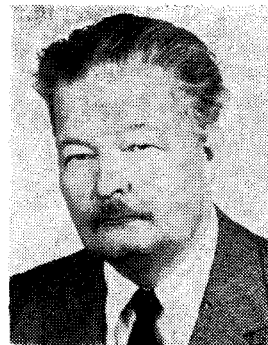


Teljesítményegyenirányítók méretezése

DR. AMBRÓZY ANDRÁS

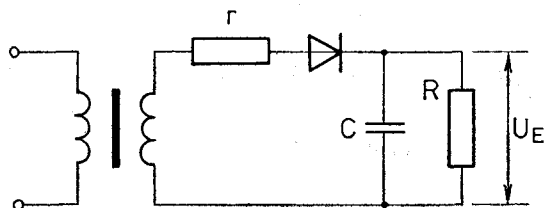
BME Elektronikai Technológia Tanszék



ÖSSZEFOGLALÁS

Egyszerű felépítése ellenére a pufferkondenzátoros egyenirányító számítása bonyolult feladat. A hagyományos formulák nehezen kezelhetők, ezért a konstruktorok gyakran becslésekre hagyatkoznak. A dolgozatban bemutatott méretezési eljárás világos fizikai képre támaszkodva jól közelítő, egyszerű formulákat vezet le.

Kevés olyan egyszerű topológiájú elektronikus áramkör van, mint a pufferkondenzátoros egyutas egyenirányító (1. ábra). Számításához a szükséges egzakt formulák régóta ismeretesek [1], használatuk azonban kényelmetlen részben egy fontos változó implicit megjelenése, részben a sok szögfüggvényt tartalmazó összefüggések miatt. A félvezető diódákra jellemző üzemi viszonyok lehetővé teszik olyan közelítések bevezetését, amelyek a méretezési képleteket lényegesen leegyszerűsítik.



H965-1

1. ábra. Egyutas egyenirányító kapcsolási rajza

Pontos formulák [1], [2]

Az 1. ábrán látható egyutas egyenirányító feszültség- és áramviszonyait a 2. ábrán mutatjuk be. Egyelőre az egyenirányító dióda küszöbfeszültségét zérusnak vesszük.

Véges kapacitású pufferkondenzátor esetén a szaggatott töltési és kisütési görbe érvényes. Ebben az esetben a töltési görbe felezővonala és a koszinusz görbe maximuma nem esik egybe; eltérésüket δ -val jelöljük. Számításunkat eleinte azzal egyszerűsítjük, hogy $C = \infty$ -t tételezünk fel; ekkor a 2. ábrán a kihúzott vízszintes vonal mutatja a kondenzátoron és vele együtt az R terhelőellenálláson levő egyenfeszültséget, továbbá $\delta = 0$. Kimutatható, hogy

$$U_E = U_0 \cos \alpha, \quad (1)$$

ahol α a folyási szög. Az r soros és az R terhelő ellenállás, valamint α kapcsolata

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha - \alpha}{\pi} = \frac{r}{R}. \quad (2)$$

Ebből a folyási szöget sajnos nem lehet explicit módon kifejezni, pedig az alább következő összefüggéseknek mind ez a független változója. Így pl. a 2b ábrán látható áramhullám periodikus csúcsértéke i , és a terhelő ellenálláson folyó I áram hányadosa

$$\frac{i}{I} = \frac{\pi}{\operatorname{tg} \alpha - \alpha} \frac{1 - \cos \alpha}{\cos \alpha}. \quad (3)$$

Az áramhullám effektív értékének és I -nek a hányadosa pedig

$$\frac{I_{eff}}{I} = \frac{1}{\cos \alpha (\operatorname{tg} \alpha - \alpha)} \left[\frac{\pi}{2} (\alpha + 2\alpha \cos^2 \alpha - 3 \sin \alpha \cos \alpha) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Végül az egyenirányító hatásfoka

$$\eta = \frac{P_e}{P_v} = (\operatorname{tg} \alpha - \alpha) \frac{2(1 + \cos 2\alpha)}{2\alpha - \sin 2\alpha}. \quad (5)$$

A közelítő formulák jellege

Az (1)...(5) képleteket még az elektroncsöves egyenirányítók idejében dolgozták ki. Ekkor $r/R = 0,05 \dots 0,1$ és ennek megfelelően $\alpha = 40^\circ \dots 50^\circ$

Beérkezett: 1984. III. 20. (H)

volt. A félvezető diódák sokkal kisebb r/R hányadosokat tesznek lehetővé, ezért α inkább $15^\circ \dots 30^\circ$ környékére esik. Egyre inkább megengedhető, hogy a szögfüggvényeket polinomokkal közelítsük. Ily módon (1) helyett

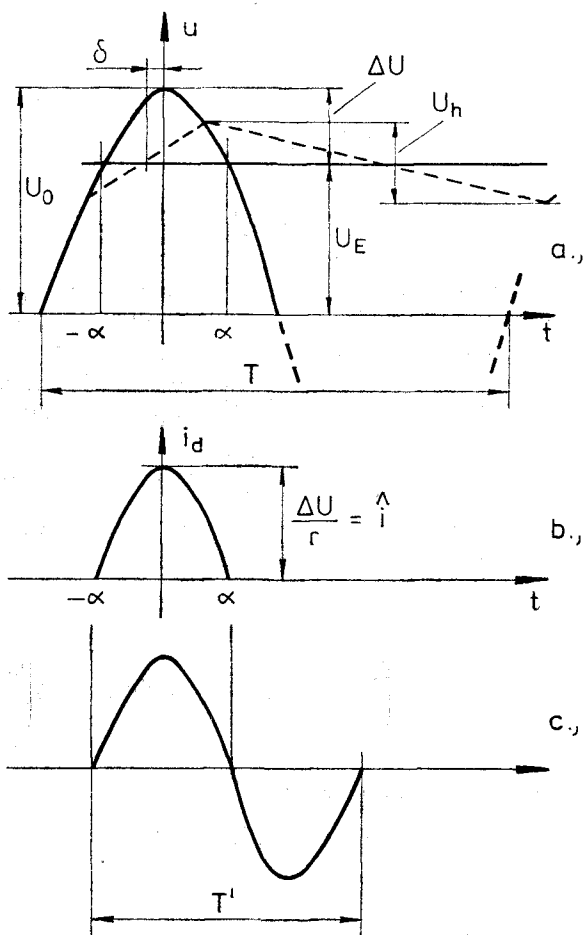
$$U_E = U_0 \cos \alpha \approx U_0 \left[1 - \frac{\alpha^2}{2} \right], \quad (6)$$

(2) helyett pedig

$$\pi \frac{r}{R} = \operatorname{tg} \alpha - \alpha \approx \alpha + \frac{\alpha^3}{3} + \frac{2\alpha^5}{15} + \dots - \alpha \approx \frac{\alpha^3}{3}, \quad (7)$$

$$(4) \quad \frac{1}{\cos \alpha (\operatorname{tg} \alpha - \alpha)} \left[\frac{\pi}{2} (\alpha + 2\alpha \cos^2 \alpha) - 3 \sin \alpha \cos \alpha \right]^{1/2} \approx \frac{1}{\alpha^3/3} \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{4}{15} \alpha^5} = \frac{1,94}{\sqrt{\alpha}}. \quad (10)$$

$$(5) \quad \frac{2(1 + \cos 2\alpha)}{2\alpha - \sin 2\alpha} \approx \frac{\alpha^3}{3} \left(1 + \frac{2}{5} \alpha^2 \right) \frac{2(1 + 1 - 2\alpha^2)}{2\alpha - 2\alpha + \frac{8}{6} \alpha^3 - \frac{32}{120} \alpha^5} = \frac{1}{1 + 0,4\alpha^2}. \quad (11)$$



H965-2

2. ábra. Hullámalakok: a) az egyenirányítandó változó feszültség, b) a diódaáram (töltőáram), c) a b hullámalak közelítése fél koszinusszal

írható. (6) és (7) kombinációjából

$$U_E \approx U_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(3\pi \frac{r}{R} \right)^{2/3} \right]. \quad (8)$$

Hasonlóan kezelhető (3), (4) és (5) is:

$$(3) \quad \frac{\pi}{\operatorname{tg} \alpha - \alpha} \frac{1 - \cos \alpha}{\cos \alpha} \approx \frac{\pi}{\alpha^3/3} \frac{1 - (1 - \alpha^2/2)}{1} = \frac{3\pi}{2\alpha}. \quad (9)$$

Bár a (6)...(11) képleteket méretezésre is használhatnánk, helyesebb az egyenirányító problémáját fizikai oldalról közelíteni. A fizikai közelítésből kapott eredmények közvetlenül összevethetők lesznek (6)...(11) formuláinkkal.

Fizikai közelítés

Abból a tételből indulunk ki, hogy a pufferkondenzátorba periódusonként betöltött és kivett töltésnek egyenlőnek kell lennie

$$\int_0^T i_d(t) dt = I \cdot T, \quad (12)$$

ahol $i_d(t)$ a dióda árama és T a periódusidő. A 2b ábra szerint

$$i_d = \frac{U_0 \cos \omega t - U_E}{r}, \quad -\alpha \leq \omega t \leq \alpha \quad (13)$$

és zérus egyebütt. Vezessük be a ΔU és b mennyiségeket:

$$\Delta U = U_0 - U_E; \quad b = \frac{\Delta U}{U_E}, \quad (14)$$

amiből

$$U_E = \frac{U_0}{1+b} \approx U_0(1-b), \quad (15)$$

(6) és (15) összevetéséből

$$a \approx \sqrt{2b}. \quad (16)$$

A kondenzátorba egy periódus alatt bevitt töltésmennyiség a 2b ábra görbéje alatti területtel arányos (12) bal oldala szerint. Hogy ezt a területet könnyebben számíthassuk, a [3]-ban leírt gondolat továbbfejlesztésével a 2b ábra görbáját a 2c ábra szerinti fél koszinusszal helyettesítjük. Írható, hogy

$$\frac{T'/2}{T} = \frac{2\alpha}{2\pi}; \quad T' = T \frac{2\alpha}{\pi}; \quad \omega' = \frac{2\pi}{T'} = \frac{\pi^2}{\alpha T}. \quad (17)$$

A (12)-ben kijelölt integrálás most már könnyűszerrel elvégezhető:

$$\int_0^T i_a(t) dt \approx \int_{-T/4}^{T/4} \frac{\Delta U}{r} \cos \omega' t dt = \frac{\Delta U}{r} \frac{2}{\omega'} = \frac{\Delta U}{r} \frac{2\alpha T}{\pi^2} = \frac{U_E}{R} T. \quad (18)$$

Innen kifejezhető b , ha (16)-ot is figyelembe vesszük:

$$b = \frac{\Delta U}{U_E} = \frac{r}{R} \frac{\pi^2}{2\sqrt{2b}}; \quad b = \left(\frac{\pi^4}{8}\right)^{1/3} \left(\frac{r}{R}\right)^{2/3} = 2,3006 \left(\frac{r}{R}\right)^{2/3}. \quad (19)$$

Fontos eredményhez jutottunk: r/R függvényében megkaptuk a $b = \Delta U/U_E$ relatív feszültségvesztését. (19)-et (15)-be helyettesítve az elvárható (8) jellegű közelítő függvényhez jutunk — csak a változó együtt-hatója tér el kis mértékben.

A továbbiakban rendre kiszámítjuk i/I -t, I_{eff}/I -t és η -t, valamennyit b -vel kifejezve. Ily módon könnyen kezelhető, konzisztens méretezési rendszert kapunk.

A 2b ábrán látható áramimpulzus csúcserőteke $\Delta U/r$. (18) alkalmazásával

$$i = \frac{\Delta U}{r} = \frac{U_E}{R} \frac{\pi^2}{2\alpha} = \frac{U_E}{R} \frac{\pi^2}{2\sqrt{2b}} = \frac{3,49}{\sqrt{b}} \frac{U_E}{R}. \quad (20)$$

Az t periodikus csúcsáram — b értékétől függően — az átlagos egyenáram 6...12-szerese is lehet. A nevezőben $\sqrt{2b}$ helyett α -t írva (9)-et kapjuk vissza — kis eltéréssel az együttthatóban.

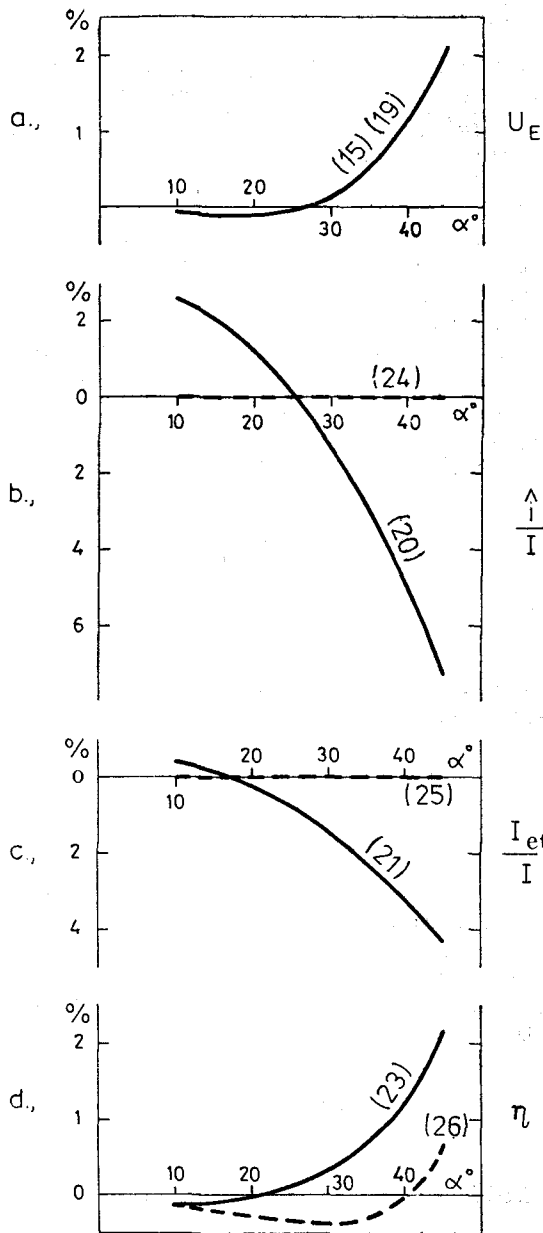
A diódán — tehát a töltőáramkörben — periodikusan folyó csúcsáram effektív értéke a diódát, a transzformátor szekunder tekercsét és az esetleg beépített soros védőellenállást melegíti. Kiszámításához az effektív érték meghatározásának definíciós képletét, valamint (18)-at használjuk:

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} = \sqrt{\frac{2\alpha}{2\pi} \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta U}{r}\right)^2} = \frac{\Delta U}{r} \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} = \frac{U_E}{R} \frac{\pi^2}{2\alpha} \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} = \frac{U_E}{R} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \frac{1}{2^{1/4}} \frac{1}{b^{1/4}} = \frac{1,655}{b^{1/4}} \frac{U_E}{R}. \quad (21)$$

A második lépésben a középértékre azért kaptunk $1/2$ -et, mert a 2b ábra szerinti hullámalakot fél koszinusszal helyettesítettük. I_{eff}/I jóval kisebb, mint i/I , mert (21) számlálója kisebb, mint (20)-é, és $b^{1/4} > b^{1/2}$. A (21) képlet szintén megfelel várakozásainknak, mert a (10)-zel közvetlenül összevethető.

A hatásfok számítása van még hátra. Ehhez az egy teljes periódusra eső egyenáramú és váltakozó áramú munkát kell meghatározni. Előbbi $U_E I T$, utóbbi pedig a 2b — 2c ábra átalakításának megfelelően

$$\int_{-T/4}^{T/4} (U_E + \Delta U \cos \omega' t) \frac{\Delta U}{r} \cos \omega' t dt =$$



H965-3

3. ábra. A közelítő és a pontos összefüggések közötti eltérés a) az egyenfeszültségre, b) a periodikus csúcsáramra, c) a töltőáram effektív értékére, d) az egyenirányító hatásfokára

$$= U_E \frac{\Delta U}{r} \frac{2}{\omega'} + \frac{\Delta U^2}{r} \left[\frac{1}{2} t + \frac{1}{4\omega'} \sin 2\omega' t \right]_{-T/4}^{T/4}. \quad (22)$$

Innen a hatásfok (18) és (19) alkalmazásával

$$\eta = \frac{U_E I T}{\frac{\Delta U}{r} \frac{\alpha T}{\pi} \left(U_E \frac{2}{\pi} + \frac{\Delta U}{2} \right)} = \frac{1}{1 + \frac{\pi}{4} b}. \quad (23)$$

Eredményünk a (11) közelítéssel vehető össze.

A 3. ábra a közelítő és pontos értékek közötti relatív eltérést mutatja a folyási szög függvényében. A 3a ábra az U_E/U_0 -ra vonatkozik [(19 és (15)-ből számított eredmény (1) és (2)-vel összevetve]. Látható, hogy az eltérés még $\alpha=45^\circ$ -nál sem nagy, bár ott már rohamosan növekszik.

A 3b ábra i/I hibáját ábrázolja (20)-ból számítva a pontos (3) formula helyett. Itt már jelentősebb az eltérés. Az eltérést jellemző függvénykapcsolathoz akkor jutunk, ha a (9) kifejezésben a sorfejtéseket magasabb tagszámig kiterjesztjük. Ebből kiderül, hogy (9)-et $(1+k_1\alpha^2)$ -tel kell szorozni a pontosabb közelítés végett. Ez a szorzó $(1+2k_1b)$ -nek felel meg a (20) formulában. k_1 értékét megkeresve és (20) együtthatóját kis mértékben módosítva az

$$\frac{i}{I} = 3,384 \frac{1+0,29b}{\sqrt{b}} \quad (24)$$

kifejezéshez jutunk, amelynek hibája a 3b ábrán vonalvastagságon belül a vízszintes tengelybe esik.

A 3c ábra I_{eff}/I hibáját szemlélteti (21) és (4) összehasonlítása esetén. A fenti gondolatmenetet (10)-re alkalmazva most is kiadódik egy $(1+k_2\alpha^2)$ -es szorzó, aminek figyelembevételével (21) módosítható:

$$\frac{I_{\text{eff}}}{I} = 1,646 \frac{1+0,135b}{b^{1/4}} \quad (25)$$

Az így számított hiba ismét vonalvastagságon belül a tengelybe esik.

Végül a hatásfok közelítésének hibáját mutatja a 3d ábra, összehasonlítva (23)-at és (5)-öt. A hiba nem nagy, de tovább csökkenthető, ha (23)-ban b együtthatójául $\pi/4$ helyett 0,84-et választunk:

$$\eta = \frac{1}{1+0,84b} \quad (26)$$

Méretezési képletek

Eddigi számításainkban néhány egyszerűsítő feltevessel éltünk:

- egyutas egyenirányítót vizsgáltunk;
- elhanyagoltuk a dióda küszöbfeszültségét,
- végtelen kapacitású pufferkondenzátort tételeztünk fel.

A gyakorlatban használatos teljesítmény-egyenirányítók többnyire kétutasak, de nagyobb teljesítmények esetén nem ritka a 3, illetve 6 fázisú megoldás. Eredményeinket ezekre az esetekre is kiterjeszthetjük, ha meggondoljuk, hogy a (12) összefüggésnek értelemszerűen mindig teljesülnie kell: n utas egyenirányító esetén (12) bal oldalát n -nel kell szorozni. A további számítások során n átkerül a jobb oldalra osztónak, tehát az alább következő (29)...(32) összefüggéseknek a nevezőjében találjuk.

A dióda küszöbfeszültségét U_E/U_0 , illetve η számításakor kell figyelembe vennünk. Nyilvánvaló, hogy U_E helyett U_E+mU_K -t kell írunk, ahol U_K a dióda küszöbfeszültsége és általában $m=1$, de

hidkapcsolás esetén — ahol mindig 2-2 dióda kapcsolódik sorba — $m=2$. U_K meghatározása nem is könnyű feladat: az i csúcsáramig mért U_F-I_F nyitó-karakterisztikából kell extrapolálni.

Véges kapacitású pufferkondenzátor esetén két új jelenséggel kell számolnunk: az egyenfeszültség hullámossá válik és növekvő hullámosság esetén a 2a ábrán látható töltési görbe egyre aszimmetrikusabban helyezkedik el a koszinusz-görbéhez képest, azaz $\delta \neq 0$. Írható, hogy [2]

$$\text{tg } \delta = \frac{\frac{\pi}{n} - \alpha}{\omega CR \text{tg } \alpha} \quad (27)$$

Mindaddig, amíg $\delta \leq 8^\circ$, az e dolgozatban leírt összefüggések pontossága legfeljebb 1%-ot romlik. Ha $\delta > 8^\circ$, célszerű a [2] munka összefüggéseit használni.

A hullámosság nagyon egyszerűen számítható. A kisülési görbét mindig lineárisnak tekinthetjük, ezért

$$U_h = \frac{I}{C} T\gamma; \quad \gamma = \frac{1}{n} - \frac{\alpha}{\pi} = \frac{1}{n} - \frac{\sqrt{2b}}{\pi}, \quad (28)$$

ahol U_h a hullámosság csúcstól csúcsig vett értéke. Foglajjuk össze méretezési képleteinket:

$$b = 2,3 \left(\frac{r}{nR} \right)^{2/3}, \quad (29)$$

$$U_E = \frac{U_0}{1+b} - mU_K, \quad (30)$$

$$\frac{i}{I} = \frac{3,49}{n\sqrt{b}}, \quad (31)$$

$$\frac{I_{\text{eff}}}{I} = \frac{1,655}{n^{1/2}b^{1/4}}, \quad (32)$$

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{\pi}{4}b} \left(1 - \frac{U_K}{U_E} \right), \quad (33)$$

$$U_h = \frac{I}{fC} \left[\frac{1}{n} - \frac{\sqrt{2b}}{\pi} \right]. \quad (34)$$

Itt nem használtuk a (24)...(26) finomabb közelítéseket, mert több, nehezen figyelembe vehető tényező amúgy is rontja a pontosságot. Ezek egyike az, hogy a dióda karakterisztikája nem törtlineáris, de hőmérsékletfüggő; másika pedig, hogy a hálózati feszültség nem tiszta szinuszos és egyre kevésbé az, ahogy a tirisztoros fogyasztók szaporodnak.

I R O D A L O M

- [1] Kammerloher, J.: Hochfrequenztechnik III. Gleichrichtertechnik. Winter'sche Verlagshandlung, Leipzig, 1942.
- [2] Lieders, A.: Single phase rectifier circuits with CR filters. Part 1. Electronic Components and Applications, Vol. 1. 1979/3, p. 153—163.
- [3] Barta István: Rádiókészülékek és erősítők. Tankönyvkiadó, Budapest, 1956.