

Aplikace matematiky

Stanislav Vojtášek

Elektronkový oscilátor s diodovou stabilizací

Aplikace matematiky, Vol. 6 (1961), No. 5, 327–338

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/102767>

Terms of use:

© Institute of Mathematics AS CR, 1961

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



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

ČLÁNKY

ELEKTRONKOVÝ OSCILÁTOR S DIODOVOU STABILIZACÍ

STANISLAV VOJTÁŠEK

(Došlo dne 21. října 1960.)

V práci je řešeno z nelineárního hlediska nové zapojení elektronkového oscilátoru. Oscilátor je popsán soustavou tří diferenciálních rovnic. Jsou odvozeny podmínky pro existenci a asymptotickou stabilitu periodického řešení. Je vyšetřen klidový stav oscilátoru, představovaný singulárním bodem třetího řádu. Návod k praktickému výpočtu a některé experimentální výsledky doplňují teoretický rozbor.

ÚVOD

Elektronkové oscilátory, které vykazují dobrou kmitočtovou stálost i bez použití piezoelektrického krystalu, zaujímají stále důležité místo ve slaboproudé elektrotechnice. Během vývoje elektronkových oscilátorů objevila se řada zapojení s více nebo méně dobrými vlastnostmi. Viz např. [1], [2].

V této práci bude rozebráno z hlediska teorie nelineárních kmitů nové zapojení elektronkového oscilátoru, který vykazuje dobrou krátkodobou kmitočtovou stálost. O tomto pojmu blíže viz [1]. Podobně jako oscilátor popsáný v práci [2], pracuje i tento v málo zakřivené oblasti charakteristiky anodového proudu a bez průtoku mřížkového proudu. Bylo dokázáno teoreticky i prakticky, že takový oscilátor má skutečně podstatně větší kmitočtovou stálost (krátkodobou) oproti obyčejným oscilátorům [1], [2], [3], [4], [5].

Některé vlastnosti, které zaručují kmitočtovou stálost budou odvozeny na základě matematické teorie nelineárních kmitů. Matematický rozbor obsahuje tyto tři hlavní části: periodické řešení, stabilita periodického řešení, klidový stav. Na konci je pak stručně naznačen postup při praktickém výpočtu a jsou uvedeny některé předběžné experimentální výsledky.

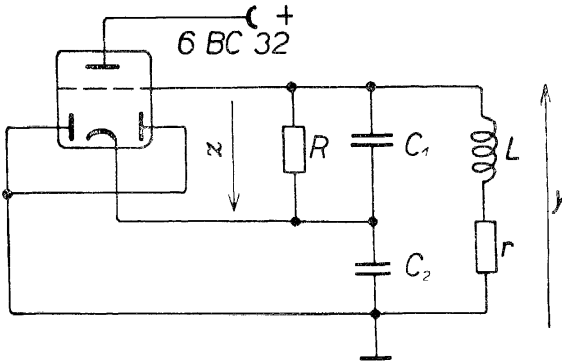
PERIODICKÉ ŘEŠENÍ

Vyjdeme ze zapojení oscilátoru na obr. 1. Oscilátor vychází ze známého třibodového zapojení. Dioda elektronky pomáhá vytvořit žádaný pracovní režim v málo

zakřivené oblasti charakteristiky. Stejněměrné předpětí vzniká na odporu R . Odpor r představuje celkové ztráty rezonančního obvodu.

Na základě teorie obvodů lze pak sestavit obyčejné lineární diferenciální rovnice pro napětí y , z a jejich derivace a obsahující také proudy anody i_a a diody i_d (čárky značí derivace podle nezávisle proměnné t). Přitom z má význam napětí mezi mřížkou a katodou, y má význam napětí mezi zemí a mřížkou (viz obr. 1). Zmíněné rovnice jsou tyto:

$$(1) \quad LC_1 z'' = y - \frac{r}{R} z - \left(rC_1 + \frac{L}{R} \right) z',$$



Obr. 1. Zapojení oscilátoru.

$$(2) \quad C_2 y' = - (C_1 + C_2) z' - \frac{z}{R} - i_a - i_d.$$

Provedme v (1) a (2) substituci nezávisle proměnné

$$(3) \quad t = \bar{t} \sqrt{\frac{LC_1 C_2}{C_1 + C_2}} = \frac{\bar{t}}{\omega_0}$$

a zavedme nové neznámé substitucemi $z = x_1$, $z' = x_2$, $y = x_3$, takže soustava nabude tvaru

$$(4) \quad \begin{aligned} x_1' &= x_2, \\ x_2' &= \frac{C_2}{C_1 + C_2} x_3 - \omega_0 \frac{C_2}{C_1 + C_2} \left(rC_1 + \frac{L}{R} \right) x_2 - \frac{r}{R} \frac{C_2}{C_1 + C_2} x_1, \\ x_3' &= - \frac{C_1 + C_2}{C_2} x_2 - \frac{x_1}{\omega_0 R C_2} - \frac{i_a + i_d}{\omega_0 C_2}. \end{aligned}$$

Anodový a diodový proud aproximujme takto:

$$(5) \quad \text{pro } z + D(y + z) \geq U_0 \quad i_a = k_a [z + D(y + z) + U_0]^3,$$

$$(6) \quad \text{pro } z + D(y + z) < U_0 \quad i_a = 0,$$

$$(7) \quad \text{pro } y + z \geq E_0 \quad i_d = k_d (y + z + E_0)^2,$$

$$(8) \quad \text{pro } y + z < E_0 \quad i_d = 0.$$

Přitom D je průnik elektronky, U_0 a E_0 značí napětí bodu zániku anodového a diodového proudu (viz např. obr. 2). Je také $D > 0$, $U_0 > 0$, $E_0 > 0$; k_a a k_d jsou kladné konstanty.

Pišme soustavu (4) (po dosazení za i_a a i_d) ve zkráceném tvaru, který bude základem dalšího teoretického rozboru,

$$(9) \quad \begin{aligned} x_1' &= x_2, \\ x_2' &= \frac{x_3}{\kappa} + \mu f_2(x_1, x_2), \\ x_3' &= -\kappa x_2 + \mu f_3(x_1, x_3), \end{aligned}$$

kde

$$(10) \quad \kappa = \frac{C_1 + C_2}{C_2}.$$

Přítom μ je tzv. malý parametr, což je malé kladné číslo. V našem případě můžeme přisoudit význam malého parametru výrazu $k_a/\omega_0 C_2$, který je v našem případě řádu 10^{-2} .

Z definice i_a a i_d je patrné, že funkce f_2 a f_3 mají všude spojité parciální derivace prvního řádu. Nezapomeňme však, že funkce f_3 není dána pouze jedním předpisem, což vyplývá z (5), (6), (7) a (8). Vzhledem k tomu, co se předpokládá o pracovní oblasti oscilátoru, použije se však pro aproximaci proudu anody pouze jediného vztahu (5).

Jelikož pravé strany soustavy (9) mají spojité parciální derivace prvního řádu, můžeme použít při hledání periodických řešení metody postupných aproximací [6]. Periodické řešení soustavy (9) reprezentuje tzv. ustálený stav oscilátoru v technickém slova smyslu.

Z obecné teorie nelineárních kmitů autonomních soustav jakož i z praxe víme, že perioda kmitů porušené soustavy je obecně funkcí malého parametru. Jelikož vytvořující soustava, tj. soustava (9) v níž položíme $\mu = 0$, má periodu 2π , má řešení porušené soustavy za velmi obecných předpokladů periodu

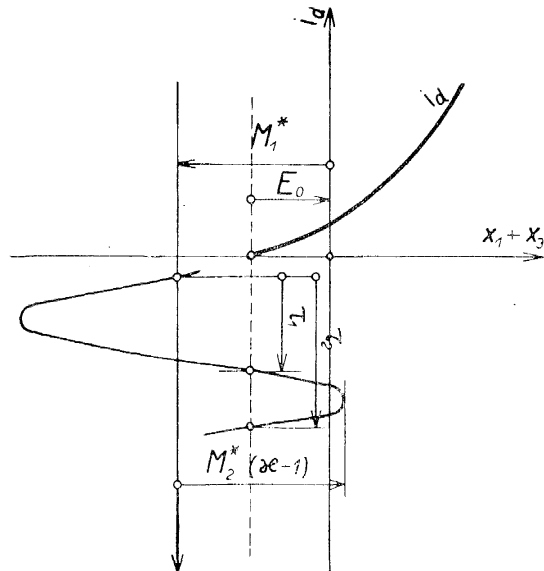
$$T = 2\pi(1 + \mu\alpha), \quad \alpha = \alpha(\mu),$$

kde $\alpha(\mu)$ je spojitá funkce.

Zavedeme-li tedy novou proměnnou τ substitucí

$$(11) \quad (1 + \mu\alpha)\tau = \bar{\tau},$$

bude mít hledané periodické řešení porušené soustavy v



Obr. 2. Napěťové poměry v charakteristice diodového proudu.

proměnné τ právě periodu 2π . Po provedení substituce (11) nabude soustava (9) tvaru

$$(12) \quad \begin{aligned} x_1' &= (1 + \mu\alpha) x_2, \\ x_2' &= \frac{1 + \mu\alpha}{\kappa} x_3 + \mu(1 + \mu\alpha) f_2(x_1, x_2), \\ x_3' &= -\kappa(1 + \mu\alpha) x_2 + \mu(1 + \mu\alpha) f_3(x_1, x_3). \end{aligned}$$

Metoda postupných aproximací vychází z výše uvedené vytvořující soustavy, která v našem případě zní

$$(13) \quad \begin{aligned} \frac{dx^{(0)}}{d\tau} &= x_2^{(0)}, \\ \frac{dx_2^{(0)}}{d\tau} &= \frac{x_3^{(0)}}{\kappa}, \\ \frac{dx_3^{(0)}}{d\tau} &= -\kappa x_2^{(0)}. \end{aligned}$$

Její obecné řešení má tvar

$$(14) \quad \begin{aligned} x_1^{(0)} &= M_1 + M_2 \sin \tau - M_3 \cos \tau, \\ x_2^{(0)} &= M_2 \cos \tau + M_3 \sin \tau, \\ x_3^{(0)} &= -\kappa M_2 \sin \tau + \kappa M_3 \cos \tau, \end{aligned}$$

kde M_1 , M_2 a M_3 jsou libovolné konstanty.

Dále pak postupujeme podle metody postupných aproximací [6]. Pro k -tou aproximací dostaneme obecně soustavu

$$(15) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1^{(k)}}{d\tau} &= x_2^{(k)} + \mu\alpha^{(k-1)} x_2^{(k-1)}, \\ \frac{dx_2^{(k)}}{d\tau} &= +\frac{1}{\kappa} x_3^{(k)} + \mu(1 + \alpha^{(k)}) f_2(x_1^{(k-1)}, x_2^{(k-1)}) + \mu \frac{\alpha^{(k-1)}}{\kappa} x_3^{(k-1)}, \\ \frac{dx_3^{(k)}}{d\tau} &= -\kappa x_2^{(k)} + \mu(1 + \alpha^{(k)}) f_3(x_1^{(k-1)}, x_3^{(k-1)}) - \mu\alpha^{(k-1)} \kappa x_2^{(k-1)}, \end{aligned}$$

kde klademe $\alpha^{(0)} = 0$, jak plyne z předešlého. Pro druhou aproximaci ($k = 1$) dostaneme tedy soustavu

$$(16) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1^{(1)}}{d\tau} &= x_2^{(1)} + \mu\alpha^{(1)} x_2^{(0)}, \\ \frac{dx_2^{(1)}}{d\tau} &= +\frac{1}{\kappa} x_3^{(1)} + \mu \frac{\alpha^{(1)}}{\kappa} x_3^{(0)} + \mu(1 + \mu\alpha^{(1)}) f_2(x_1^{(0)}, x_2^{(0)}), \\ \frac{dx_3^{(1)}}{d\tau} &= -\kappa x_2^{(1)} - \mu\kappa\alpha^{(1)} x_2^{(0)} + \mu(1 + \mu\alpha^{(1)}) f_3(x_1^{(0)}, x_3^{(0)}). \end{aligned}$$

Řešení porušené soustavy budeme hledat v blízkosti nějakého řešení vytvořující soustavy. Jelikož každé řešení zkrácené soustavy (kromě konstantního) protíná v čase τ_0 daném vztahem $\operatorname{tg} \tau_0 = (M_3/M_2)$ rovinu $x_3 = 0$ pod nenulovým úhlem, můžeme předpokládat, že také řešení porušené soustavy protne tuto rovinu. Vhodnou volbou počátku času můžeme docílit, aby to bylo právě v čase $\tau = 0$, takže potom $M_3 = 0$.

Dosadíme-li do (16) vytvořující řešení (14) při $M_3 = 0$, stane se (16) lineární nehomogenní soustavou. Konstanty M_1 , M_2 a $\alpha^{(1)}$ určí se pak z podmínek, aby soustava (16) měla periodické řešení pro $x_1^{(1)}$, $x_2^{(1)}$ a $x_3^{(1)}$. Takové podmínky vyplývají z následující poučky teorie lineárních diferenciálních rovnic:

Budiž dána soustava

$$(17) \quad \frac{dx_j}{dt} = \sum_{k=1}^n a_{jk}x_k + f_j(t),$$

kde a_{jk} jsou konstanty a kde f_j jsou spojité 2π – periodické funkce. Necht' soustava adjungovaná k soustavě (17) tj. soustava

$$(18) \quad \frac{dy_j}{dt} - \sum_{k=1}^n a_{kj}y_k = 0$$

má právě m lineárně nezávislých 2π – periodických řešení $\psi_{1j}, \dots, \psi_{mj}$, $j = 1, 2, \dots, m$ ($0 \leq m \leq n$). (Připomeňme, že soustava (18) má právě tolik 2π -periodických řešení, kolik má takových řešení soustava (17).) Potom soustava (17) má 2π -periodické řešení tehdy a jen tehdy, platí-li

$$\int_0^{2\pi} \sum_{k=1}^n f_k(t) \psi_{kj}(t) dt = 0, \quad j = 1, 2, \dots, m.$$

V našem případě má adjungovaná soustava tvar

$$\begin{aligned} \frac{dy_1^{(0)}}{d\tau} &= 0, \\ \frac{dy_2^{(0)}}{d\tau} &= -y_1^{(0)} - \kappa y_3^{(0)}, \\ \frac{dy_3^{(0)}}{d\tau} &= -\frac{1}{\kappa} y_2^{(0)}. \end{aligned}$$

Matice nezávislých 2π -periodických řešení této adjungované soustavy je

$$\begin{vmatrix} \psi_{11} & \psi_{12} & \psi_{13} \\ \psi_{21} & \psi_{22} & \psi_{23} \\ \psi_{31} & \psi_{32} & \psi_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \tau & \sin \tau \\ \frac{1}{\kappa} & -\frac{1}{\kappa} \sin \tau & \frac{1}{\kappa} \cos \tau \end{vmatrix}.$$

Odtud plyne, že naše soustava (16) má 2π -periodické řešení tehdy a jen tehdy, platí-li

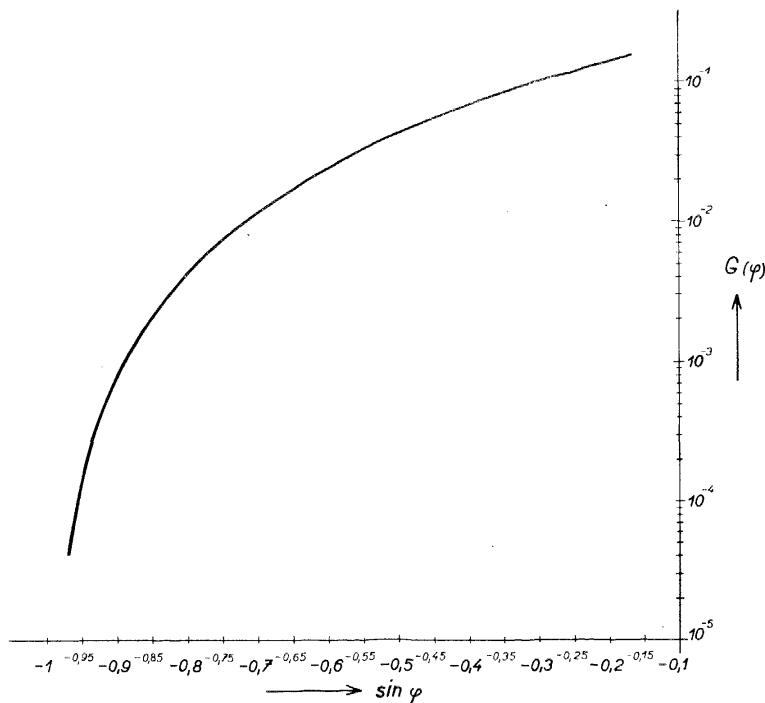
$$(19) \quad \begin{aligned} P_1^{(1)} &\equiv \frac{1}{\kappa} \int_0^{2\pi} f_3 \, d\tau = 0, \\ P_2^{(1)} &\equiv \int_0^{2\pi} f_2 \cos \tau \, d\tau - \frac{1}{\kappa} \int_0^{2\pi} f_3 \sin \tau \, d\tau = 0, \\ P_3^{(1)} &\equiv \int_0^{2\pi} f_2 \sin \tau \, d\tau + \frac{1}{\kappa} \int_0^{2\pi} f_3 \cos \tau \, d\tau - 2\pi\alpha^{(1)}M_2 = 0. \end{aligned}$$

Při hledání k -té aproximace je třeba funkci f_3 integrovat na intervalu $\langle \tau_1^{(k)}, \tau_2^{(k)} \rangle$, který představuje tu část intervalu $\langle 0, 2\pi \rangle$, na němž je funkce aproximující proud diody nenulová, tj. je definována vztahem (7). Pro $k = 1$ jsou tedy $\tau_1^{(1)}$ a $\tau_2^{(1)}$ kořeny rovnice

$$x_1^{(0)} + x_2^{(0)} = E_0,$$

což je podle (14) ekvivalentní s rovnicí

$$(20) \quad \sin \tau = \frac{E_0 + M_1}{M_2(\kappa - 1)}.$$



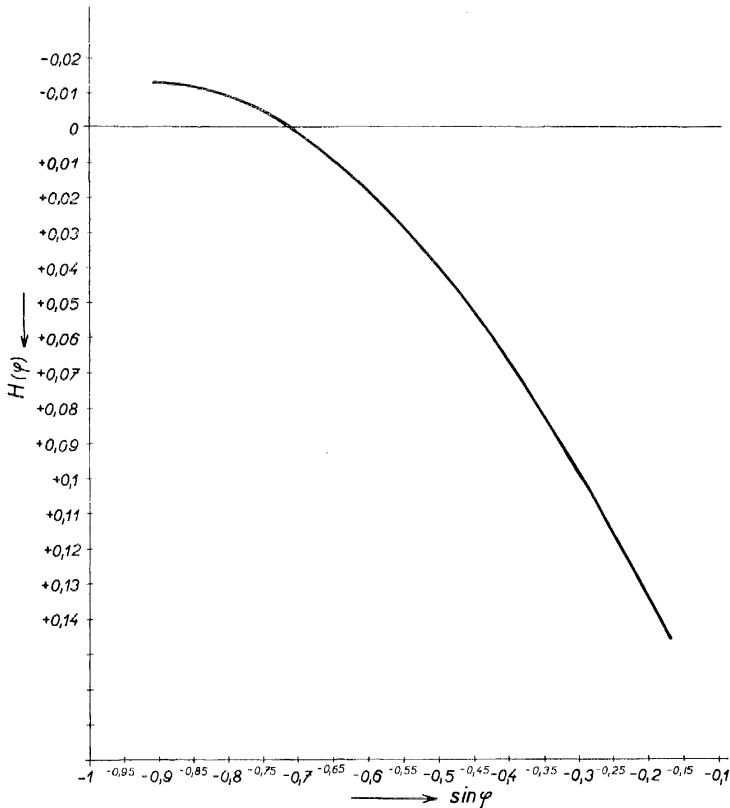
Obr. 3. Průběh funkce $G(\varphi)$ v závislosti na $\sin \varphi$.

S ohledem na požadovanou pracovní oblast oscilátoru (viz také obr. 2) bude vždy $E_0 + M_1 < 0$, při čemž musí být $M_1 < 0$. Předpokládejme prozatím, že $M_2 > 0$, $\kappa > 1$. V dalším se ukáže, že tomu tak skutečně je. Je tedy $\pi \leq \tau_1^{(1)} < 2\pi$ a $\tau_2^{(1)} = 3\pi - \tau_1^{(1)}$. Položme dále $\tau_2^{(1)} = \varphi$, takže podmínky (19) v našem případě jsou

$$(21) \quad \frac{M_1 C_2^2}{M_2^2 R C_1^2} + k_a \frac{[M_1(D+1) + U_0]^3}{M_2^2 C_1^2} C_2^2 + \frac{3}{2} [M_1(D+1) + U_0] \left(\frac{C_2}{C_1} - D \right)^2 + k_d G(\varphi) = 0,$$

$$(22) \quad M_2 H(\varphi) - \frac{k_a C_2}{k_d C_1} [M_1(D+1) + U_0] + \frac{C_2^2}{2k_d C_1^2} \left(\frac{1}{R} + r \frac{C_1 + C_2}{L} + \frac{C_1 + C_2}{R C_1} \right) = 0,$$

$$(23) \quad \alpha^{(1)} + \frac{r C_2}{2\mu R(C_1 + C_2)} = 0.$$



Obr. 4. Průběh funkce $H(\varphi)$ v závislosti na $\sin \varphi$.

Přítom funkce $G(\varphi)$ a $H(\varphi)$ mají tento význam

$$(24) \quad G(\varphi) = \left(\frac{\varphi}{2\pi} - \frac{3}{4} \right) (2 - \cos 2\varphi) + \frac{3}{4\pi} \sin 2\varphi,$$

$$(25) \quad H(\varphi) = \frac{3}{4\pi} \cos \varphi + \sin \varphi \left(\frac{\varphi}{\pi} - \frac{3}{2} \right) - \frac{1}{12\pi} \cos 3\varphi.$$

Průběhy obou funkcí v závislosti na $\sin \varphi$ jsou na obr. 3 a 4. O využití těchto závislostí při praktickém návrhu oscilátoru bude zmínka ještě později. Předpokládejme, že soustava rovnic (18) má řešení, které označme M_1^* , M_2^* a α^* . Bude-li pak jakobián této soustavy vzhledem k $M_1, M_2, \alpha^{(1)}$ splňovat v bodě $M_1 = M_1^*$, $M_2 = M_2^*$, $\alpha^{(1)} = \alpha^*$ podmínku

$$(26) \quad \frac{\partial(P_1^{(1)}, P_2^{(1)}, P_3^{(1)})}{\partial(M_1, M_2, \alpha^{(1)})} \neq 0,$$

kteřá je v našem případě ekvivalentní s podmínkou

$$\frac{\partial P_3^{(1)}}{\partial \alpha^{(1)}} \left(\frac{\partial P_1^{(1)}}{\partial M_1} \frac{\partial P_2^{(1)}}{\partial M_2} - \frac{\partial P_1^{(1)}}{\partial M_2} \frac{\partial P_2^{(1)}}{\partial M_1} \right) \neq 0,$$

neboť vzhledem k (21), (22), (23) je

$$\frac{\partial P_1^{(1)}}{\partial \alpha^{(1)}} = \frac{\partial P_2^{(1)}}{\partial \alpha^{(1)}} = \frac{\partial P_3^{(1)}}{\partial M_1} = \frac{\partial P_3^{(1)}}{\partial M_2} = 0; \quad \frac{\partial P_3^{(1)}}{\partial \alpha^{(1)}} = 1,$$

lze ukázat, že pro dosti malá μ existuje jediné 2π -periodické řešení soustavy (12), které pro $\mu \rightarrow 0$ přechází ve vytvořující řešení s konstantami M_1^* , M_2^* a α^* [6].¹⁾

Všimněme si podle obr. 1, že M_1^* má význam předpětí mřížky elektronky a že M_2^* má význam amplitudy střídavého napětí mezi mřížkou a katodou. Viz též obr. 2. V praxi obvykle vystačíme s řešením v první aproximaci, pokud řešíme oscilátory sinusových napětí.

STABILITA PERIODICKÉHO ŘEŠENÍ

Tím, že existuje periodické řešení, není ještě zaručena fyzikální existence oscilací. Nutno ještě zajistit jeho stabilitu a to asymptotickou. Jen asymptoticky stabilní periodická řešení mají praktický význam [2], [7].

¹⁾ Otázka, zda v našem případě hodnota $\mu = \frac{k_a}{\omega_0 C_2} \sim 10^{-2}$ leží v uvedeném oboru existence, popř. odhad chyby, které se dopouštíme při použití řešení pouze v první aproximaci nebudou zkoumány.

Z teorie stability vyplývá, že za jistých podmínek může o stabilitě rozhodovat zjednodušená soustava odvozená z (9) ve tvaru.

$$(27) \quad \begin{aligned} \frac{dz_1}{d\tau} &= z_2 + \mu\alpha z_2, \\ \frac{dz_2}{d\tau} &= \frac{z_3}{\kappa} + \frac{\mu\alpha}{\kappa} z_3 + \mu \sum_{\beta=1}^3 \left[\frac{\partial f_2}{\partial x_\beta} \right] z_\beta, \\ \frac{dz_3}{d\tau} &= -\kappa z_2 - \mu\kappa\alpha z_2 + \mu \sum_{\beta=1}^3 \left[\frac{\partial f_3}{\partial x_\beta} \right] z_\beta \quad (\beta = 1, 2, 3). \end{aligned}$$

Hranatá závorka značí, že se do parciálních derivací dosadí po derivování za x_1, x_2, x_3 vytvořující řešení $x_1^{(0)}, x_2^{(0)}, x_3^{(0)}$. V soulase s teorií stability provedeme v (27) substituci proměnných

$$(28) \quad z_s = e^{\gamma\tau} u_s \quad (s = 1, 2, 3),$$

kde u_s jsou neznámé periodické funkce a γ tzv. charakteristický exponent. Rovnice určující γ má tvar

$$(29) \quad \gamma[4\pi^2\kappa M_2^*\gamma^2 - 2\pi(A + \kappa DM_2^*)\gamma + AD - CB] = 0,$$

kde A, B, C, D jsou jisté funkce závislé na prvcích obvodu oscilátoru, na konstantách elektronky, na M_1^*, M_2^*, α^* a φ . Blíže o postupu při odvození (29) viz např. [2], [6].

Známé dvě nerovnosti, které zajišťují, že reálné části dvou nenulových kořenů rovnice (29) jsou záporné a tím i asymptotickou stabilitu zkoumaného periodického řešení, jsou pak tyto

$$(30) \quad \begin{aligned} A + \kappa DM_2^* &< 0, \\ AD - CB &> 0. \end{aligned}$$

KLIDOVÝ STAV

Předmětem řešení je oscilátor sinusových kmitů. Požaduje se tedy, aby oscilátor začal kmitat kmity blízkými sinusovými s amplitudou narůstající s časem. Rozebereme nejprve stručně singulární bod klidového stavu, který může rozhodovat o tvaru narůstajících kmitů [2].

Jak plyne ze soustavy (4) a z aproximační rovnice (5), jsou souřadnice singulárního bodu P_0 dány rovnicemi

$$(31) \quad \begin{aligned} -\frac{x_1}{R} &= k_a \left[x_1 \left(D + 1 + D \frac{r}{R} \right) + U_0 \right]^3, \\ x_2 &= 0, \\ x_3 &= x_1 \frac{r}{R}. \end{aligned}$$

Vzhledem k předpokladu o pracovní oblasti oscilátoru, leží singulární bod (klidový bod) mimo oblast mřížkového proudu. Viz. obr. 5. Bylo tedy dosazeno v soustavě (4) $i_d = 0$.

Jak známo z teorie diferenciálních rovnic, popisuje tzv. linearisovaná soustava odvozená ze soustavy (9) za jistých podmínek okolí singulárního bodu. Taková soustava má po lineární transformaci souřadnic tvar

$$(32) \quad \begin{aligned} \frac{d\xi_1}{d\tau} &= \xi_2, \\ \frac{d\xi_2}{d\tau} &= \frac{\xi_3}{\kappa} + \mu \sum_{\beta=1}^3 \left(\frac{\partial f_2}{\partial x_\beta} \right) \xi_\beta, \\ \frac{d\xi_3}{d\tau} &= -\kappa \xi_2 + \mu \sum_{\beta=1}^3 \left(\frac{\partial f_3}{\partial x_\beta} \right) \xi_\beta \quad (\beta = 1, 2, 3), \end{aligned}$$

kde závorky u derivací značí, že se do nich dosadí souřadnice singulárního bodu.

Charakteristická rovnice příslušná k (32) má tvar

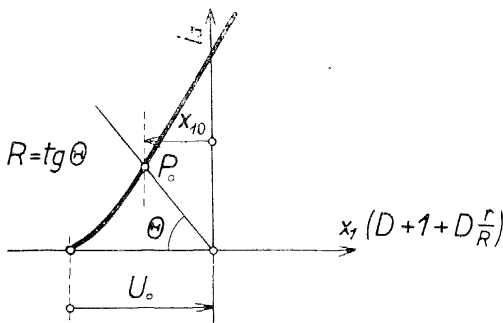
$$(33) \quad \lambda^3 + p\lambda^2 + q\lambda + r = 0,$$

kde p , q , a r jsou konstanty závislé na prvcích obvodu oscilátoru a na konstantách elektronky.

Kořeny rovnice (33) λ_1 , λ_2 , λ_3 určují pak typ singulárního bodu. Ukazuje se, že může nastat celkem sedm případů, přičemž nejvýhodnější je singulární bod tzv. typu sedlového ohniska I. Blíže viz [2]. Abychom pak zajistili takový typ, musí být splněna podmínka

$$(34) \quad pq < r.$$

Nerovnost (34), která je odvozena v práci [2], umožňuje určit prvky oscilátoru tak, aby byl splněn požadavek na narůstání kmitů. Dosadíme-li do (34) za p , q a r známé výrazy, dostaneme



Obr. 5. Poloha singulárního bodu na charakteristice anodového proudu.

$$(35) \quad S_0 > \frac{\omega_0 C_2}{\kappa C_1} \left(rC_1 + \frac{L}{R} \right) \frac{1 + \kappa \frac{r}{R}}{D \frac{r}{R} + D + 1 - \frac{\omega_0}{\kappa} D \left(rC_1 + \frac{L}{R} \right)},$$

kte S_0 má význam tzv. strmosti anodového proudu v singulárním bodě P_0 se souřadnicemi danými rovnicemi (31) (viz obr. 5) definované vztahem

$$S_0 = (S)_{\substack{x_1 = x_{10} \\ x_3 = x_{30}}}$$

přičemž je

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial x_1} \right)_{x_1 + x_3 = \text{konst.}}$$

NÁVOD PRO PRAKTICKÝ VÝPOČET

V charakteristice anodového proudu volíme pro dané anodové napětí pracovní bod (to je M_1^*) a amplitudu napětí mezi mřížkou a katodou M_2^* ²⁾.

Dbáme při tom, aby amplituda M_2^* byla jen několik málo desetin voltu, aby její oblast byla v málo zakřivené části charakteristiky a aby nezasahovala do oblasti mřížkového proudu.

Zvolíme dále poměr kapacit C_1/C_2 v mezích několika málo jednotek až desítek. Určíme jednotlivé konstanty aproximačních funkcí, a to k_a , k_d , D , U_0 , E_0 . Pomocí rovnice (20) vypočteme úhel φ . Z grafů na obr. 4 a 5 určíme hodnoty funkcí $G(\varphi)$ a $H(\varphi)$. Z rovnice (21) vypočteme odpor R . Pomocí (22) určíme nejprve součet C_1 a C_2 a na základě dříve voleného poměru C_1/C_2 vypočteme C_1 a C_2 . Při výpočtu i z jednotlivých vzorců je vidět, že vliv průniku D je malý.

Dále pak zkontrolujeme, zda je splněna nerovnost (35). Nakonec zjistíme, zda jsou oscilace asymptoticky stabilní pomocí nerovností (30). Není-li pak splněna některá z podmínek (30) popř. (35), nutno volit jinou hodnotu poměru C_1/C_2 a výpočet opakovat.

EXPERIMENTÁLNÍ VÝSLEDKY

Byl zkoumán oscilátor s kmitočtem v okolí 1 MHz. Bylo zjištěno, že popisovaný oscilátor může skutečně kmitat tak, že neprotéká mřížkový proud a že pracovní oblast leží v málo zakřivené části charakteristiky a to v poměrně velkém rozsahu hodnot odporu R a poměru kapacit C_1/C_2 .

Měřila se při tom krátkodobá kmitočtová stálost v závislosti na současných změnách (snížení) anodového a žhavicího napětí o 5%. Příslušná změna kmitočtu dosahovala hodnoty $1,2 \cdot 10^{-6}$. Měřilo se při různých poměrech C_1/C_2 a různém R .

Literatura

- [1] Groszkowski J.: Wytwarzanie drgań elektrycznych. Warszawa 1958.
- [2] Vojtásek S.: Teorie nového zapojení elektronkového oscilátoru. Aplikace matematiky 1960, č. 5, 352—370.
- [3] Шутиков Г. Т.: Влияние емкости пространственного заряда и нелинейности ламповой характеристики на частоту автогенератора. Радиотехника 1955, No 12, 54—70.

²⁾ Pracovní bod oscilátoru daný předpětím M_1^* není totožný s klidovým bodem P_0 na obr. 5.

- [4] *Akcasu I.*: Amplitude Limitation in LC-Oscillators. *Wireless Engineer*, June, 1956, 151—155.
[5] *Van Slooten J.*: Input Capacitance of a Triode Oscillator. *Wireless Engineer* 1940, January, 13—15.
[6] *Малкин И. Г.*: Некоторые задачи теории нелинейных колебаний. Москва 1956.
[7] *Малкин И. Г.*: Теория устойчивости движения. Москва 1952.

Резюме

ЛАМПОВЫЙ ГЕНЕРАТОР С ДИОДНОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ

СТАНИСЛАВ ВОЙТАШЕК (Stanislav Vojtášek)

В работе решается с нелинейной точки зрения новая схема лампового генератора, который показывает хорошую стабильность частоты, и который описан системой трех дифференциальных уравнений (9).

Сначала выводятся условия существования периодического решения методом постепенных приближений. Найдены условия асимптотической устойчивости упомянутого периодического решения.

Исследуется также состояние покоя генератора, представленное особой точкой третьего порядка, и выводятся условия для того, чтобы в генераторе возбудить колебания, близкие синусоидальным.

Предложение практического расчета генератора и некоторые предварительные экспериментальные результаты дополняют теоретический анализ. Специальные графики позволяют произвести и ускорить расчет.

Summary

AN ELECTRONIC OSCILLATOR WITH DIODE STABILISATION

STANISLAV VOJTÁŠEK

A new non-linear electronic oscillator with diode stabilisation is proposed. An oscillator with satisfactory frequency stability is described by the system of three differential equations (9).

By the method of successive approximations, conditions for the existence of periodical solutions are obtained, and also conditions for the asymptotic stability of these periodical solutions.

The equilibrium state of the oscillator corresponds to a third order singular point; conditions are obtained for approximately sinusoidal oscillations near this singular point.

This theoretical examination of the oscillator is followed by a project for practical calculation, and by some experimental results. Special graphs simplify the actual calculations.