

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky

Bohuslav Pavlík

O elektronových lampách, používaných v přijimačích, se zřetelem k jejich vývoji a zdokonalování. [I.]

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky, Vol. 63 (1934), No. 7, R106--R117

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122106>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1934

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

O elektronových lampách, používaných v přijimačích, se zřetelem k jejich vývoji a zdokonalování.

Bohuslav Pavlík.

Část I.

Úvod. Dnešní rozvoj dorozumívací techniky na vzdálenost je umožněn v první řadě konstrukcí kvalitních zesilovačů. Hlavní jejich součástí, stejně jako hlavní součástí vysilačů jsou elektronové lampy. Elektronová lampa je dnes nezbytnou pomůckou při zesilování, výrobě kmitů, usměrňování, demodulaci i příjmu netlumených oscilací heterodynovou metodou.

Edison již r. 1884 zjistil, že ve vyčerpané baňce elektrické žárovky může procházeti elektrický proud od studené elektrody, do baňky zatavené, směrem k vlákně, když vlákno svítí; opačným směrem proud neprochází. Wehnelt (1903) použil tohoto zjevu pro konstrukci usměrňovače. Fleming (1904) první použil elektronové lampy jako detektoru. Robert v. Lieben (1906) sestrojil první elektronové relé; on a před ním již Fleming používali v lampě mřížky. První zesilovače pocházejí z r. 1906 (v. Lieben, de Forest), vysokofrekvenční zesilovač sestrojil v. Bronck (1911). První pokusy o využití výbojové dráhy pro výrobu oscilací pocházejí od Ruhmera a Piepera (1904) a dále od Vreelanda (1905). V praxi dnes používané spojení pochází od dra Meissnera (1913). Zásluhou Meissnerova je, že dovedl využítí a správně postřehl význam již známého principu zpětné vazby. Touž myšlenku si dal patentovati o čtyři měsíce dříve v Rakousku Siegmund Strauss, spolupracovník Liebenův. O prioritu hlásí se též de Forest, který se odvolával na pískání, jež pozoroval u lamp a jež je způsobeno vznikem oscilací, dále Armstrong, kterému byla na základě svědectví jeho tchána přiznána ve Spojených státech severoamerických priorita vynálezu audionu se zpětnou vazbou, a Langmuir, jehož priorita vynálezu je pozdějšího data než vynálezu Meissnerova. Myšlenka heterodynního příjmu pochází od Fessendera (1905). Zmenšení (redukce) útlumu dosahoval audionem se zpětnou vazbou Franklin.

Tím jsem v hrubých rysech popsal, jak se vyvíjelo použití elektronových lamp od prvních počátků. V dalším spěl vývoj k jejich zdokonalení. Do baňky zatavovány další elektrody (tetrody, pentody, hexody, pentagrid converter) a lampové systémy vzájemně kombinovány v jedné baňce po případě i s vazbovými elementy (Loewe, binoda). Katoda upravována, aby vzrostla emise a aby bylo možno použití k zahřívání střídavého proudu. Vhodnou úpravou elektrod působeno na průběh charakteristiky (lampa s proměnnou strmostí, selektoda).

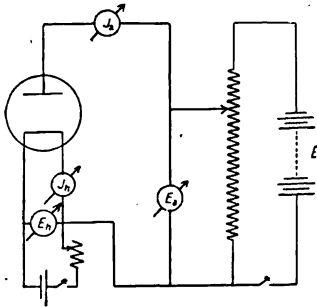
V dalším přihlédneme k elektronovým lampám, pokud se jich používá v přijimačích.

Definice elektronové lampy. Dioda. Elektronová lampa sestává z jedné žhoucí elektrody (katody) a jedné nebo více studených elektrod; vše je zataveno v evakuované baňce. Tlak plynu v baňce je takový, že nemůže za studena nastati v baňce výboj. U novějších druhů přijímacích lamp (catkin) a u větších vysílacích lamp jedna z elektrod (anoda) tvoří přímo část baňky. Katoda za vyšší teploty emituje elektrony, ostatní elektrody řídí jejich pohyb.

V kovových vodičích se pohybuje velký počet volných elektronů mezi pevnými molekulami stále sem a tam; při tom mají všechny možné rychlosti v , jež se kupí kol jisté střední rychlosti v_0 , jež závisí na absolutní teplotě kovu T .

S teplotou roste střední rychlost elektronů. Při jisté teplotě je kinetická energie elektronů tak velká, že se elektrony počnou uvolňovati s povrchu katody, kov počne emitovati elektrony. Tento zjev lze srovnati s varem kapaliny. Množství elektronů I_s , „vypařených“ z plošné jednotky katody při teplotě T (abs.) je určeno vztahem Dushmanovým

$$I_s = AT^2 e^{-\frac{B}{T}}$$



Obr. 1.

(A je konstanta pro čisté kovy = 60,2 A/(cm/grad)², B je konstanta závislá na materiálu). I_s je maximální proud, připadající na plošnou jednotku katody, který za daných poměrů (daného T) může lampou procházeti; největší proud, který celkem za daných poměrů může lampou procházeti, se nazývá nasycený proud a značí se také I_s .

Představme si, že elektronová lampa obsahuje jen jednu další (studenou) elektrodu, jež obklopuje katodu. Taková lampa se nazývá dioda. Provedeme-li spojení podle obr. 1, pozorujeme, že při stálém topném napětí E_h roste anodový proud I_a s rostoucím anodovým napětím E_a až do jisté největší hodnoty $I_a = I_s$ (na př. křivka I v obr. 2). Křivky vyjadřující závislost anodového proudu protékajícího diodou na anodovém napětí slují charakteristiky diody (obr. 2). Největší hodnota anodového proudu I_s je t. zv. nasycený proud; příslušné anodové napětí $E_a = E_s$ je sytící napětí. Jednotlivé křivky (anodové charakteristiky diody) obr. 2 odpovídají různým teplotám katody.

Obrátili-li bychom polaritu baterie E , nepoteče diodou prakticky žádný proud, bylo-li anodové napětí větší (v záporných hodnotách) než -2 V.

Podíl

$$H = \frac{I_s}{E_h I_h} \quad (I_s \text{ v mA, součin } E_h I_h \text{ ve wattech)}$$

služe míra topení; je to nasycený proud, připadající na 1 watt spotřeby v topném kruhu lampy.

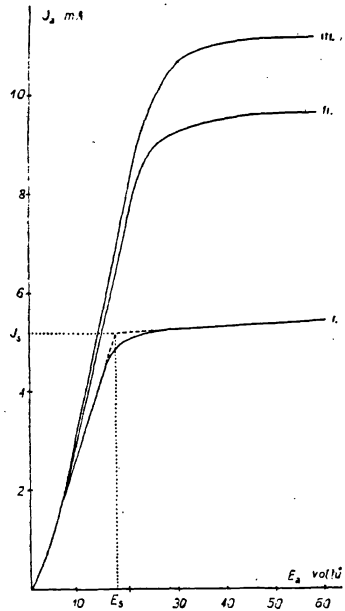
Okolnost, že anodový proud nepochybně při vzrůstajícím kladném anodovém napětí hned na maximální hodnotu I_s , vysvětlujeme existencí t. zv. prostorového náboje. Elektron, letící od katody, v důsledku svého negativního náboje brání novým elektronům v cestě k anodě. Teprve, je-li elektrické pole od anody dosti silné, strhnou se prakticky všechny elektrony, emitované katodou, k anodě (vzniká nasycení).

V oboru, kde se uplatňuje vliv prostorového náboje, platí nezávisle na teplotě katody zákon Langmuir-Schottkyho

$$I_a = k E_a^{3/2} \quad (\text{pro } 0 < E_a < E_s). \quad (1)$$

Směrnice tečny charakteristiky v některém jejím bodě se nazývá strmostí charakteristiky. Tuto strmost zmenšuje prostorový náboj, jakož i spád napětí na topném vlákne (katodě).

Ze vzorce (1) by plynulo, že $I_a = 0$, když $E_a = 0$. Ve skutečnosti pro $E_a = 0$ jest $I_a \neq 0$. Tato okolnost je způsobena tím, že elektrony nevystupují z katody s nulovou rychlostí. Potenciál V je definován prací, kterou je nutno vynaložiti při přenosu pozitivního jednotkového náboje z nekonečna do daného bodu. Přenese-li se elektron, vykoná se práce eV . Proběhl-li původně klidný elektron potenciálním rozdílem V , nabyl rychlosti v , takže jeho kinetická energie stoupla na $\frac{1}{2}mv^2$. Na základě vztahu

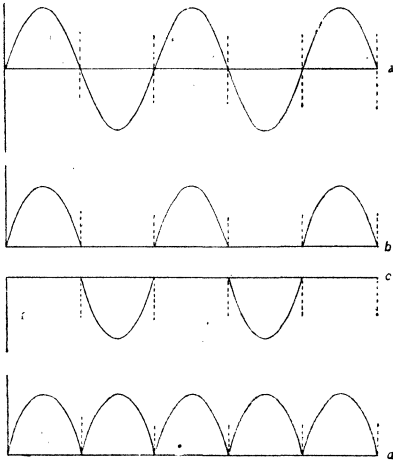


Obr. 2.

Charakteristiky $I_a = f(E_a)$ diody s wolframovým vláknem (u franc. lampy à corne spojena anoda s mřížkou): I. $E_h = 2,52$ V, $I_h = 2,012$ A; II. $E_h = 2,7$ V, $I_h = 2,09$ A; III. $E_h = 2,755$ V, $I_h = 2,114$ A.

$$eV = \frac{1}{2}mv^2$$

je patrné, že lze rychlost elektronu vyjadřovati také ve voltech potenciálního spádu, jímž by elektron musil proběhnouti, aby nabyl své rychlosti („elektron-volt“). Většina elektronů vystupuje z katody s rychlostí 0,2 elektron-voltu, t. j. tyto elektrony jsou s to ještě doběhnouti na elektrodu, jež má záporný potenciál 0,2 voltu. Naproti tomu již téměř žádné elektrony nevystupují s rychlostí 2 elektron-voltů. Má-li tedy pomocná elektroda v lampě větší záporný potenciál vůči katodě než — 2 volty, prakticky žádný elektron k ní nedospěje. Pro anodový proud v oboru záporných napětí na pomocné elektrodě v diodě platí vztah



Obr. 3.

$$I_a = I_s e^{\frac{E_a}{E_T}}$$

(pro $E_a < 0$).

I_s značí v tomto případě nasycený proud, odpovídající teplotě T ; E_T souvisí s teplotou katody. Vzorec předpokládá, že vliv topného proudu na pohyb elektronů je zanedbatelně malý. Také se zde nepřihlíží k vlivu „kontaktního potenciálu“ mezi katodou a anodou.

Dioda jako usměrňovač. Dioda vede proud jedním směrem. Vložíme-li mezi žhavou (katodu) a studenou elektrodu (anodu) diody střídavé napětí, prochází proud pouze v časovém intervalu,

kdy je studená elektroda (anoda) na pozitivním potenciálu. Diody lze tedy používati k přeměně střídavého proudu na proud stejnosměrný (pulsující), z něhož lze pomocí tlumivek a kapacit oddělit (eliminovati) střídavou složku, takže stálé složky lze pak účelně použítí (eliminátor).

Má-li dioda pouze jednu anodu, mluvíme o jednocestném usměrňování (obr. 3a, b); proud protéká pouze během půl periody. Použije-li se dvou anod a jedné nebo dvou katod, lze vhodným spojením transformátoru se středním vývodem dosáhnouti toho, že proud prochází v obou půlperiodách (obr. 3b, c), takže ve společné části vedení je proudová křivka tvaru podle obr. 3d. Mluvíme o dvoucestném usměrňování.

Dioda jako demodulátor. Ve vlastním přijímači rozezná-

váme tři hlavní části: vysokofrekvenční zesilovač, usměrňovač (detektor) a nízkofrekvenční zesilovač.

J. A. Fleming (1905) zjistil, že lze použití jako indikátoru oscilací (detektoru) žárovky, do jejíž baňky je zatavena pomocná elektroda (diody). A. Wehnelt (1906) používal k témuž účelu lampy jím konstruované, jež obsahovala žhoucí katodu, potaženou kyslíč-níkem alkalických zemin, a jako anodu dutý hliníkový válec.

V rozhlasových přijímačích se však používalo k demodulaci (přeměně vysokofrekvenčních modulovaných proudů na proudy střídavé, modulační frekvence) téměř výhradně triody; dosáhlo se tím vedle demodulace i zesílení. Používalo-li se triody jako t. zv. anodového usměrňovače, dosáhlo se vysokofrekvenčního zesílení a současně demodulace, používalo-li se triody v zapojení audionové (mřížkový usměrňovač), dosáhlo se současně demodulace a nízkofrekvenčního zesílení. To bylo v dobách, kdy zesílení dosažené jedním stupněm (lampou) nebylo příliš veliké; proto se přihlíželo k tomu, aby každá lampa zesilovala. Ke zvětšení zesílení v demodulačním stupni sloužila i zpětná vazba.

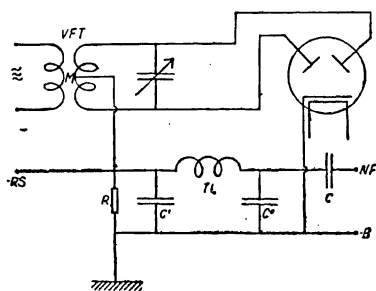
V moderních přijímačích se nepoužívá zpětné vazby. K demodulaci slouží dioda. Dioda ovšem nezesiluje. Používá se jí všude, kde jde o demodulaci s co nejmenším zkreslením.

Katoda diody je spojena se záporným pólem anodové baterie a představuje kladný pól usměrněného napětí, které je zatíženo odporem R . Vedení — RS (záporný pól napětí regulujícího hlasitost reprodukce) vede tedy záporné napětí vzhledem k zápornému pólu anodové baterie, jehož velikost závisí na amplitudě vkládaného vysokofrekvenčního napětí. Napětí — RS lze použít k regulaci předpětí lampy s exponenciální charakteristikou, které se používá ve vysokofrekvenčním stupni přijímače. Blíže bude vysvětlena funkce této lampy později. Bylo-li vkládané vysokofrekvenční napětí modulováno, překládá se přes stejnosměrné napětí na odporu R napětí střídavé, modulační frekvence; tuto střídavou složku lze převést kondensátorem C k nízkofrekvenční zesilovací části přístroje. Z regulujícího napětí — RS pro lampu s exponenciální charakteristikou je nutno vyfiltrovati střídavou složku. Kondensátor C' přemostňuje odpor R pro vysokou frekvenci, tlumivka Tl a kondensátor C'' brání vysoké frekvenci ve vstupu do nízkofrekvenční části zařízení. T. zv. duplex-diody slouží k dvojcestnému usměrňování (obr. 4). Lze ovšem použít také každé diody separátně: jedné k demodulaci, druhé k získání předpětí pro regulaci hlasitosti. Nebo lze obě diody spojit vedle sebe.

Jak jsme rekli, dioda nezesiluje. Doporučuje se jí tedy kombinovati ještě na př. s triodou nebo stíněnou lampou v jedné baňce (*duplex-dioda-trioda*, *binoda*). Výsledkem je lampa-dvojče. V binodě je kolem dolní části katody stíněné lampy umístěn

prsten, dobře odstíněný od ostatních částí lampy, jenž tvoří anodu usměrňující diody; přívod k němu je vyveden k jedné ze šesti nožiček soklu. Duplex-dioda-trioda obsahuje dvě úplně nezávislé diody spolu s triodou v jedné baňce. Tyto diody mohou sloužit jedna k detekování a druhá pro automatickou regulaci síly zvuku, nebo obě mohou sloužit dvojcestnému usměrňování.

O materiálu elektrod. Katoda elektronové lampy může být dvojiho druhu: 1. přímo žhavená katoda (stručně „vlákno“)



Obr. 4.

ohříváný průchodem proudu; tento drát za vyšší teploty emituje elektrony; 2. nepřímo žhavená katoda je kovový váleček, opatřený povlakem z látky emitující elektrony, vyhříváný izolovaně uvnitř umístěným topným tělískem.

Původně byly vyráběny katody přímo žhavené, a to z wolframu; nevýhodou wolframu byla ovšem veliká spotřeba energie v topném kruhu. Značné úspory se dosáhlo thoriovanými vlákny

wolframovými; wolframové vlákno bylo vhodným formováním pokryto monomolekulární vrstvou thoria, jež uvolňuje elektrony při nižší teplotě (vykazuje menší výstupní práci). Emisní schopnost vlákna těchto lamp lze regenerovati. Ještě větší úspory v topném kruhu se dosáhlo používáním katod z niklové slitiny, pokryté na povrchu vrstvou kyslíčků alkalických zemin. Také u lamp nepřímo žhavených je vlastní katoda pokryta vrstvou těchto kyslíčků. U nepřímo žhavených lamp se nehledí na spotřebu energie v topném kruhu, ale na to, aby katoda mohla být vyhřívána střídavým proudem. Katoda lamp nepřímo žhavených je ekvipotenciální plocha.

Maximální výkon střídavé složky proudu, který protéká anodovým odporem, roste s energií, která se může ve formě tepla beze škody pro životnost lampy uvolnit na anodě dopadem elektronů. U lamp vzduchem chlazených jsou ztráty na anodě vyzařovány ve formě tepla skleněnou baňkou do okolního prostoru. Energie vyzařovaná je přibližně úměrná čtvrté mocnině teploty. Bylo by tedy žádoucí pracovat s anodou co možná vysoké teploty. Ježto při této vysoké teplotě nastávají různé rušivé zjevy (uvolňování plynů a pod.), bylo shledáno málo látek za vhodný materiál pro hotovení anod.

O vhodnosti materiálu pro hotovení anod rozhoduje množství a jakost materiálem okludovaných plynů a snadnost, s níž lze onen

materiál plynů zbaviti. Uvolní-li se totiž během provozu v lampě plyn, jonisuje se nárazem elektronů na molekuly. Uvolněné kladné jonty neutralisují prostorový náboj a působí vzrůst anodového proudu a tím živější uvolňování plynů. Pochod se snadno stane kumulativní a může vésti ke vzniku obloukového výboje a tím ke zničení lampy.

Druh okludovaných plynů je důležitý v případě, že se v lampě používá thoriované wolframové katody. Wolfram v tomto případě je pokryt jednoatomovou vrstvou thoria. Stopy kyslíku vedou k oxydaci thoria a tím ke zničení emise katody. Tato vrstva se také rozrušuje dopadem pozitivních jontů. Lehké plyny (vodík, helium) jsou méně nebezpečné u srovnání s těžšími (rtuťové páry).

Dále je žádoucí, aby anoda snadno vyzařovala teplo, neboť pak může býti malá a tím se zmenší i vzájemná kapacita elektrod. Aby anoda snadno vyzařovala teplo, byl zvětšován její povrch, po případě povlékána uhlíkem (černé těleso).

Materiál anody musí býti také pevný a musí se dáti snadno opracovati. Napětí par materiálu anody musí býti dosti nízké, aby se neusazovala vodivá vrstvička na izolátorech v lampě. Vrstvička na baňce pak způsobuje, že sklo má vysokou teplotu a snadno praská.

Materiál anody musí býti také elektricky dobře vodivý, aby nenastávaly podstatné ztráty v důsledku špatné vodivosti.

Pro hotovení anod se hlavně používá molybdenu, tantalu a niklu. Nejvíce je rozšířeno používání molybdenu. (Spitzer, Proc. Inst. R. E. 1077, 21, 1933.)

V novější době doporučují v Americe hotoviti anody z grafitu. Některé z nejlepších druhů umělého grafitu obsahují až desetinásobný objem okludovaného plynu, než obsahuje molybden. Vhodným zpracováním lze tento obsah snížit dříve, než se anoda vloží do budoucí lampy. Pak čerpání lampy trvá stejně dlouho, jako když se použije molybdenové anody.

Podle úpravy povrchu grafitové anody lze dosáhnouti toho, že schopnost tepelné emise obnáší až 90% schopnosti černého tělesa.

Nevýhodou je poměrná křehkost grafitu; proto síla anody se volí aspoň $\frac{1}{16}$ palce. Tím se dosáhne současně lepšího rozvádění tepla po anodě.

Celkem se grafitové anody osvědčily a snad bude jejich výroba i levnější než anod molybdenových.

Trioda. Vložíme-li mezi anodu diody a katodu další (studenou) elektrodu ve formě mřížky (síťky), vznikne trioda (tři elektrody, při čemž nepočítáme eventuelní vodič, vyhřívající katodu). Je patrné, že proud emisní (t. j. celkový proud emitovaných elektronů)

I_e se rozdělí na anodový proud I_a a proud mřížkový I_g

$$I_e = I_a + I_g.$$

Je současně zřejmo, že anodový proud bude ovlivňován nejen napětím na anodě, nýbrž i napětím na mřížce. V teoretických úvahách lze nahraditi triodu diodou, která má anodu v místě mřížky triody a na níž je t. zv. ekvivalentní napětí (prvního druhu) E_{st_1} ; v tomto napětí se bude mřížkové napětí E_g uplatňovati plně, napětí anodové E_a pak jen z části

$$E_{st_1} = E_g + DE_a.$$

D je t. zv. průnik lampy (vyjadřuje se v procentech). Ježto zde jde o počet siločar, pronikajících z anody mřížkou k vláknu, je patrné, že D je poměr kapacit anody a mřížky vůči vláknu.

Stejně však lze nahraditi vzhledem k emisnímu proudu triodu diodou, která má anodu v místech anody triody a na níž působí ekvivalentní napětí (druhého druhu)

$$E_{st_2} = D'E_g + E_a.$$

Činitel D' budeme nazývati reciproký průnik (Zurückgriff, Barkhausen). S touto druhou náhradou se setkáme při tetrodě.

Volíme-li $E_g < -2$ volty, je patrné z toho, co jsme řekli u diody, že $I_g = 0$ a že tedy $I_e = I_a$. Tento případ je důležitý, používá-li se elektronové lampy jako zesilovače. Při zesilování se žádá, aby změny anodového proudu byly úměrné změnám zesilovaného napětí (napětí mřížkového). Toho se dosáhne za jinak příznivých okolností jen tehdy, když mřížkový kruh lampy není zatížen ($I_g = 0$); jinak nastává zkreslení.

Emisní (a v oboru záporného mřížkového napětí anodový) proud závisí na mřížkovém i anodovém napětí. Zmíněné t. zv. ekvivalentní napětí (není-li zvláštní zmínky, míní se vždy ekvivalentní napětí prvního druhu) zastupuje anodové napětí a emisní proud anodový proud ekvivalentní (náhradní) diody.

U triody (a vůbec u vícemřížkových lamp) známe t. zv. mřížkové a anodové charakteristiky. Mřížkové charakteristiky jsou křivky, vyjadřující závislost anodového proudu na mřížkovém napětí; parametrem je anodové napětí (t. j. anodové napětí je vždy pro určitou křivku grafu stálé, mění se však při přechodu k jiné křivce) (obr. 5). Anodové charakteristiky vyjadřují závislost anodového proudu na anodovém napětí; parametrem je mřížkové napětí. Abychom mohli stanoviti mřížkové charakteristiky triody, provedeme spojení podle obr. 6.

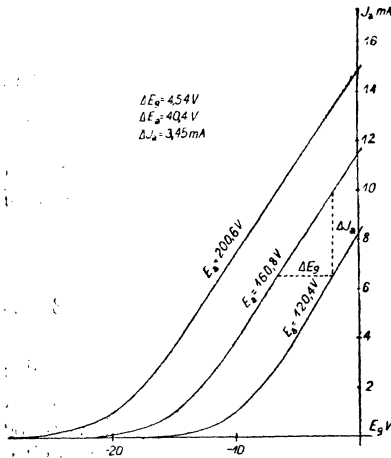
Mřížkové charakteristiky, odpovídající různým anodovým napětím, jsou co do tvaru stejné, s rostoucím anodovým napětím se rovnoběžně posouvají směrem záporné osy napětí.

Pro triodu jsou důležité tři t. zv. její konstanty; v oboru $E_g < 0$ jsou definovány takto:

1. strmost (mutual conductance, transconductance) S

$$S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial E_g} \right)_{E_a} \quad (2)$$

jež je směrnici tečny charakteristiky;



Obr. 5.

Mřížkové charakteristiky lampy RE 134. Z trojúhelníku, v obrázku vyznačeného, vycházejí konstanty lampy:

$$S = \left(\frac{\Delta E_a}{\Delta I_a} \right)_{E_g} = \frac{3,45}{4,44} = 0,76 \text{ mA-volt,}$$

$$D = \left(\frac{\Delta E_g}{\Delta E_a} \right)_{I_a} = \frac{4,54}{40,4} = 11,2\%.$$

$$R_i = \left(\frac{\Delta E_a}{\Delta I_a} \right)_{E_g} = \frac{40,4}{3,45} \cdot 10^3 = 11.700 \Omega.$$

Dosazením do Barkhausenovy rovnice (5) obdržíme $SDR_i = 0,996 \approx 1$.

2. průnik D

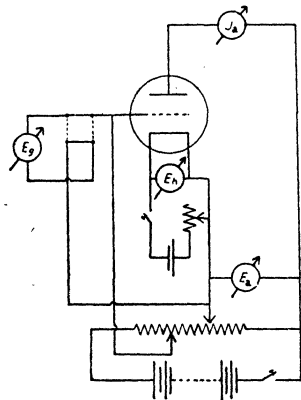
$$D = - \left(\frac{\partial E_g}{\partial E_a} \right)_{I_a} \quad (3)$$

udávající, do jaké míry se uplatňuje anodové napětí v napětí ekvivalentním (prvního druhu). T. zv. zesilovací činitel (amplification factor) μ je převrácená hodnota průniku

$$\mu = 1/D;$$

3. (dynamický) vnitřní odpor R_i je definován vztahem

$$R_i = \left(\frac{\partial E_a}{\partial I_a} \right)_{E_g} \quad (4)$$



Obr. 6.

Všechny tři konstanty jsou vázány vzájemně vztahem Barkhausenovým (vnitřní lampová rovnice)

$$SDR_i = 1. \quad (5)$$

Pro četné úvahy týkající se střídavých proudů je výhodné znáti t. zv. náhradní schema triody.

Podle definice strmosti (2) proudová změna di_a je úměrná změně napětí de_g . Změna proudová sleduje změnu napětí prakticky okamžitě, ježto jde o elektronový výboj. Předpokládáme-li, že mřížkové napětí se mění periodicky kol jistého klidového napětí E_g

$$e_g = \mathcal{E}_g \sin \omega t$$

a že není v anodovém kruhu zařazen odpor, překládá se přes klidový anodový proud I_a složka střídavá

$$i_a = \mathcal{I}_a \sin \omega t,$$

při čemž platí

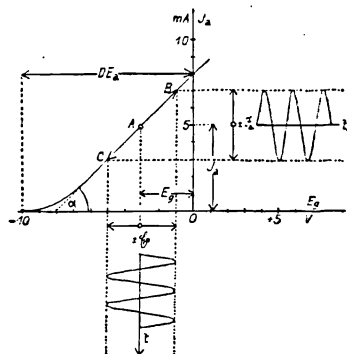
$$i_a = S e_g$$

a tedy pro vrcholové hodnoty (amplitudy)

$$\mathcal{I}_a = S \mathcal{E}_g$$

(viz obr. .7).

V anodovém kruhu nejsou poměry ovšem tak jednoduché; bývá tam zařazen odpor \mathcal{R}_a (na př. transformátor). Pokud předpokládáme malé amplitudy, t. j. pokud lze charakteristiku po-



Obr. 7.

kládati za přímkovou, superponují se střídavé a stejnosměrné složky jednoduchým způsobem. Stejnosečná napětí E_g a E_a zajímají nás jen potud, abychom nastavili vhodný pracovní bod (A) na charakteristice.

Mřížkové napětí \mathcal{E}_g vyvolává obecně mřížkový proud \mathcal{I}_g a anodové napětí \mathcal{E}_a . Komplikace prvního druhu se zbavíme jednoduše vhodnou volbou záporného mřížkového předpětí tak, aby bylo co do absolutní hodnoty větší než amplituda střídavého napětí na mřížce; pak $\mathcal{I}_g = 0$.

Mřížkové napětí \mathcal{E}_g způsobí změnu anodového proudu \mathcal{I}_a , takže anodové napětí poklesne o $\mathcal{E}_a = -\mathcal{R}_a \mathcal{I}_a$. Není-li odpor \mathcal{R}_a ryze ohmický, nastává fázové posunutí mezi \mathcal{E}_a a \mathcal{I}_a . Ježto anodový proud je řízen nejen mřížkovým, nýbrž i anodovým napětím, je patrné, že vliv napětí mřížkového je zmenšen o

$$D\mathcal{E}_a = -D\mathcal{R}_a \mathcal{I}_a;$$

mluvíme o t. zv. zpětném působení anody na mřížku. Je patrné, že platí

$$\mathcal{I}_a = S\mathcal{E}_{st} = S(\mathcal{E}_g + D\mathcal{E}_a) = S\mathcal{E}_g - SD\mathcal{R}_a \mathcal{I}_a;$$

odtud

$$\mathfrak{I}_a = \frac{S\mathfrak{E}_g}{1 + DS\mathfrak{R}_a} = \frac{\mathfrak{E}_g}{D} \cdot \frac{1}{R_i + \mathfrak{R}_a} \quad (6)$$

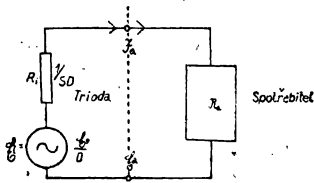
nebo

$$-\mathfrak{E}_a = \frac{\mathfrak{E}_g}{D} \cdot \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i + \mathfrak{R}_a} \quad (7)$$

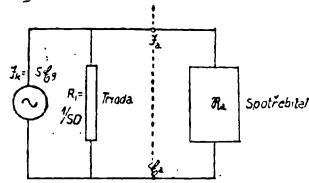
při tom jsme použili vztahu

$$R_i = 1/SD.$$

Jestliže $\mathfrak{R}_a = 0$, je $(\mathfrak{I}_a)_{\mathfrak{R}_a=0} = S\mathfrak{E}_g = \mathfrak{I}_k$ (proud na krátko). Jestliže $\mathfrak{R}_a = \infty$, čehož docílíme na př. velmi velkou tlumivkou v anodovém kruhu, je $\mathfrak{I}_a = 0$; pak $-\mathfrak{E}_a = (\mathfrak{E}_a)_{\mathfrak{R}_a=\infty} = \mathfrak{E}_g/D = \mathfrak{E}_l$ (napětí na prázdko).



Obr. 8.



Obr. 9.

Zesilovací lampu, na jejíž mřížku je vloženo střídavé napětí \mathfrak{E}_g , lze nahradit [vzhledem k rovnici (6)] co do jejího chování vůči střídavému proudu na anodové straně generátorem o stálé elektromotorické síle $\mathfrak{E}_l = \mathfrak{E}_g/D$ a odporem R_i , zařazeným v serii (obr. 8) nebo generátorem o stálém proudu $\mathfrak{I}_k = S\mathfrak{E}_g$ a odporem zapojeným paralelně (obr. 9). R_i je ryzí ohmický odpor.

Z naší úvahy je patrné, že platí

$$\frac{1}{D} = \mu = \frac{\mathfrak{E}_l}{\mathfrak{E}_g}$$

μ udává, kolikrát je větší střídavé napětí vznikající v anodovém kruhu při běhu na prázdko než napětí vkládané na mřížku, t. j. udává velikost zesílení při běhu na prázdko (odtud název zesilovací činitel).

Pro zesilovací lampu je důležitá veličina

$$G_r = S/D = S\mu,$$

jež se nazývá kvalita lampy.

Z generátoru o stálé elektromotorické síle (v našem případě pro zesilovací lampu o elm. síle \mathfrak{E}_g/D) dostaneme největší výkon, když vnější odpor je roven vnitřnímu odporu generátoru:

$$|\mathfrak{R}_a| = R_i;$$

za této podmínky platí

$$\begin{aligned} \text{pro } \varphi_a = 0^\circ & \quad \mathfrak{S}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{S}_k, \quad \mathfrak{E}_a = \frac{1}{2}\mathfrak{E}_i; \\ \text{pro } \varphi_a = 90^\circ & \quad \mathfrak{S}_a = \sqrt{\frac{1}{2}}\mathfrak{S}_k, \quad \mathfrak{E}_a = -\sqrt{\frac{1}{2}}\mathfrak{E}_i. \end{aligned}$$

Platí tedy pro maximální výkon

$$\mathfrak{N}_{a \max} = \frac{1}{2}\mathfrak{E}_a\mathfrak{S}_a = \frac{1}{8}\mathfrak{E}_i\mathfrak{S}_k = \frac{1}{8}\frac{\mathfrak{E}_g}{D}S\mathfrak{E}_g = \frac{S}{D}\frac{\mathfrak{E}_g^2 \text{eff}}{4} \quad \text{pro } \varphi_a = 0^\circ;$$

$$\mathfrak{N}_{a \max} = \frac{1}{2}\mathfrak{E}_a\mathfrak{S}_a = \frac{1}{4}\mathfrak{E}_i\mathfrak{S}_k = \frac{S}{D}\frac{\mathfrak{E}_g^2 \text{eff}}{2} \quad \text{pro } \varphi_a = 90^\circ.$$

Vidíme tedy, že

$$G_r = \frac{S}{D} = \frac{4\mathfrak{N}_{a \max}}{\mathfrak{E}_g^2 \text{eff}} \quad \text{pro } \varphi_a = 0^\circ,$$

nebo

$$G_r = \frac{S}{D} = \frac{2\mathfrak{N}_{a \max}}{\mathfrak{E}_g^2 \text{eff}} \quad \text{pro } \varphi_a = 90^\circ.$$

Kvalita lampy G_r je rovna čtyřnásobku (pro $\varphi_a = 0^\circ$) střídavého výkonu $\mathfrak{N}_{a \max}$, jež lze maximálně odbírat z lampy, přivádí-li se mřížce střídavé napětí $\mathfrak{E}_g \text{eff} = 1$ volt. Docíliti tedy velkého zesílení výkonu znamená zvětšiti strmost a zmenšiti průnik D . Strmost obyčejné triody nelze hnáti příliš vysoko; doporučuje se tedy vhodnou úpravou mřížky dosáhnouti malé hodnoty D . Kdyby však v limitě $D=0$, pak při $E_g < 0$ by vůbec netekl anodový proud, který by byl řízen střídavým napětím na mřížce. Je patrné, že dosti velké anodové napětí musí svým působením pronikat do dosti velké míry záporně nabitou mřížkou, t. j. ekvivalentní napětí $E_{st} = E_g + DE_a$ musí býti kladné. Čím větší je E_{st} , tím lépe lze provésti řízení anodového proudu. Průnik D má tedy vyhovovati dvěma vzájemně si odporujícím požadavkům: jednak má býti velký, aby posouvací napětí DE_a bylo dosti velké a jednak má býti současně malý, aby kvalita lampy byla velká; je-li průnik malý, je zpětné působení anody na mřížku $D\mathfrak{E}_a$ také malé.

Druhá část (lampy vícemřížkové) vyjde v příštím čísle Rozhledů.

PŘEHLED.

Drobnosti. Některé hodnoty goniometrických funkcí lze srovnati v zajímavé řady. Tak na př. Jaeckels v Math. Unterrichtsbl. 1911 uvádí tyto hodnoty: