

Domén-üzemű Gumi-oszcillátorok vizsgálata

ETO 621.373.61

A Gumi dióda megjelenése a félvezetők alkalmazási területét tovább bővítette, számos mikrohullámú alkalmazásban lehetővé vált az eddig szokásos klisztron-oszcillátorok helyettesítése a kisebb teljesítmény és helyigényű Gunn-diódákkal [8].

Vizsgálataink alapvető céljával tűztük ki, hogy:

- Elméleti megfontolásokra építve egy általánosan használható eljárást találjunk domén-üzemű Gunn-oszcillátorok teljesítmény szempontjából optimális beállításának meghatározására a dióda karakterisztikájának és egyes paramétereinek alapján (optimalizálás),
- egy adott domén-üzemű Gunn-oszcillátorról meg tudjuk határozni, milyen munkapontban rezeg (analízis).

E célok eléréséhez egyrészt a domén-üzemmódok szigorú rendszerezésére volt szükség. Segédeszközül a leíró függvények alapján a hely- és teljesítménygörbéket választottuk, melyek tulajdonságaira és törvényszerűségeire rámutattunk.

Jelölések

Itt ismertetjük a későbbiekben gyakrabban előforduló jelöléseket.

- f az oszcillátor frekvenciája,
- f' f -nek a domén áthaladási frekvenciára, $1/T_D$ -re, normalizált értéke,
- f_i az áramimpulzusok ismétlődési frekvenciája,
- I_T a küszöbfeszültséghez tartozó áram,
- I_V az $I(U)$ karakterisztika völgyárama, áramegység,
- q a harmonikus sorszám, f és f_i viszonya,
- T_D domén áthaladási idő,
- T_i az áram periódusideje,
- U_B a dióda előfeszültsége,
- U_S kioltási feszültség,
- U_T a dióda küszöbfeszültsége, mely feszültségégyeséggént is szerepel. Az összes többi feszültséget erre normalizáltuk.

1. Elvi megfontolások és számítógépi eredmények

1.1 Bevezetés

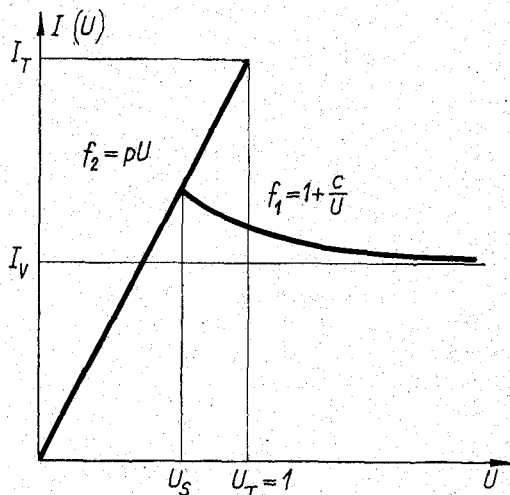
Mint ismeretes, n -típusú GaAs-kristályban a töltéshordozók sebességének télerősségfüggése $v(E)$, „ N ” alakú görbe [1], [2]. A $v(E)$ függvény ismeretében a Robrock által megadott módon [3] előállítható a dióda $I(U)$ áram-feszültség jelleggörbéje. Az $I(U)$ függvénynek hiszterézise van. Idealizált, ill. analitikus számításra alkalmas alakjaival több szerzőnél is találkozhatunk [1], [4], [5]. A későbbiek és illusztráció céljából a Hobson által adott változatot

mutatjuk be (1. ábra), analitikus vizsgálatainkat e jelleggörbe segítségével végeztük.

Ha a diódára egyenfeszültséget kapcsolunk, azt növelve kezdetben monoton (közel arányosan) növekvő áramot mérhetünk egészen az U_T küszöbfeszültség eléréséig. A katód, vagy annak környezetéből való doménkilépés bekövetkezésekor az áram lecsökken és mindaddig körülbelül azonos szinten marad, míg a domén jelen van a diódában. Ismét megnő az áram, ha a diódában haladó domén megérkezik az anódra, vagy ha a domént a feszültség U_S kioltási feszültség alá való csökkentésével elnyomjuk.

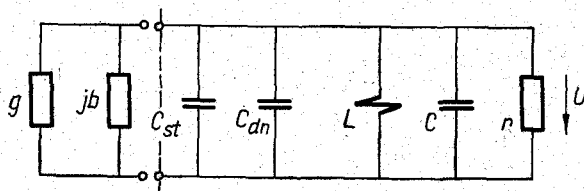
Meg kell jegyezni, hogy az áram-feszültség jelleggörbe használata együtt jár azzal a feltevéssel, hogy a domén keletkezésének, feloldódásának, ill. elnyomásának ideje elhanyagolható élettartamához képest. Ez az elhanyagolás kb. az X -sáv felső határáig engedhető meg.

A 2. ábrán L , C és r az oszcillátor beredukált terhelő üregrezonátorának helyettesítő képét adják. C_{st} és C_{dn} a dióda statikus, ill. doménkapacitása, a továbbiakban mindkettőt összevonjuk a rezonátort helyettesítő koncentrált elemekkel. A dióda vezérlését a diódára kapcsolt U_B előfeszültség és az erre



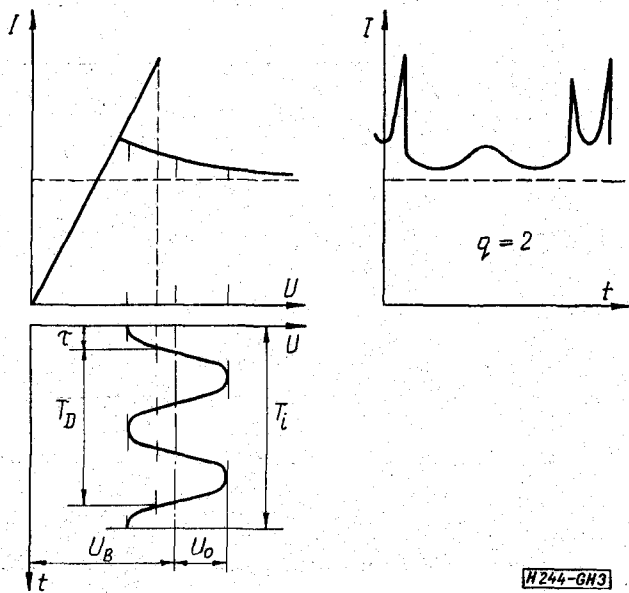
[H244-6H1]

1. ábra. Hobson $I(U)$ karakterisztikája



[H244-6H2]

2. ábra. Az oszcillátor helyettesítőképe



3. ábra. A nagyfeszültségű késleltetett üzemmód áramalakja és feszültségviszonyai

szuperponált, a rezonátor kapcsain jelentkező, U_0 amplitúdójú váltakozófeszültség adja. A rezonátor váltakozó feszültségét, ha terhelt jósági tényezője elegendően nagy, szinuszosnak vehetjük. Több harmonikkussal való egyidejű vezérléssel pl. [6] foglalkozik. Nem vizsgáljuk az ún. többszörös domének esetét sem. Ezt a kérdést, azaz ha a diódában több domén jelenléte is megengedett, pl. [7] tárgyalja.

A dióda admittanciaszámításához tulajdonképpen az $I(U)$ karakterisztikához tartozó leírófüggvényt kell meghatározni: az áram Fourier-analízisét elvégezve a megfelelő harmonikus valós és képzetes részét állíthatjuk elő, melyeket a szinuszos feszültség U_0 amplitúdójával osztva kapjuk az eszköz $y = g + jb$ admittanciáját. Adott eszköznél y függvénye lesz

az U_B előfeszültségnek,
az U_0 amplitúdónak,
és az f frekvenciának.

Ezek függvényében vizsgálódva helygörcbeseregek sorozatát állíthatjuk elő. E helygörcbákat jól rendszerezve lehetővé válik, hogy

- i) képet kapjunk a dióda viselkedéséről, hangolási tartományáról, aktív vagy passzív voltáról.
- ii) Ha adott egy rezgő oszcillátor, ismerve a diódát és beállítását, megmondhatjuk, milyen amplitúdóval és frekvencián történik a rezgés, hiszen ennek feltétele:

$$\begin{aligned} y_{\text{eszköz}} + Y_{\text{rezonátor}} &= 0, & \text{vngyis} \\ -y_{\text{eszköz}} &= Y_{\text{rezonátor}} \end{aligned} \quad (1)$$

$y = -y_{\text{eszköz}}$ jelöléssel: $y(U_0, f) = Y_r(f)$. A munkapont megkereséséhez az adott eszköz (a dióda), adott U_B előfeszültséghez tartozó helygörcbeseregére rá kell fektetni a rezonátor helygörcbéjét és megkeresni azzal az $f = \text{állandó}$ eszköz görbéjével a metszéspontot, melynél a két görbe frekvencia-paramétere megegyezik.

iii) Ha a jelen munkában szintén tárgyalt teljesítménygörcbék alapján megállapítjuk, milyen U_B, U_0 ,

f paraméterű pontokat célszerű választani a maximális teljesítmény elérése érdekében, a helygörcbék alapján előírhatjuk a rezonátor optimális admittanciáját.

1.2 Domén üzemi Gunn-oszcillátorok üzemmódjainak vizsgálata a vázolt modell alapján

A feszültségviszonyoktól, ill. attól függően, hogy a diódán átfolyó áramimpulzus a domén elnyomásának, vagy feloldódásának a következménye, meg kell különböztetnünk az oszcillátor üzemmódjait.

1.21 Késleltetett üzemmód

A domén áthaladásának ideje, a katódtól az anódig T_D . Számításainkban a feszültségfüggés elhanyagolásával T_D -t állandónak vettük. A késleltetett üzemmód működési határait a 3. és 4. ábra alapján állapíthatjuk meg. Hobson karakterisztikáját normalizált léptékekkel tüntettük fel. Az ún. csúcs-völgy viszony a küszöbáram és a doménes ág aszimptotájának hányadosa $p = I_T/I_V$, azaz számértéke a normalizálás következtében megegyezik I_T -vel. (I_V származtatásáról ld. pl. [4], [5].) A dióda sarkain lévő feszültség:

$$u(t) = U_B - U_0 \cos 2\pi q f t \quad (2)$$

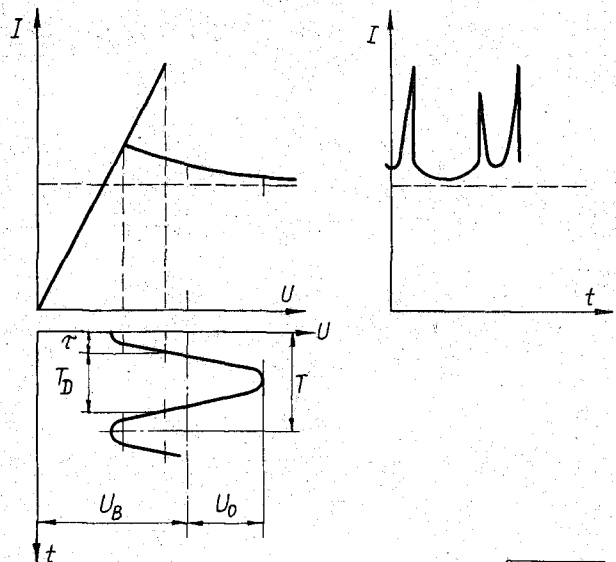
Attól függően, hogy a $t=0$ feszültségminimum-helyen $u(t)$ nagyobb, vagy kisebb, mint az U_S kioltási feszültség, megkülönböztetjük az ún. nagyfeszültségű és kisfeszültségű késleltetett üzemmódokat.

1.211 Nagyfeszültségű késleltetett üzemmód

Ez az eset látható a 3. ábrán. A dióda feszültsége $t = \tau$ időpontban éri el a küszöböt, ekkor lép ki a katódról.

$$\tau = \frac{1}{2\pi f q} \text{Arc cos} \frac{U_B - 1}{U_0} \quad (3)$$

Késleltetett üzemmódban a doménnek akkor kell az anódra érkeznie, amikor a feszültség pillanatértéke



4. ábra. A kisfeszültségű késleltetett üzemmód áramalakja és feszültségviszonyai

alatta van a küszöbnek. Ismételt megjelenése így késik, míg $u(t)$ újra eléri a küszöböt. Ezért az üzemmód határai:

$$\tau + T_D > T_i - \tau \quad (4)$$

és

$$T_D < T_i \quad (5)$$

Mivel a rezonátor feszültsége g -szoros frekvenciájú, ebben az üzemmódban az oszcillátor f frekvenciája a

$$\frac{q}{2\tau + T_D} < f < \frac{q}{T_D} \quad q = 1, 2, 3 \dots \quad (6)$$

tartományokba eshet. Későbbi formuláink egyszerűsítése érdekében q és b számításához válasszuk időegységként $t_e = T_i/2\pi$ -t. Ezzel $T'_i = \frac{T_i}{T_i/2\pi} = 2\pi$, azaz a periódusidőt „rögzítettük”. (Ezzel szemben a helygörbék vizsgálatánál más normalizálás lesz célravezető.) Mivel az oszcillátor különböző rezgési frekvenciáin T_D és T_i viszonya más, tehát itt T_D -t kell változóknak tekintenünk, azaz:

$$T_D = T_i - 2w\tau \quad (7)$$

ill. az előbbi normalizálás szerinti alakban

$$T'_D = \frac{T_D}{T_i/2\pi} = \frac{T_D}{T_i} 2\pi = 2\pi - \frac{T_i - 2w\tau}{T_i} 2\pi = 2\pi - 2w\tau, \quad (8)$$

ahol miközben w 0-tól 1-ig változik, végigsöprünka (6) által megszabott frekvenciatartományon. A g és b számításához felírt integrálokban a későbbiekben külön jelzés nélkül ezt a normalizálást fogjuk használni. A továbbiakban admittancia alatt mindig az $y = -y_e$ -t értjük, így

$$y = \frac{\int i \cos qt \, dt}{\pi U_0} - j \frac{\int i \sin qt \, dt}{\pi U_0} \quad (9)$$

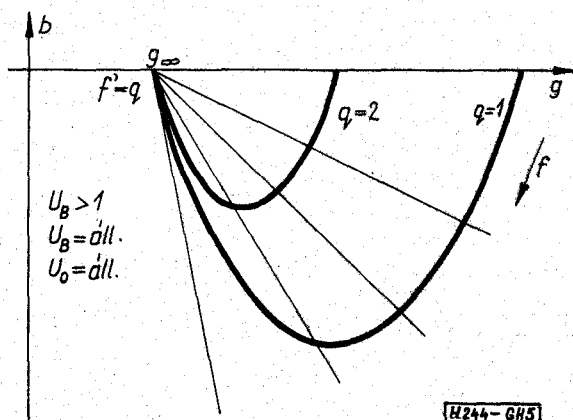
A két folytonos szakaszból álló $I(U)$ karakterisztika doménés szakaszát jelölje $f_1(U)$, domén

nélküli szakaszát pedig $f_2(U)$. Így g és b a következőképpen írható:

$$\begin{aligned} g &= \frac{1}{U_0\pi} \int_{\tau}^{\tau+2\pi} i(t) \cos qt \, dt = \\ &= \frac{1}{U_0\pi} \left[\int_{\tau}^{\tau+T_D} f_1(U_B - U_0 \cos qt) \cos qt \, dt + \right. \\ &\quad \left. + \int_{\tau+T_D}^{\tau+2\pi} f_2(U_B - U_0 \cos qt / \cos qt \, dt \right] \quad (10) \end{aligned}$$

és

$$\begin{aligned} b &= \frac{-1}{U_0\pi} \int_{\tau}^{\tau+2\pi} i(t) \sin qt \, dt = \\ &= \frac{-1}{U_0\pi} \left[\int_{\tau}^{\tau+T_D} f_1(U_B - U_0 \cos qt / \sin qt \, dt + \right. \end{aligned}$$



5. ábra. A nagyfeszültségű késleltetett üzemmód helygörbéi

$$+ \int_{\tau+T_D}^{\tau+2\pi} f_2(U_B - U_0 \cos qt / \sin qt \, dt \right] \quad (11)$$

E kifejezések a frekvenciafüggést T_D -ben tartalmazzák.

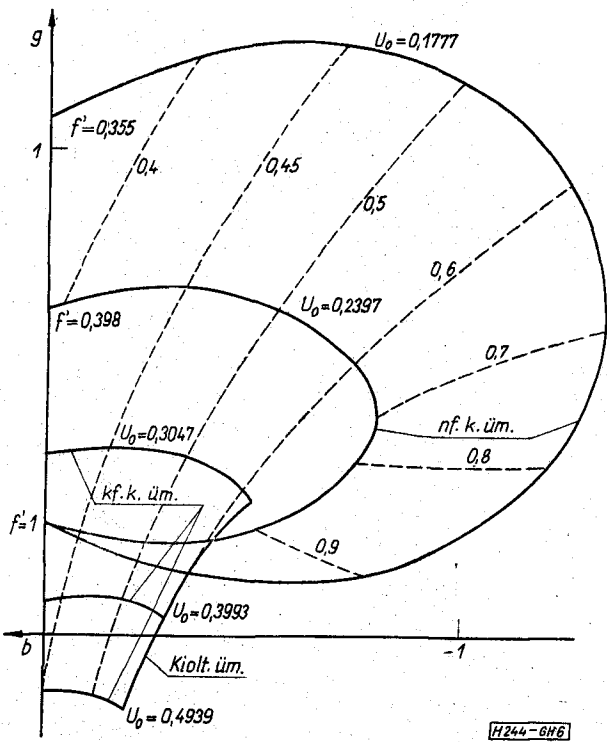
Az $f_1(U) = 1 + \frac{c}{U}$ és $f_2(U) = pU$ összefüggésekkel, tehát Hobson modelljével nyerhető g -re és b -re közzöljük az analitikus eredményeket a 3.1 függelékben. Az így nyert $g(f)$ és $b(f)$ -et helygörbével ábrázolva kapjuk az 5. ábrát. A frekvenciatartományok felső határain $f=q$ -nak adódik. Vizsgáljuk először a $q=1$ esetet! A hangolhatóság határain az $I(U)$ karakterisztika által mutatott hiszterézis eltűnik. Az alsó határnál ugyanis a domén ugyanazon $u(t)$ -nél keletkezik és oldódik fel, a felső határhoz közeledve pedig a domén nélküli szakasz ideje tart 0-hoz. Ennek következménye, hogy a hangolási határokon a dióda admittancia képzetes része, $b=0$. A két határ között hiszterézis van, így ha f változik, $|b(f)|$ maximumot ér el.

A $g/f' = i$ értéket a későbbiek miatt jelöljük g_{∞} -el. Ha f' más természetes szám, a munkapont akkor is csak a doménés szakaszon van, tehát g_{∞} minden különböző q -jú görbének közös pontja.

Vizsgáljuk meg a $q > 1$ eseteket is. Növekvő q -val a relatív hangolhatóság csökken, ha $g \rightarrow \infty$, a görbe ponttá szugorodik. Ezen elméleti határesetben $T_D \rightarrow T_i$, azaz a teljes periódusidőben van domén, ez a pont a már bevezetett g_{∞} , innen a ∞ index.

A 3.2 függelékben megmutatjuk, hogy a különböző q -hoz tartozó helygörbék hasonlósági helyzetben levő hasonló görbék és hasonlósági pontjuk g_{∞} , valamint hogy a helygörbék megfelelő pontjainak g_{∞} -tól való távolságai úgy aránylanak egymáshoz, mint a hozzájuk tartozó q -k reciprocai. Ebből már az is következik, hogy g_{∞} -be a görbék azonos érintővel futnak be. Bebizonyítjuk azt is, hogy a g_{∞} ponton átmenő, és a helygörbéket metsző egyenesek a helygörbék azonos törtrésztű frekvenciaparaméterhez tartozó pontjait kötik össze, ha a frekvenciát $1/T_D$ -re normalizáljuk.

E megállapítások alapján a magasabb harmonikusokhoz tartozó helygörbék egyszerű szerkesztési eljárás



6. ábra. A dióda helygörbeseregére Hobson modelljével, $U_B = 0,9222$ esetén ($U_S = 0,65$, $p = 2$, $c = 0,195$)

rással előállíthatók a $q=1$ paraméterű görbe ismeretében, mégpedig tetszőleges, két folytonos szakaszból álló $I(U)$ karakterisztika esetén. Ezért érdemes a g_{-} -ről külön megemlékezni.

1.212 Kisfeszültségű késleltetett üzemmód

Mint a 4. ábrán látható, itt $u(t)$ pillanatértéke U_S alá csökkenhet, természetesen csak a domének az anódra érkezését követően. Következésképpen ennek, hogy a rezonátor csak alapharmonikuson rezeghet, azaz hogy csak $q=1$ lehetséges. A működés határai itt a

$$\tau + T_D > T - \tau \tag{12}$$

és

$$\tau + T_D < T - \vartheta \tag{13}$$

egyenlőtlenségekből adódnak, ahol

$$\vartheta = \frac{1}{2\pi f} \text{Arc cos } \frac{U_B - U_S}{U_0} \tag{14}$$

és τ megegyezik a (3)-ból számítottal. A frekvenciatartomány tehát, melyben kisfeszültségű késleltetett üzemmódú működés lehetséges:

$$\frac{1}{2\tau + T_D} < f < \frac{1}{\tau + \vartheta + T_D} \tag{15}$$

Ez a sáv keskenyebb annál, mint amit a nagyfeszültségű késleltetett üzemmódnál kaptunk $q=1$ esetben. A frekvenciát a felső határra, vagy azon túl növelve, az oszcillátor kioltási üzemmódban működik tovább. Az $y = g + jb$ dióda-admittancia menete a 6. ábrán látható, a többi üzemmóddal együtt.

1.22 Kioltási üzemmód

Ebben az üzemmódban a domént, még az anódra érkezése előtt elnyomja az U_S kioltási feszültség alá csökkenő pillanatnyi feszültség. A domén nem halad végig a diódán, élettartama tehát rövidebb, mint a késleltetett üzemmódokban volt. Ennek megfelelően, a diódajellemzőnek tekintett T_D itt csak az alsó frekvenciahatárt szabja meg:

$$\tau + T_D > T - \vartheta \tag{16}$$

azaz

$$f > \frac{1}{\tau + \vartheta + T_D} \tag{17}$$

ahol τ és ϑ megegyezik a késleltetett üzemmódnál bevezetettel. A felső frekvenciahatár a dióda hosszának kihasználása (a domén élettartamának viszonya T_D -hoz) és az itt elhanyagolt doménkeletkezési és elnyomási idők határozzák meg, ezzel nem foglalkozunk. Kezelésükről lásd pl. [9], [10].

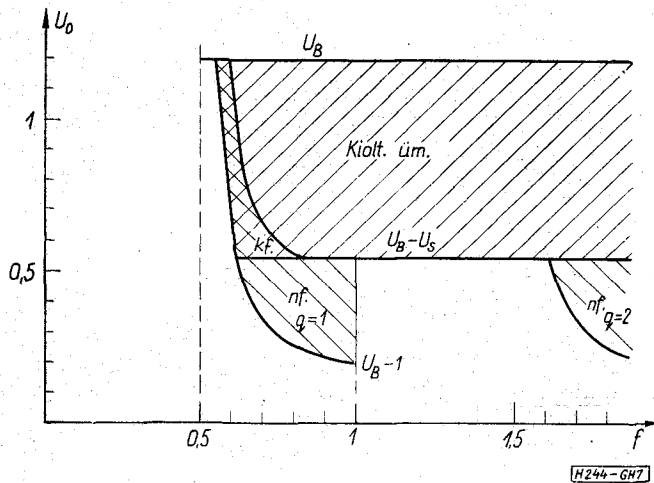
Eltérően a késleltetett üzemmódtól itt $y = g + jb \neq y(f)$, mivel az áramimpulzusok alakja nem frekvenciafüggő (nincs kötött T_D). Így a kioltási üzemmód helygörbéje rögzített előfeszültség mellett egyetlen vonal, mely egyúttal a kisfeszültségű késleltetett üzemmód határgörbéje is. A 6. ábrán ezt a késleltetett üzemmód helygörbeseregévei együtt tüntettük fel, egy rögzített előfeszültségnél.

1.23 Az üzemmódok összefoglalása

Az előzőekben áttekintettük az üzemmódokat egyenként. Felírtuk frekvenciahatárait, nem említettük ugyan, hogy ezek, a bennük szereplő τ -on, ill. ϑ -n keresztül feszültségfüggők. A feszültségfüggés részletesebb vizsgálatával áttekinthetőbbé tehetjük az egyes üzemmódok egymással való kapcsolatát. Az így kapott eredményeket jól használhatjuk majd az oszcillátorok teljesítménymaximumának keresésénél is. Az üzemmódhatárok (6, 15, 17) egyenleteit átalakítva és ábrázolva az eredményeket a 7. és 8. ábra mutatja.

1.3 A helygörbék összefoglalása

Ezek a vizsgálatok elsősorban Hobson modelljére vonatkoznak. A 6. ábra alapján jól látható, hogy a



7. ábra. Az oszcillátor működési határai $U_B > 1$ esetén

kisfeszültségű késleltetett üzemmód helygörbéi a nagyfeszültségű késleltetett üzemmód helygörbe sorozatának folytatásaként adódnak. A szűkebb, felfelé korlátozott hangolási tartománynak megfelelően, jellegük a nagyfeszültségű görbék kezdeti szakaszához hasonló. A 6. ábrába berajzoltuk az azonos frekvenciájú pontokat összekötő görbét is. E görbék felutnak a kioltási üzemmód helygörbéjére is, de itt már csak az alsó frekvenciahatárt jelentik. A helygörbék jól mutatják, hogyan mennek át az egyes üzemmódok egymásba.

1.4 Teljesítménygörbék

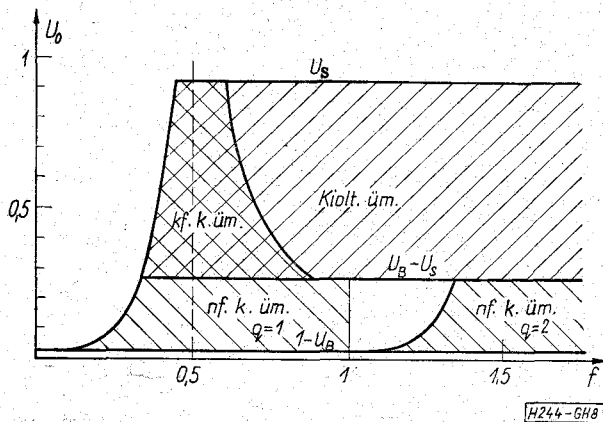
A dióda által leadott mikrohullámú teljesítmény

$$P = \frac{1}{2} U_0^2 g \quad (20)$$

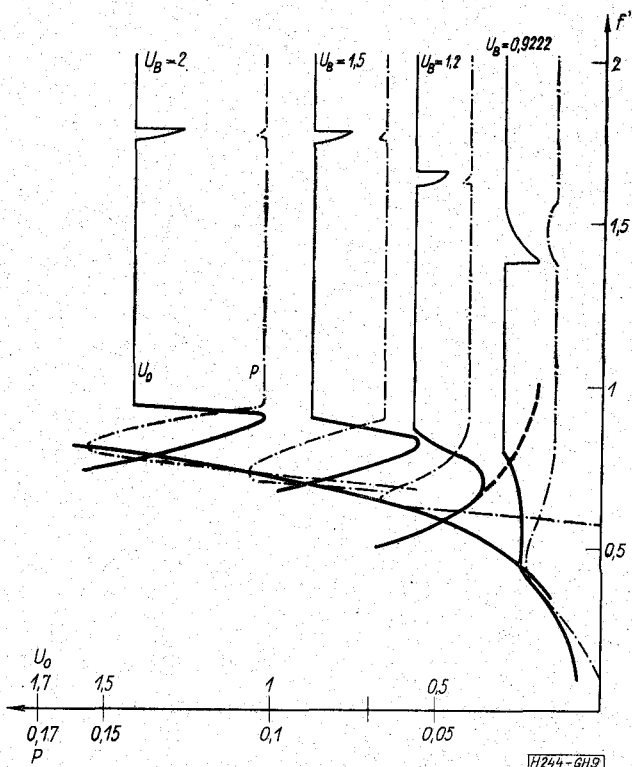
A maximális kivehető teljesítményt a frekvencia függvényében a 9. ábrán tüntettük fel.

Rögzített előfeszültség mellett minden frekvencián megkerestük a legnagyobb teljesítményt adó U_0 amplitúdót. Az így nyert $U_0(f)$ -et együtt tüntettük fel a hozzá tartozó $P_{max}(f)$ maximális teljesítménnyel. Ily módon bármely U_B előfeszültséghez előállíthatunk egy görbepárt, ül. megfelelően megválasztott előfeszültségekhez, egy görbesereget.

Ha egy adott eszköznél a maximális megengedhető pillanatnyi feszültség U_{max} , akkor az amplitúdó maximumát $U_{max} - U_B$ -re korlátozza. További korlátozást jelent az eszköz megengedett disszipációja. A görbesereg ismeretében, egy adott dióda és frekvencia esetén, a maximális teljesítményt és az eléréséhez szükséges beállítást a következők szerint határozhatjuk meg. Megkeressük, hogy az adott frekvencián mely U_B -hez tartozó teljesítménygörbén található a legnagyobb teljesítmény. E görbéről leolvashatjuk az U_B előfeszültséget, az U_0 amplitúdót és az oszcillátor üzemmódját is. Az így nyert adatok és az előzőleg tárgyalt helygörbék ismeretében megadhatjuk a rezonátortól megkívánt $y = g + jb$ admittanciát az adott frekvencián. A rezonátor adatainak megállapításánál figyelembe kell vennünk, hogy jósági tényezője elegendően nagy legyen adott terhelés esetén is.



8. ábra. Az oszcillátor működési határai $U_B < 1$ esetén



9. ábra. Teljesítménygörbék

Teljesítménygörbéink jó összhangban vannak Andrejev és Kotyikov [11], valamint Gough és Smith [9] eredményeivel. Az említett szerzők vizsgálataikat részben egyszerűbb modellel és szűkebb üzemmódkészlettel végezték.

2. Összefoglalás

A kitűzött feladatokat megoldottuk:

Eljárást adtunk a domén üzemi Gunn-oszcillátor analízisére és teljesítmény szempontjából optimális tervezésére a dióda $I-U$ karakterisztikája és néhány paramétere alapján. Ezzel kapcsolatban megvizsgáltuk az egyes üzemmódokat, helygörbéket, teljesítménygörbéket. Az előzőekben szereplő konkrét hely- és teljesítménygörbék a Hobson által megadott karakterisztikára vonatkoztak. Megvizsgáltunk még további öt változatot is, és a következőket tapasztaltuk: A teljesítmény maximum értékét, a hangolhatóságot és a kisfeszültségű késleltetett üzemmód szerepét elsősorban a domén nélküli szakasz határozza meg, emellett az utóbbi kettőt U_s értéke is befolyásolja. Mivel a domén nélküli szakasz lefutása (ellentétben a doménessel) viszonylag egyszerűen mérhető, e mérési eredmények felhasználásával már jó képet kaphatunk a teljesítmény maximum értékéről. A méréssel felvett karakterisztika ágat többféleképpen közelíthetjük, pl. a közölt Hobson karakterisztikával is, így az ezzel kapott eredmények is közvetlenül felhasználhatók. A numerikus számítások elvégzésére és az eredmények ábrázolására az ESZK RAZDAN 3 gépre programrendszert készítettünk mely tetszőleges, két folytonos szakaszból álló $I-U$ karakterisztika feldolgozására alkalmas.

3. Függelék

3.1 A diódaadmittancia számítása Hobson modellje alapján

A (10)-ben szereplő f_1 és f_2 :

$$f_1(U) = 1 + \frac{c}{U} \quad f_2(U) = pU$$

Ezzel

$$g = \frac{1}{U_0 \pi} \left[\int_{\tau}^{\tau+T_D} \left(1 + \frac{c}{U_B - U_0 \cos qt} \right) \cos qt \, dt + \int_{\tau+T_D}^{\tau+2\pi} p(U_B - U_0 \cos qt) \cos qt \, dt \right] \quad (19)$$

és

$$b = \frac{-1}{U_0 \pi} \left[\int_{\tau}^{\tau+T_D} \left(1 + \frac{c}{U_B - U_0 \cos qt} \right) \sin qt \, dt + \int_{\tau+T_D}^{\tau+2\pi} p(U_B - U_0 \cos qt) \sin qt \, dt \right] \quad (20)$$

A hosszadalmas számítás mellőzésével a végeredmény: (A q -ben szereplő $\int \frac{\cos x}{1 - A \cos x} dx$ típusú integrál $\operatorname{tg} \frac{x}{2}$ helyettesítéssel számítható, de megtalálható pl. [12]-ben.)

$$g = \frac{1}{U_0 \pi} \left\{ \frac{\sin qt}{q} + \frac{2c}{q U_0 \sqrt{1 - \left(\frac{U_0}{U_B}\right)^2}} \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{U_B + U_0}{U_B - U_0}} \operatorname{tg} \frac{qt}{2} \right) - \frac{c \cdot t}{U_0} \Big|_{\tau}^{\tau+T_D} + \frac{p U_B}{q} \sin qt - \frac{p U_0}{2} \left(t + \frac{\sin 2qt}{2q} \right) \Big|_{\tau+T_D}^{\tau+2\pi} \right\} \quad (21)$$

$$b = \frac{-1}{U_0 \pi} \left\{ \frac{-\cos qt}{q} + \frac{c}{U_0 q} \ln |U_B - U_0 \cos qt| \Big|_{\tau}^{\tau+T_D} - \frac{p U_B}{q} \cos qt + \frac{p U_0}{2} \frac{\cos 2qt}{2q} \Big|_{\tau+T_D}^{\tau+2\pi} \right\} \quad (22)$$

A 3.2 pont alapján belátható, hogy a g -ben szereplő $\operatorname{Arctg} \left(\sqrt{\frac{U_B + U_0}{U_B - U_0}} \operatorname{tg} \frac{qt}{2} \right)$ kifejezésnek $[\tau, \tau + T_D]$ -ban q számú, $-\pi$ nagyságú ugrása van. q számításánál ezt a $\frac{2c}{U_0 \sqrt{1 - \frac{U_0^2}{U_B^2}}}$ tag hozzáadásával kell figyelem-

be venni. Ebből a nagyfeszültségű késleltetett üzemmódnál bevezetett $g_{\infty} = \lim_{f \rightarrow q} g$, vagy a $g_{\infty} = \lim_{T_D \rightarrow 2\pi} g$ határátmenettel nyerhető és

$$g_{\infty} = \frac{2c}{U_0^2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{U_0}{U_B}\right)^2}} - 1 \right) \quad (23)$$

Ha $3U_0 < U_B$, akkor

$$g_{\infty} \approx \frac{2c}{2U_B^2 - U_0^2} \quad (24)$$

A q -re, b -re kapott összefüggésekkel természetesen a kisfeszültségű késleltetett üzemmód is számítható. A kioltási üzemmód a kisfeszültségű késleltetett üzemmód határeseteként adódik.

3.2 A hasonlósági pont létezésének bizonyítása és tulajdonságainak vizsgálata

A (7) összefüggést a következőképpen alakíthatjuk át:

$$T_D = T_i - 2w\tau = T_i \left(1 - \frac{2w\tau}{T_i} \right) = T_i \left(1 - \frac{wA}{q} \right) = T_i \frac{q - wA}{q},$$

azaz az integrálokban használt normalizálás szerint $T_D = 2\pi \frac{q - wA}{q}$. Tegyük fel, hogy az $I(U)$ karakterisztika ágai folytonosak. Így $f_1(U)$ folytonos $[U_B - U_0, U_B + U_0]$ -ban és $f_2(U)$ $[U_B - U_0, 1]$ -ban. Az $f_k(U_B - U_0 \cos qt) = f_k(\cos qt)$ transzformációval ($k=1,2$) $[U_B - U_0, U_B + U_0]$ -ot $[-1, +1]$ -ba képezhetjük le és itt f_k^* is folytonos.

b -t az $-\int f_k^*(\cos qt) \sin qt \, dt$ integrál segítségével számíthatjuk ki és ez $-\frac{1}{q} \int f_k^*(\cos qt) \sin qt \, dqt$ alakban is írható. Végezzük el az $x = \cos qt$ helyettesítést, ennek feltételei teljesülnek. Ezzel $dqt = -\frac{dx}{\sin qt}$

és így az $\frac{1}{q} \int f_k^*(x) dx$ alakra jutunk. Ezt $\frac{1}{q} F_k^*(x)$ -ként is írhatjuk, ahol F_k^* az $f_k^*(x)$ primitív függvénye.

$F_k^*(x)$ létezik és folytonos $\left[-1, \frac{1 - U_B}{U_0}\right]$, ill. $[-1, +1]$ -ban, hiszen itt f_k^* is folytonos. Így

$$b = \frac{1}{U_0 \pi q} \sum_{k=1}^2 [F_k^*(x)]_{A_k^*}^{B_k^*} = \frac{1}{U_0 \pi q} \sum_{k=1}^2 [F_k^*(\cos qt)]_{a_k}^{b_k} \quad (25)$$

ahol

$$a_1 = \tau = \frac{\pi A}{q}, \quad a_2 = b_1 = \tau + T_D = \frac{\pi A}{q} + 2\pi \frac{q - wA}{q}$$

és

$$b_2 = \tau + 2\pi = \frac{\pi A}{q} + 2\pi.$$

Ha $F_k^*(\cos qt)$ -be a_1 -et helyettesítünk, q kiesik, $b_1 = a_2$ -t helyettesítve

$$F_k^* = [\cos(A\pi + 2\pi q - 2\pi wA)] = F_k^* \{ \cos[(1 - 2w)\pi A + 2\pi q] \} - t,$$

b_2 -t helyettesítve pedig

$$F_2^* [\cos(A\pi + 2\pi q)] - t$$

kapunk és ezek q -tól függetlenek a koszinusz függ-

vény 2π periodikus volta miatt. Fentiek alapján b -t $b = K_B \frac{1}{q}$ alakban írhatjuk, ahol $K_B = K_B(w)$ független q -tól. Jól látszik, hogy a különböző felharmonikusokhoz tartozó b szuszceptanciák, változatlan w mellett q reciprokával arányosak.

Vizsgáljuk most g -t.

Ehhez az $\frac{1}{q} \int f_k^*(\cos qt) \cos qt \, dq$ alakú integrál kiszámítására van szükség. $z = \operatorname{tg} \frac{qt}{2}$ helyettesítéssel ez $\frac{1}{q} \int f_k^* \left(\frac{1-z^2}{1+z^2} \right) \frac{1-z^2}{1+z^2} \frac{2dz}{1+z^2}$ -ként, ill. bevezetve a $h_k(z)$ függvényt $\frac{1}{q} \int h_k(z) dz = \frac{1}{q} H_k(z)$ alakban írható. Mivel $f_k^*[-i, +i]$ iii. $\left[-1, \frac{1-U_B}{U_0}\right]$ -ban folytonos, $h_1(z)$ mindenütt, $h_2(z)$ pedig a megfelelő tartományban folytonos, ugyanis bármely z -re f_k^* argumentuma $[-1, +1]$ -ba esik. A $z = \operatorname{tg} \frac{qt}{2}$ helyettesítés feltételei $\operatorname{tg} \frac{qt}{2}$ szakadásai miatt csak szakaszonként teljesülnek, ezért

$$g = \frac{1}{U_0 \pi q} \sum_{k=1}^2 \left[H_k \left(\operatorname{tg} \frac{qt}{2} \right) + \text{szakadások} \right]_{a_k}^{b_k}. \quad (26)$$

A határok megegyeznek az előbbiekkal. Most a $\frac{qt}{2}$ argumentum fele az előzőnek, de a g -re kapott összefüggésben a π -re periodikus tangens függvény szerepel, tehát $H_k \left(\operatorname{tg} \frac{qt}{2} \right)$ -ről ugyanazt elmondhatjuk, mint $F_k^*(\cos qt)$ -ről.

Vizsgáljuk meg $H_k \left(\operatorname{tg} \frac{qt}{2} \right)$ ugrásait. Be fogjuk látni, hogy ugrások csak a doménés szakaszon vannak, így elegendő $H_1(z)$ -vel foglalkozni. $H_1(z)$ függvény mindenütt folytonos, ugrást tehát csak $\operatorname{tg} \frac{qt}{2}$ eredményezhet, ahol $\frac{qt}{2} = \frac{\pi}{2} (2i+1)$, ($i=1, 2, \dots$). A tangens függvény itt $+\infty$ -ről $-\infty$ -re változik, tehát az ugrás értéke

$$S = H_1(+\infty) - H_1(-\infty) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_1(z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1^* \left(\frac{1-z^2}{1+z^2} \right) \frac{1-z^2}{1+z^2} \frac{2dz}{1+z^2}. \quad (27)$$

Ez az improprius integrál konvergens, mert $h_1(z)$ mindenütt folytonos és a $+\infty$ -ben úgy tart nullához, mint $1/z^2$. $\left(\frac{1-z^2}{1+z^2} \right)$ a végtelenben kostansként viselkedik).

Határozzuk meg, hogy $k=1$, ill. $k=2$ esetben hány szakadás esik az a_k, b_k határok közé. Kihasználjuk majd, hogy $0 \leq w \leq 1$, $0 < A < 1$ és hogy a szakadási helyek $\frac{\pi}{2} (2i+1)$ -nél vannak.

a) $k=1$, a doménés szakasz.

(26)-ba a_1 -et, b_1 -et helyettesítve:

$$\text{az alsó határnál } \frac{\pi}{2} A < \frac{\pi}{2},$$

$$\text{a felső határnál } \frac{\pi}{2} A + \pi(q-wA) =$$

$$= \frac{\pi}{2} (A + 2q - 2wA) \geq$$

$$\geq \frac{\pi}{2} (A + 2q - 2A) = \frac{\pi}{2} (2q - A) > \frac{\pi}{2} [2(q-1) + 1]$$

és

$$\frac{\pi}{2} (A + 2q - 2wA) < \frac{\pi}{2} (A + 2q) < \frac{\pi}{2} (2q + 1).$$

Tehát H_1 -nek az $[a_1, b_1]$ -ban q darab ugrása van.

b) $k=2$, a domén nélküli szakasz.

(26)-ba a_2 -t, b_2 -t helyettesítve:

$$\text{az alsó határnál } \frac{\pi}{2} (A + 2q - 2wA) > \frac{\pi}{2} [2(q-1) + 1],$$

megegyezik azzal, amit a $k=1$ eset felső határánál kaptunk,

a felső határnál $\frac{\pi}{2} (A + 2q) < \frac{\pi}{2} (2q + 1)$, tehát H_2 -nek $[a_2, b_2]$ -ban nincs szakadása. Így

$$g = \frac{1}{U_0 \pi q} \sum_{k=1}^2 \left[H_k \left(\operatorname{tg} \frac{qt}{2} \right) \right]_{a_k}^{b_k} - \frac{1}{U_0 \pi q} qS = K_G \frac{1}{q} - \frac{S}{U_0 \pi}, \quad (28)$$

ahol $K_G = K_G(w)$, független q -tól. Ha $q \rightarrow \infty$, $g \rightarrow \frac{-S}{U_0 \pi}$,

tehát $g_\infty = \frac{-S}{U_0 \pi}$. Ezek után érthető, hogy a domén nélküli szakasz miért nem ad szakadást: g_∞ -ben nem játszhat szerepet. Tehát

$$g - g_\infty = K_G \frac{1}{q}, \text{ vagyis ha } g \rightarrow \infty, g - g_\infty \rightarrow 0 \text{ és } g - g_\infty \text{-ek}$$

úgy aránylanak egymáshoz, mint a q -k reciprokai. Természetesen ennek feltétele a rögzített w (b -nél hasonlóan).

Vizsgáljuk meg, mit is jelent ez!

Már láttuk, hogy $T_D, T_D = \frac{q-wA}{q} T_i$ alakban írható

(ezúttal dimenziósan). Mivel $T_i = \frac{1}{f_i} = \frac{q}{f}$, $f' = \frac{f}{1/T_D} = q - wA$, azaz w rögzített volta az $1/T_D$ -re normalizált frekvenciák törtrészeinek azonosságát jelenti. Ezzel a bizonyítást befejeztük.

Köszönetnyilvánítás

Ez úton szeretnénk köszönetet mondani dr. Zombory László adjunktusnak (BME Elm. Vili. Tsz.), aki bevezetett minket a Gunn-oszcillátorok témakörébe és három éven át rendszeresen irányított a TDK munkánkat.

IRODALOM

- [1] Gunn, J. B.: Effect of Domain and Circuit Properties on Oscillations in GaAs, *IBM Journ. Res. Dev.* 10, 310—320. (1966).
- [2] Székely V.—Tarnag, K.: A Gunn-dióda. *Híradástechnika* 1969. 3. szám 65—77. old.
- [3] Robrock, B. R.: A Lumped Model for Characterizing Single and Multiple Domain Propagation in Bulk GaAs. *IEEE Transactions on Electron Devices ED—17*, 93—102. (1970).
- [4] Heinle, W.: Determination of Current Waveform and Efficiency of Gunn Diodes. *Electronics Letters* 3, 52—54 (1967).
- [5] Hobson, C. S.: The External Negative Conductance of Gunn Oscillators. *Solid-State Electronics* 12, 711—717. (1969).
- [6] Frey, W.: Influence of a Second Harmonic Voltage Component on the Operation of a Gunn Oscillator. *MOGA 70*. Amsterdam.
- [7] Harrison, R. I.—Denker, S. P.—Berger, H.: A Theoretical Appraisal of the Quenched Multiple Domain Mode in GaAs Microwave Diodes. *The Radio and Electronic Engineer* 37, 11—15. (1969).
- [8] Dr. Berceli, T.—Sellei, T.—Nagy, W.: Gunn-oszcillátorok új fejlesztési eredményei. TKI Intézeti tanulmány; Mikrohullámú összeköttetések, 1. kötet. Budapest, 1971.
- [9] Cough, R. A.:—Smith, R. B.: The Behaviour of a Gunn Oscillator in the Domain-Delayed Mode. *Research Reports University of Bradford*, No: 75. June 1971.
- [10] Khandelwal, D. D.—Curtice, W. R.: A Study of the Single Frequency Quenched Domain Mode Gunn Effect Oscillator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technics MTT—18*, 178—187. (1970).
- [11] Andrejev, V. Sz.—Kotjnikov, V. I.: Raszcsot energicseszkih harakterisztik generatorov Ganna v rezsimah szgashenyem i zaderzskoj domena. *Proc. of the 4th Colloquium on Microwave Communication IV*. (1970).
- [12] Gradstejn, I. Sz.—Rizsik, I. M.: *Tablicü integralov szumm, rjadov i proizvegyenyij*. Moszkva, Izdatyelsztvo Nauka 1971.