powierzchni s_k i temperaturze T_k . Natężenie prądu emisyjnego (mA) jest:

$$I_{ec} = A s_k \sqrt{T_k} e^{-\frac{B}{T_k}} \quad (I,4)$$

A i B są to stałe, zależne przede wszystkim od rodzaju materiału katody, e — zasada logarytmów naturalnych, T_k — temperatura katody w stopniach bezwzględnych czyli stopniach Kelwin'a ($^{\circ}K = ^{\circ}C + 273$), s_k — powierzchnia katody w cm^2 . Stała B określa wielkość pracy wyjścia Φ przez zależność:

$$\Phi = \frac{k}{\varepsilon} B \quad (I,5)$$

*) $m \cong 8,9 \cdot 10^{-28} g$, $\varepsilon \cong 4,77 \cdot 10^{-10} cgs es$.

gdzie: ε — ładunek elektronu $= 1,59 \cdot 10^{-19}$ kulomba $= 4,77 \cdot 10^{-10}$ cgs es.

k — stała gazowa Boltzmann'a dla gazu elektronowego $= 1,37 \cdot 10^{-16}$ erg/stopień.

Podstawiając do (I,5) wartości liczbowe ε i k , wyrazimy pracę wyjścia (w woltach) w zależności od stałej B za pomocą wzoru

$$\Phi = 8,62 \cdot 10^{-5} B. \quad (\text{I,5 a})$$

Dalsze badania nad emisją elektronową doprowadziły do wzoru o postaci bardziej ogólnej, znanej pod nazwą wzoru Dushman'a:

$$I_{ec} = A_0 s_k T_k^2 e^{-\frac{B_0}{T_k}}. \quad (\text{I,6})$$

We wzorze tym A_0 jest tzw. stałą uniwersalną

$$A_0 = 60,2 \cdot 10^3 \text{ mA/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2. \quad (\text{I,7})$$

która do niedawna była uważana za wielkość stałą. Nowsze badania wykazały jednak, że dla katod niejednorodnych wartości jej mogą różnić się znacznie. Tak np. dla katody z tlenków wapnia, baru i strontu A_0 jest rzędu dziesięciu, podczas gdy dla pełnej warstwy toru (na wolframie) jest $A_0 = 7000$.

Co się tyczy stałej B_0 , orientacyjne jej wartości podane są w tabelicy I,1.

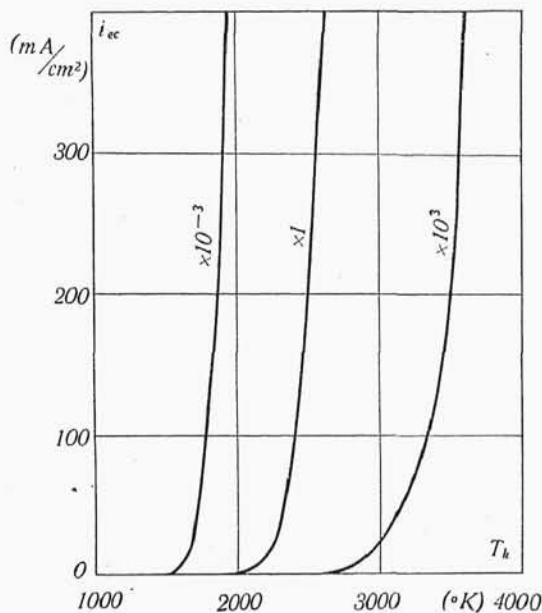
TABLICA I,1.
Własności emisyjne niektórych ciał.

Materiał	B_0	Materiał	B_0
wolfram	52500	tlenek wapnia	20500
molibden	51300	" baru	11500
tantal	47200	" strontu	14750
niobium	46000		
nikiel	32100	tlenki baru i strontu	12100
platyna	62700		
wapń	26000	wolfram torowany	
cez	21000	(całkowicie pokryty	
tor	38900	torem, $\Theta = 1$)	31200

W związku z danymi liczbowymi dotyczącymi emisji należy zwrócić uwagę na możliwość istnienia pewnych różnic między liczbami, pochodzącymi z różnych doświadczeń. Jest to usprawiedliwione znacznym wpływem zanieczyszczeń i domieszek na zdolności emisyjne katody. Niezależnie od tego, krzywe emisji, wykreślone według wzorów (I,4) i (I,6), nie będą się pokrywać w całym swym przebiegu. Dotychczasowe

dane doświadczalne nie pozwalają jednak na kategoryczne stwierdzenie, który z tych wzorów daje wyniki bliższe rzeczywistości.

Zależność prądu emisyjnego całkowitego od temperatury, jak to wynika ze wzorów (I,4) lub (I,6), wyraża się krzywą wykładniczą (rys. I,3).



Rys. I,3.

Emisja zaczyna występować — praktycznie biorąc — dopiero od pewnej temperatury, której odpowiada dostatecznie duża ilość elektronów posiadających szybkość większą od tej, jaka jest potrzebna dla wykonania pracy wyjścia. Temperatura ta jest tym niższa, im dana katoda posiada mniejszą stałą B_0 .

Wyciągające działanie napięcia. Powyżej przytoczone wzory pozwalają obliczyć emisję w przypadku, gdy na elektrony opuszczające powierzchnię katody żadne zewnętrzne siły nie działają, tzn., gdy emisja odbywa się tylko pod wpływem temperatury katody. Jednak, gdy w pobliżu katody istnieje pole elektryczne, wytworzone przez anodę o dodatnim potencjale $U_a(V)$, wówczas siły tego pola zmniejszają pracę wyjścia, ułatwiając wychodzenie elektronów z katody. Wyraża się to zmniejszeniem stałej B_0 do wartości

$$B_0' = B_0 - 4,39 \sqrt{b U_a}; \quad (I,8)$$

b — jest tu współczynnikiem określającym natężenie pola na powierzchni katody; dla układu cylindrycznego elektrod

$$b = \frac{2}{\delta_k \ln \frac{2 r_a}{\delta_k}}; \quad (\text{I,9})$$

r_a — promień cylindra anody (cm), δ_k — średnica katody (cm).

Poprawka uwzględniająca wyciągający wpływ napięcia może być w większości przypadków (przy normalnie stosowanych wymiarach elektrod i niewielkich napięciach) pominięta, gdyż nie przekracza paru procentów. Nieco większą rolę odgrywa ona w przypadku katod o małych wartościach B_0 (np. katod tlenkowych).

Żarzenie katody. Dla wytworzenia i podtrzymania na powierzchni katody temperatury, niezbędnej do wywołania emisji elektronowej, należy doprowadzać do katody pewną ilość ciepła. Ciepło to otrzymuje się zazwyczaj z energii elektrycznej (prądu stałego lub zmiennego o natężeniu I_k pod napięciem V_k), dostarczanej przez źródło energii żarzenia.

Z doprowadzonej do katody energii znikoma tylko ilość idzie na wywołanie emisji elektronowej*), główna zaś część zostaje wypromieniowana przez powierzchnię katody oraz — w pewnym stopniu — odprowadzona przez przewodzenie ciepłe zamocowań katody do cokołu lampy.

Moc P_k (W) potrzebna do utrzymania temperatury T_k (°K) na powierzchni s_k (cm²) ciała umieszczonego w próżni i tracącego ciepło przez promieniowanie wyraża się wzorem

$$P_k = s_k p_k = s_k \cdot f_1(T_k). \quad (\text{I,10})$$

Funkcja f_1 , zgodnie z prawem Stefan'a-Boltzmann'a, ma kształt

$$f_1(T_k) \simeq a \cdot T_k^4. \quad (\text{I,11})$$

przyczem a jest zależne od rodzaju materiału katody i od jej temperatury. Np. w temperaturze $T_k = 2000^\circ \text{K}$ jest dla wolframu $a \simeq 1,5$; dla molibdenu $a \simeq 1,2$; dla platyny w 1000°K , $a \simeq 0,77$. Dla ciała czarnego, niezależnie od T_k , jest $a = 5,72 \cdot 10^{-8}$. Dla katod tlenkowych w otoczeniu temperatury $T_k = 1000^\circ \text{K}$, jest $a \simeq 3,8$.

*) Efekt wykonywania pracy wyjścia przez elektrony emitowane z katody można zaobserwować jako nieznaczne obniżanie się temperatury katody (przygasanie) w chwili zamykania obwodu anodowego w układzie rys. I,1.

Worthing i Forsythe podali wzór na moc p_k , która jest niezbędna do uzyskania temperatury T_k na 1 cm^2 katody wolframowej w próżni. Wzór ten, przedstawiony w postaci logarytmicznej, jest następujący:

$$\lg p_k = 3,68 (\lg T_k - 3,3) - \frac{1040}{T_k} + 1,9. \quad (\text{I},12)$$

Wartości p_k w W/cm^2 dla temperatur T_k w zakresie od 1700 do 2800°K podane są w tablicy I,2.

Ponieważ katoda przedstawia oporność rzeczywistą, zatem moc żarzenia oblicza się wprost jako iloczyn stałych lub skutecznych wartości prądu i napięcia

$$P_k = U_k I_k, \quad (\text{I},13)$$

zaś oporność katody jako

$$R_k = \frac{U_k}{I_k}. \quad (\text{I},14)$$

Oporność ta nie jest jednak wielkością stałą, zależy bowiem od temperatury, a więc jest funkcją U_k lub I_k . Dla stosowanych katod oporność rośnie wraz z temperaturą. Tak np. oporność katody wolframowej, nagrzanej do temperatur normalnie stosowanych, jest kilkunastokrotnie większa aniżeli w stanie zimnym.

Katoda jako źródło elektronów. Ponieważ katoda służy za źródło elektronów, jest więc oczywistym, iż żąda się od niej — przy jak najmniejszym zużyciu energii żarzenia P_k — jak największego prądu emisyjnego I_{ec} . Miara wykorzystania katody pod tym względem jest wielkość

$$W_k = \frac{I_{ec}}{P_k}; [W_k] = (\text{mA/W}) \quad (\text{I},15)$$

zwana wydajnością katody. Wydajność katody pokazuje, jakie natężenie prądu emisyjnego całkowitego otrzymujemy na jednostkę mocy żarzenia. Wstawiając (I,6) i (I,10) do (I,15), otrzymujemy,

$$W_k = A_0 \frac{T_k^2 e^{-\frac{B_0}{T_k}}}{f_1(T_k)} = \varphi(T_k). \quad (\text{I},16)$$

Dla danego materiału katody (danych A_0 i B_0), wydajność katody jest funkcją jedynie temperatury.