

HÍRADÁS- TECHNIKA

50.165



A HÍRADÁS-
TECHNIKAI
TUDOMÁNYOS
EGYESÜLET
LAPJA

12

TARTALOM

DR. REITER GYÖRGY: Üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő hálózat tulajdonságai	357
STEFÁNIAY VILMOS—KÜRTHY ZOLTÁNNÉ: Mechanikai feszültségek epitaxiális szilícium kristályokban	362
DR. PAPP ELEMÉR—PÖDÖR BÁLINT—DR. ZSINDELY SÁNDOR—LEGÁT TIBOR: Gallium-arzenid egykristályok előállítása és tulajdonságai	368
SZÉCHENYI KÁLMÁN: A pn-átmenet kapacitásának automatikus mérése	374
CSERI ÉVA: Dielektromos félvezetőeszközök	378
Megbízhatóságelméleti Kollokvium	383
Tartalmi összefoglalások	385
Обобщения	385
Zusammenfassungen	386
Summaries	386
Résumé	387

Szerkesztőség: BOGLÁR GYULA főszerkesztő, SZÖLLŐSI GYÖRGYNÉ szerkesztőségi titkár, BALOGH PÁL, DR. SÁRKÖZY GÉZA kandidátus és MAY PÉTER tudományos szerkesztők, DR. FLESCS ISTVÁN, DR. RUPPENTHAL PÉTER szerkesztőségi munkatársak. — A szerkesztőség címe: Budapest, V., Szabadság tér 5–6. III. em. 320. Telefon: 183-772 — A Híradástechnikai Tudományos Egyesület címe: Budapest, V., Szabadság tér 17. Telefon: 113-027

Szerkesztő bizottság tagjai: ALMÁSSY GYÖRGY kandidátus, BARTA ISTVÁN akadémikus, BATTISTIG GYÖRGY, BÍRÓ FERENC, BUDAI LAJOS, CZEGLÉDY GYÖRGY, ERDÉLYI JÁNOS kandidátus, GERGELY ÖDÖN, GIBER JÁNOS kandidátus, KATONA JÁNOS, a műszaki tudományok doktora, KÖMÜVES FRIGYES kandidátus, LAJKÓ SÁNDOR, MAGÓ KÁLMÁN, MAKÓ ZOLTÁN, NÁDAS TIBOR, POGÁNY KÁROLY, VALKÓ I. PÉTER, a műszaki tudományok doktora, VÍG ISTVÁN

INDEX: 25.375

HÍRADÁSTECHNIKA

Kiadja a Lapkiadó Vállalat Budapest, VII., Lenin körút 9–11. Telefon 221-285. Felelős kiadó: SALA SÁNDOR igazgató. Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hirlapirodánál (Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850) vagy bármely postahivatalnál. Előfizetési díj: félévre 36 Ft, egész évre 72 Ft. Egyes szám ára: 6 Ft. Megjelenik havonta. Csekk számlaszám: egyéni 61.254, közületi 61.066 vagy átutalás MNB 8. sz. folyószámlájára. A folyóirat külföldre előfizethető: „KULTURA” P. O. B. 149 Budapest, 62.

69.3349 Egyetemi Nyomda, Budapest. Felelős vezető: JANKA GYULA igazgató

DR. REJTER GYÖRGY
Távközlési Kutató Intézet

Üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő hálózat tulajdonságai*

ETO 621.372.834.012.8

A mikrohullámú áramkörök megvalósításánál gyakran felhasználták a csőtápvonalba helyezett diszkontinuitásokat. Emiatt a diszkontinuitások tulajdonságainak meghatározásáról nagyon sok irodalmi közlemény jelent meg. MARCUVITZ [1], LEWIN [2], COLLIN [3] és mások különböző alakú iriszek és botok vizsgálatakor kimutatták, hogy a diszkontinuitás a csőtápvonal helyettesítő kapcsolásában egy párhuzamos admittanciával helyettesíthető. HARRINGTON [4] már egy bonyolultabb esetet tárgyal, amikor két egymással párhuzamos hossz tengelyű, különböző alakú, homogén csőtápvonalat egy csatolónyíláson keresztül összeköt és ezt a csatlakozást egy söntölő admittanciával és egy ideális transzformátorral helyettesíti.

HARRINGTON modellje az 1. ábrán látható módon tovább általánosítható. Csőtápvonalak helyett tekintsünk két tetszőleges alakú, ideális vezetőanyaggal határolt üregrezonátort. (A későbbi számításoknál ezeket α - és β -val jelöljük.) Az üregek oldalfalainak egyrésze közös. A közös felületen egy f_0 -al jelölt tetszőleges alakú, de egy meghatározott F_0 felület

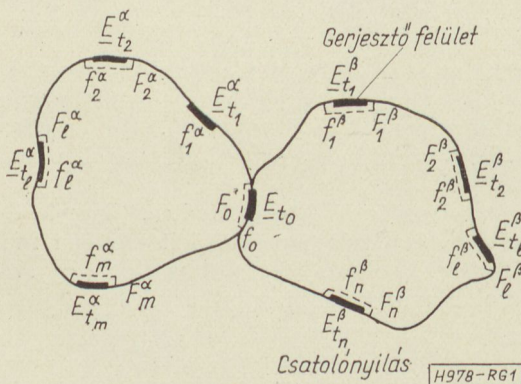
belsejébe eső csatolónyílás található. Feltesszük, hogy az üregek belsejét veszteségmentes homogén és izotróp anyag tölti ki. Mindkét üregrezonátort a határoló felületek rögzített $F_1^\alpha, \dots, F_l^\alpha, \dots, F_m^\alpha$ és $F_1^\beta, \dots, F_l^\beta, \dots, F_n^\beta$ felületdarabjainak belsejében levő, de önkényesen megválasztható alakú $f_1^\alpha, \dots, f_l^\alpha, \dots, f_m^\alpha$ és $f_1^\beta, \dots, f_l^\beta, \dots, f_n^\beta$ gerjesztő felületeken létesített tetszőleges eloszlású $E_{t_1}^\alpha, \dots, E_{t_l}^\alpha, \dots, E_{t_m}^\alpha$ és $E_{t_1}^\beta, \dots, E_{t_l}^\beta, \dots, E_{t_n}^\beta$ tangenciális elektromos tér gerjeszti. Itt is felmerül az a kérdés, hogy a csatolónyíláshoz rendelhető-e egy a gerjesztőfelületek alakjától független helyettesítő áramkör. A dolgozat célja ennek a tisztázása.

A szerző előbbi dolgozataiban ([5] és [6]) megadott eljárás szerint értelmezzünk az 1. ábrán levő üregrezonátorok mindegyik gerjesztő felületén és csatolónyílásán egy ortonormált teljes felületi sorfejtő függvényrendszert. Az üregrezonátorok gerjesztő felületeinek ismert és a csatolónyílás ismeretlen E_{t_0} tangenciális elektromos terét ezen függvényrendszerek szerint fejtsük sorba. (A sorfejtés pl. az α üreg l -ik csatolónyílásán

$$E_{t_l}^\alpha = \sum_{k=1}^{\infty} u_{kl}^\alpha \cdot e_{kl}^\alpha = \tilde{u}_l^\alpha \cdot \tilde{e}_l^\alpha$$

alakban adódik, ahol $e_{1l}^\alpha, \dots, e_{kl}^\alpha, \dots$ a sorfejtő függvényeket és $\tilde{e}_l^\alpha$ a belőlük alkotott végtelen dimenziós oszlop vektort, az $u_{1l}^\alpha, \dots, u_{kl}^\alpha, \dots$ a sorbafejtés együtthatóit és az $\tilde{u}_l^\alpha$ az együtthatókból képezett végtelen dimenziós sorvektort jelenti. A szerző idézett dolgozatai alapján az α üregrezonátort egy olyan áramkörrel helyettesítjük, amelyhez annyi kapocspár tartozik, ahány felületi függvényt fejtettük sorba a gerjesztőfelületek és a csatolónyílás tangenciális elektromos terét. Ha a helyettesítő kapcsolat kimenő kapocspárjaira az $E_{t_l}^\alpha$ és E_{t_0} függvénytörésnek együtthatóival megegyező feszültséget adjuk, akkor a kapocspárokból kifolyó áramokat az alábbi kifejezés írja le:

$$\tilde{i}_l^\alpha = - \sum_{p=0}^m \bar{Y}_{lp}^{\alpha-\alpha} u_p \quad (1)$$



1. ábra

* A „III. Mikrohullámú Összeköttetések Kollokvium”-on elhangzott előadás alapján.

Beérkezett: 1969. VII. 4.

Az $\bar{Y}_{lp}^\alpha$ az α üreget helyettesítő kapcsolás $\bar{Y}_i^\alpha$ admittancia hyper mátrixának részmatrixa. Az [5] szerint az

$$\bar{Y}_{lp}^\alpha = j \sum_{a=1}^{\infty} b_a^\alpha(\omega) (\bar{n}_{la}^\alpha \cdot \bar{n}_{pa}^\alpha) \quad (2)$$

alakban adódik, ahol

$$b_a^\alpha(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot \frac{(\omega \sqrt{\varepsilon \mu}) k_{as}^\alpha}{(k_{as}^\alpha)^2 - \omega^2 \varepsilon \mu} \quad \text{vagy} \quad b_a^\alpha(\omega) = - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot \frac{k_{ai}^\alpha}{\omega \sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (3)$$

k_{as}^α és k_{ai}^α az α üregrezonátor elektromágneses terét sorfejtő függvényrendszer a -ik divergenciamentes H_{as}^α , illetve rotációmentes H_{ai}^α függvényének saját értéke.

ε = dielektromos állandó,

μ = permeabilitás,

az $\bar{n}_{pa}^\alpha = [\bar{n}_{pa1}^\alpha, \dots, \bar{n}_{pak}^\alpha, \dots]$ sorvektor k -ik komponensét pedig az

$$\bar{n}_{pak}^\alpha = \int_{f_p} (H_a^\alpha \times \underline{n}) e_{kp}^\alpha df \quad (4)$$

integrálból kapjuk. (Itt már a H_{as} és H_{ai} függvényeket nem különböztetjük meg egymástól, hanem mindegyiket H_a -val jelöltük.)

Hasonló módon a β üregrezonátor helyettesítő kapcsolását is meghatározzuk. A két hálózatot a csatolónyiláshoz tartozó kapocspárok mentén összekapcsoljuk (2. ábra). Ha a csatolónyílás elektromos terét mindkét üreg felől azonos felületi függvényrendszerrel fejtettük sorba, akkor az

$$\bar{u}_0^\alpha = \bar{u}_0^\beta = \bar{u}_0 \quad (5)$$

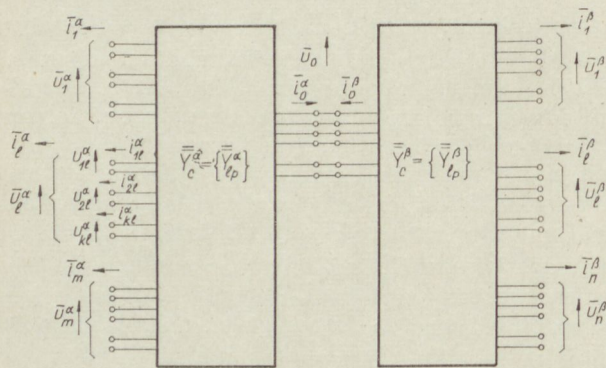
és

$$\bar{i}_0^\alpha = -\bar{i}_0^\beta \quad (6)$$

egyenlőségekhez jutunk.

A csatolónyílás helyettesítő hálózatának meghatározása

A 2. ábrán látható hálózat tulajdonságait könnyebben felismerhetjük, ha az $\bar{Y}_{00}^\alpha$ és $\bar{Y}_{0l}^\alpha$ ($l=1, \dots, m$) részmatrixok (2) kifejezésből adódó sorai kevesebb tagot tartalmaznak. Ennek érdekében az



2. ábra

üregrezonátor mágneses terét sorbafejtő függvényekből képezett $\{H_a^\alpha\}$ függvényhalmazt $\{H_{2tk}^\alpha\}$ és $\{H_{1rk}^\alpha\}$ diszjunkt részhalmazokra bontjuk fel.

$$\{H_a^\alpha\} = \left\{ U_{t=1}^{M_\alpha} \{H_{2tk}^\alpha\} \right\} U \left\{ U_{r=1}^\infty \{H_{1rk}^\alpha\} \right\}; \quad (M_\alpha < \infty) \quad (7)$$

A részhalmazok elemeit oly módon választjuk ki, hogy azok az α üregrezonátor $F_0, F_1, \dots, F_m$ felületein az alábbi arányossági összefüggéseket elégítik ki:

$$H_{2tk}^\alpha(r) = \gamma_{2tk}^{\alpha 0} H_{2t}^\alpha(r) \quad \text{és} \quad H_{1rk}^\alpha(r) = \gamma_{1rk}^{\alpha 0} H_{1r}^\alpha(r) \quad \text{az } F_0\text{-on} \quad (8a)$$

$$H_{2tk}^\alpha(r) = \gamma_{2tk}^{\alpha l} H_{2t}^\alpha(r) \quad \text{és} \quad H_{1rk}^\alpha(r) = \gamma_{1rk}^{\alpha l} H_{1r}^\alpha(r) \quad \text{az } F_l\text{-n} \quad (8b)$$

ahol a k index $1, 2, \dots, N_{2t}^\alpha$ vagy N_{1r}^α értékeket veszi fel,

$\gamma_{:::}$ -k valós együtthatók,

r az F felületek koordináta vektora.

Az [5] cikk alapján összevonjuk az $\bar{Y}_{00}^\alpha$ és $\bar{Y}_{0l}^\alpha$ részmatrixok sorának egy diszjunkt részhalmazhoz tartozó elemeit. Így a (2) formula helyett a következő kifejezéseket kapjuk:

$$\bar{Y}_{00}^\alpha = \sum_{t=1}^{M_\alpha} B_{2t0}^\alpha(\omega) (\bar{n}_{2t0}^\alpha \cdot \bar{n}_{2t0}^\alpha) + \sum_{r=1}^\infty B_{1r0}^\alpha(\omega) (\bar{n}_{1r0}^\alpha \cdot \bar{n}_{1r0}^\alpha) \quad (9a)$$

$$\bar{Y}_{0l}^\alpha = \sum_{t=1}^{M_\alpha} B_{2tl}^\alpha(\omega) (\bar{n}_{2tl}^\alpha \cdot \bar{n}_{2tl}^\alpha) + \sum_{r=1}^\infty B_{1rl}^\alpha(\omega) (\bar{n}_{1rl}^\alpha \cdot \bar{n}_{1rl}^\alpha) \quad (9b)$$

A (9a) és (9b) kifejezésekben levő $B_{2tl}^\alpha, B_{1rl}^\alpha$ ($l=0, 1, \dots, m$) értékek az alábbi formulákból adódnak:

$$B_{2tl}^\alpha(\omega) = \sum_{k=1}^{N_{2t}^\alpha} \gamma_{2tk}^{\alpha 0} \gamma_{2tk}^{\alpha l'} b_{2tk}^\alpha(\omega) \quad (10a)$$

$$B_{1rl}^\alpha(\omega) = \sum_{k=1}^{N_{1r}^\alpha} \gamma_{1rk}^{\alpha 0} \gamma_{1rk}^{\alpha l'} b_{1rk}^\alpha(\omega) \quad (10b)$$

Az $\bar{n}_{2t0}^\alpha, \bar{n}_{2tl}^\alpha, \bar{n}_{1r0}^\alpha$ és $\bar{n}_{1rl}^\alpha$ vektorok komponenseit a (4) integrál összefüggésből számíthatjuk ki, úgy, hogy a H_a^α helyére a H_{2t}^α és H_{1r}^α függvényeket helyettesítjük. Hasonló átrendezést elvégezve a β üregrezonátor mágneses terét sorfejtő függvények halmazán és az $\bar{Y}_{00}^\beta$, illetve $\bar{Y}_{0l}^\beta$ részmatrixokon újabb egyenletekhez jutunk. Ezek az egyenletek csak annyiban különböznek a (7), (8) és (9), (10) összefüggésektől, hogy az α index helyett β indexet alkalmazunk.

Az üregrezonátorok között levő csatolónyílást helyettesítő hálózat tulajdonságait két tételben foglalhatjuk össze. Ezeket a tételeket az előbbi egyszerűsítések alkalmazásával bizonyíthatjuk be.

1. tétel:

Ha az $[\omega_a, \omega_b]$ frekvencia sávban teljesülnek a következő feltételek:

$$a) \sum_{\substack{r=1 \\ (l=1, \dots, m)}}^{\infty} |B_{1r}^{\alpha}(\omega)| \cdot \left[\int_{F_0} (H_{1r}^{\alpha} \times \underline{n})^2 \cdot d\mathbf{f} \right]^{1/2} \cdot \left[\int_{F_l} (H_{1r}^{\alpha} \times \underline{n})^2 d\mathbf{f} \right]^{1/2} \leq d \quad (11a)$$

$$\text{és} \sum_{\substack{r=1 \\ (l=1, \dots, n)}}^{\infty} |B_{1r}^{\beta}(\omega)| \cdot \left[\int_{F_0} (H_{1r}^{\beta} \times \underline{n})^2 d\mathbf{f} \right]^{1/2} \cdot \left[\int_{F_l} (H_{1r}^{\beta} \times \underline{n})^2 d\mathbf{f} \right]^{1/2} \leq d$$

b) az összes lehetséges f_0 csatolónyílás felületére értelmezett

$$\eta(r') = \int_{f_0} \left[\sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega) (H_{1r}\{r\} \times n(H_{1r}\{r'\} \times n)) \right] \psi(r) d\mathbf{f} \quad (11b)$$

integrál operátor, — amely tartalmazza a $\{H_{1r}\} = \{H_{1r}^{\alpha}\} U\{H_{1r}^{\beta}\}$ és $\{B_r\} = \{B_{1r}^{\alpha}\} U\{B_{1r}^{\beta}\}$ halmazok H_{1r} és B_r elemeit — kölcsönösen egyértelmű leképezést létesít a tetszőleges $\eta(r')$ és $\psi(r)$ függvények között (ha $\|\psi\|^2 = \int_{f_0} \psi^2 d\mathbf{f} = 1$, akkor $0 < m \leq \|\eta\| \leq M < \infty$), akkor a két csatolt üregrezonátor az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban három részből álló hálózattal helyettesíthető.

A három részhálózat közül kettő a csatolónyílás, míg a harmadik a gerjesztő felületek alakjától független. A gerjesztő felületektől független hálózat $M = M_{\alpha} + M_{\beta}$ (a H_{2t}^{α} és H_{2t}^{β} függvények száma) számú kapcsolópárt tartalmaz. Ez a hálózat egy olyan $\bar{Z}[Z_{tr}]$ impedancia mátrixszal írható le, amelyre az alábbi tulajdonságok érvényesek:

$$a) \operatorname{Re} Z_{tr}(\omega, f_0) = 0$$

$$b) \operatorname{Im} Z_{tr}(\omega, f_0) = \operatorname{Im} Z_{tr}(\omega, f_0) < \infty$$

Bizonyítás:

A Bessel-egyenlőtlenség alapján belátható, hogy

$$|\bar{n}_{1,0}^{\alpha} \cdot \tilde{n}_{1,l}^{\alpha}| \leq \left[\int_{F_0} (H_{1r}^{\alpha}\{r\} \times \underline{n})^2 d\mathbf{f} \right]^{1/2} \cdot \left[\int_{F_l} (H_{1r}^{\alpha}\{r\} \times \underline{n})^2 d\mathbf{f} \right]^{1/2} \cdot \bar{1} \cdot \tilde{1} \quad (12)$$

ahol $\bar{1}$ a végtelen dimenziós egységvektor. A (11a) feltétel és a (12) segítségével kimutatható, hogy

$$\left| \bar{Y}_{0l}^{\alpha} - \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B_{2tl}^{\alpha}(\omega) (\bar{n}_{2t0}^{\alpha} \cdot \tilde{n}_{2tl}^{\alpha}) \right| \leq d(\bar{1} \cdot \tilde{1}) \quad (13)$$

A (13)-ból következik, hogy $\bar{Y}_{0l}^{\alpha}$ mátrix elemei az ω változó meromorf függvényei. Ez az eredmény általánosabb esetre vonatkoztatva [7]-ben is megtalálható.

Ha (11a) egyenlőtlenségben levő „d” állandó elég kis mennyiség, akkor a (13) alapján az $\bar{Y}_{0l}^{\alpha}$ -mátrix sor összes r indexű tagja az $[\omega_a, \omega_b]$ frekvencia intervallumban elhagyható. Ilyen módon az α üregrezonátort egy újabb hálózattal helyettesíthetjük. Ennek az újabb hálózatnak az admittancia hiper-mátrixát az

$$\bar{Y}_{0l}^{\alpha} = \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B_{2tl}^{\alpha}(\omega) (\bar{n}_{2t0}^{\alpha} \cdot \tilde{n}_{2tl}^{\alpha}) \quad (14a)$$

$$\bar{Y}_{l0}^{\alpha} = \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B_{2tl}^{\alpha}(\omega) (\bar{n}_{2tl}^{\alpha} \cdot \tilde{n}_{2t0}^{\alpha}) \quad (14b)$$

és a változatlan $\bar{Y}_{00}^{\alpha}$ és $\bar{Y}_{lp}^{\alpha}$ ($p \neq 0$) részmátrixokkal adhatjuk meg. Helyettesítsük be a (9a) és (14a), (14b) mátrixokat az (1) egyenletbe. Vezessük be az $\bar{u}_0$ és $\bar{i}_0$ változók helyett az alábbi egyenletekkel definiált V_{2t} , V_{1r} , I_{2t} , és I_{1r} új változókat:

$$\bar{i}_0^{\alpha} = \sum_{r=1}^{\infty} \bar{n}_{1r0}^{\alpha} I_{1r}^{\alpha} + \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} \bar{n}_{2t0}^{\alpha} I_{2t}^{\alpha} \quad (15a)$$

$$V_{1r}^{\alpha} = \tilde{u}_{1r0}^{\alpha} \cdot \bar{u}_0 \quad (15b)$$

$$V_{2t}^{\alpha} = \tilde{n}_{2t0}^{\alpha} \cdot \bar{u}_0 \quad (15c)$$

Ekkor az (1) egyenlet helyett az α üregrezonátor helyettesítő kapcsolásának áramai és feszültségei közötti összefüggést az

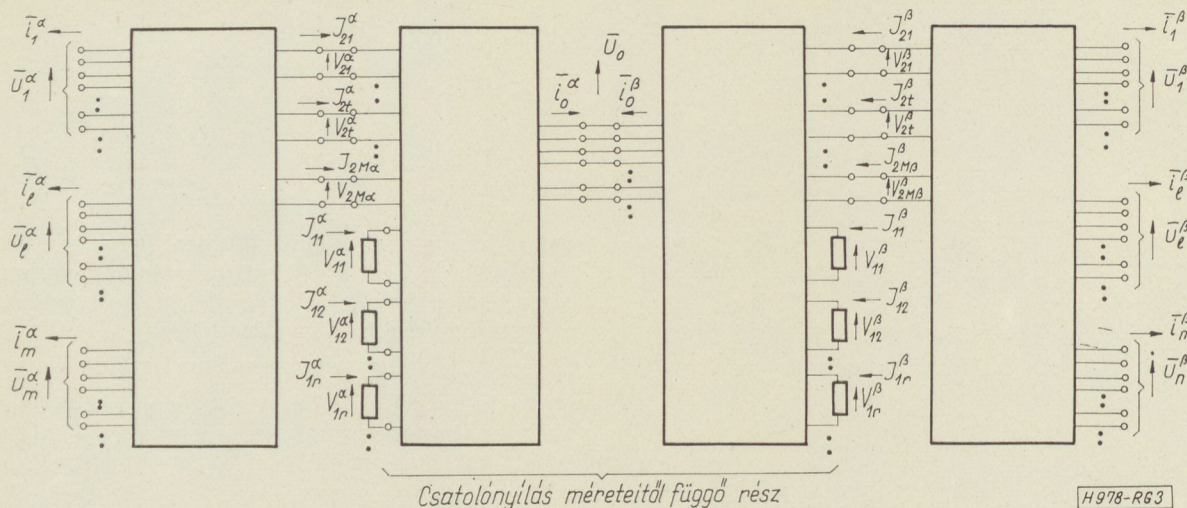
$$\bar{i}_l^{\alpha} = - \sum_{p=1}^m \bar{Y}_{lp}^{\alpha} \bar{u}_p^{\alpha} - j \sum_{t=1}^{M_{\alpha}} B_{2tl}^{\alpha}(\omega) \bar{n}_{2tl}^{\alpha} V_{2t}^{\alpha} \quad (16a)$$

$$I_{2t}^{\alpha} = -j B_{2t0}^{\alpha}(\omega) V_{2t}^{\alpha} - j \sum_{l=1}^m B_{2tl}^{\alpha}(\omega) (\tilde{n}_{2tl}^{\alpha} \bar{u}_l^{\alpha}) \quad (16b)$$

$$I_{1r}^{\alpha} = -j B_{1r0}^{\alpha}(\omega) V_{1r}^{\alpha} \quad (16c)$$

kifejezések írják le.

Hasonló módon egyszerűsítjük az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban a β üregrezonátor helyettesítő kapcsolásának $\bar{Y}_{0l}^{\beta}$ részmátrixát is. Ekkor a (16a), (16b) és (16c) formulákkal azonos alakú és β felső indexszel jelölt újabb egyenletcsoportot kapunk. Mindkét egyenletcsoport felhasználásával a 2. ábrán levő kapcsolat négy részáramkörre bontható (3. ábra). A (16a) kifejezésből következik, hogy a csatolónyílás alakja csak a két belső áramkör adatait befolyásolja. A két belső részáramkör viszont $M_{\alpha} + M_{\beta}$ számú kapcsolópárt tartalmazó hálózattá vonható össze, amely a csatolónyílást az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban jellemzi. A 3. ábrából látható, hogy ennek a hálózatnak kimenőkapocspárjain az I_{2t}^{α} és I_{2t}^{β} áramok mérhetők. Ezeknek nagyságát, amint a (16b) egyenlet mutatja, a gerjesztő tangenciális elektromos terektől függő $\bar{u}_l^{\alpha}$ és $\bar{u}_l^{\beta}$ vektorok határozzák meg. Miután a gerjesztés tetszőleges lehet, ezért az I_{2t}^{α} és I_{2t}^{β} is bármely értéket felvehet. Ilyen módon ezt a hálózatot egy $\bar{Z}[Z_{tr}]$ impedancia mátrixszal tudjuk leírni. A $\bar{Z}$ impedancia mátrix meghatározásához helyettesítsük be a (6) egyenletbe a (15a), (15b), (15c) és



3. ábra

(16c) egyenletek α és β üregrezonátorokra érvényes alakjait. Ebből a

$$\sum_{t=1}^{M_\alpha} \bar{n}_{2t0} I_{2t}^\alpha + \sum_{t'=1}^{M_\beta} n_{2t'0}^\beta I_{2t'}^\beta = j \sum_{r=1}^{\infty} B_{1r0}^\alpha \bar{n}_{1r0}^\alpha (\tilde{n}_{1r0}^\alpha \cdot \bar{u}_0) + j \sum_{r'=1}^{\infty} B_{1r'0}^\beta \bar{n}_{1r'0}^\beta (\tilde{n}_{1r'0}^\beta \cdot \bar{u}_0) \quad (17)$$

összefüggéshez jutunk. Miután az I_{2t}^α és $I_{2t'}^\beta$ tetszőlegesen változhat a (17) csak akkor teljesülhet, ha az $\bar{u}_0$ vektort az I_{2t}^α és $I_{2t'}^\beta$ változók lineáris kombinációjaként írjuk fel

$$\bar{u}_0 = j \sum_{t=1}^{M_\alpha} I_{2t}^\alpha \bar{\varphi}_t^\alpha + j \sum_{t'=1}^{M_\beta} I_{2t'}^\beta \bar{\varphi}_{t'}^\beta \quad (18)$$

$$H_{2t}(r) \times \underline{n} = - \sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega) \int_{f_0} (H_{1r}[r] \times \underline{n})(H_{1r}[r] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, r') df' \quad (20)$$

integrál egyenleteket nyerjük. Ezek az integrálegyenletek az $[\omega_a, \omega_b]$ intervallumban az előbbieken bevezetett egyszerűsítések miatt csak közelítőleg ekvivalensek a Maxwell-egyenletekkel. A (11b) feltétel és a [8] irodalom alapján belátható, hogy a (20) integrálegyenleteknek létezik négyzetesen integrálható megoldása. A négyzetesen integrálható $\Phi_t(\omega, r) = \tilde{e}_0 \cdot \bar{\varphi}_t$ felületi vektorfüggvény az I_{2t} gerjesztéshez tartozó tangenciális elektromos tér eloszlását írja le a csatolónyílás síkjában. A (15c) és (18) egyenletekből és a Parseval formulából a

$$V_{2r} = j \sum_{t=1}^M I_{2t} \cdot \left[\int_{f_0} (H_{2r}[r] \times \underline{n}) \cdot \Phi_t(\omega, r) df \right] \quad (21)$$

$$Z_{rt} = -j \sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega) \left\{ \int_{f_0} (H_{1r}[r] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, r) df \right\} \left\{ \int_{f_0} (H_{1r}[r'] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, r') df' \right\} \quad (22b)$$

t és t' -ben szimmetrikus kifejezéshez jutunk. Ezzel az I. tételt igazoltuk.

Bontsuk fel a H_{1r} és H_{2t} függvényekből álló $\{H_{1r}\}$ és $\{H_{2t}\}$ függvényhalmazokat az alábbi módon:

A számítások egyszerűsítése érdekében a továbbiakban nem használjuk az α és β felső indexeket, hanem megfelelő átrendezéssel bevezetünk egy t vagy t' indexet, amely 1-től $M = M_\alpha + M_\beta$ számértékekig, az $1r_0$ helyett pedig r indexet, amely 1-től ∞ -ig változik. A (17) és (18) kifejezésekből az ismeretlen valós $\bar{\varphi}_t$ vektorokra M számú egyenlet adódik.

$$\bar{n}_{2t0} = - \sum_{r=1}^{\infty} B_r(\omega) \bar{n}_r (\tilde{n}_r \cdot \bar{\varphi}_t) \quad (19)$$

A (19) egyenleteket szorozzuk meg balról az $\tilde{e}_0$ sorvektorral, majd használjuk fel a (4) integrál összefüggést, akkor a

összefüggés adódik. A (21) összefüggésből kiolvasható a csatolónyílást helyettesítő hálózat $\bar{Z}$ impedancia-mátrixának Z_{rt} elemei. A Z_{rt} -vel jelölt mátrix elemeket a

$$Z_{rt} = j \int_{f_0} (H_{2r}[r] \times \underline{n}) \Phi_t(\omega, r) df \quad (22a)$$

integrálból számíthatjuk ki. Szorozzuk meg a (20) integrál egyenletek t' -ik tagját $j\Phi_t$ -ével és integráljuk f_0 -ra, akkor a

$$\begin{aligned} \{H_{1r}\} &= \{H_{1r_1}\} \cup \{H_{1r_2}\} \quad \text{és} \quad \{H_{1r_1}\} \cap \{H_{1r_2}\} = 0, \\ \text{ahol} \quad \{H_{1r_1}\} &\neq 0; \quad \{H_{1r_2}\} &\neq 0 \\ \{H_{2t}\} &= \{H_{2t_1}\} \cap \{H_{2t_2}\} \quad \text{és} \quad \{H_{2t_1}\} \cap \{H_{2t_2}\} = 0, \\ \text{ahol} \quad \{H_{2t_1}\} &\neq 0; \quad \{H_{2t_2}\} &\neq 0 \end{aligned}$$

Képezzük az egyes részhalmazokból a

$$\{H_u\} = \{H_{1r_1}\} \cup \{H_{2r_1}\}$$

$$\{H_v\} = \{H_{1r_2}\} \cup \{H_{2r_2}\}$$

halmazokat.

II. tétel:

Ha a $\{H_u\}$ és $\{H_v\}$ halmazok bármelyik H_u és H_v elempárjára

$$\int_{f_0} (H_u[r] \times \underline{n})(H_v[r] \times \underline{n}) df = 0 \quad (23)$$

akkor

$$Z_{i_1 i_2} = 0 \quad (24)$$

és a csatolónylást jellemző hálózat két független részre bomlik szét.

Bizonyítás:

Képezzük tetszőleges valós δ_{r_2} és δ_{i_2} együtthatókkal a

$$H \times \underline{n} = \sum_{r_2} \delta_{r_2} (H_{1r_2} \times \underline{n}) + \sum_{i_2} \delta_{i_2} (H_{2i_2} \times \underline{n}) \quad (25)$$

függvényt. Szorozzuk meg a (25) kifejezést $(H_{2i_1} \times \underline{n})$ -el és integráljuk az f_0 felületre. A (20) és (23) formulák szerint:

$$\begin{aligned} & \int_{f_0} (H \times \underline{n})(H_{2i_1} \times \underline{n}) df = \\ & = - \sum_{r_2} B_{r_2} \left[\int_{f_0} (H_{1r_2} \times \underline{n})(H \times \underline{n}) df \right] \left[\int_{f_0} (H_{1r_2} \times \underline{n}) \Phi_{i_1} df \right] = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

egyenlethez jutunk. A δ_{r_2} , δ_{i_2} együtthatók önkényes választása miatt a (26) egyenlet csak abban az esetben igaz, ha

$$\int_{f_0} (H_{1r_2} \times \underline{n}) \Phi_{i_1} df = 0 \quad (27)$$

Hasonlóan igazolható, hogy

$$\int_{f_0} (H_{1r_1} \times \underline{n}) \Phi_{i_2} df = 0 \quad (28)$$

Képezzük a $Z_{i_1 i_2}$ -t a (22b) formula alapján. Helyettesítsük be a (27) és (28) kifejezéseket, akkor a (24) képletet nyerjük.

Ha a H_{2i_1}' és H_{2i_1} a $\{H_{2i_1}\}$ halmazba tartozik, akkor a (22b), (27) és (28) kifejezések szerint

$$Z_{i_1 i_1}' = -j \sum_{r_1} B_{r_1} \left[\int_{f_0} (H_{1r_1} \times \underline{n}) \Phi_{i_1}' df \right] \left[\int_{f_0} (H_{1r_1}' \times \underline{n}) \Phi_{i_1}' df \right] \quad (29)$$

írható. A feltétel szerint $\{H_{1r_1}\} \neq 0$. Így a $Z_{i_1 i_1}'$ -nek legalább egy tagja van. Emiatt $Z_{i_1 i_1}' \neq 0$. Tehát a csatolónylást jellemző hálózat két független egy-egy impedancia-mátrixszal megadott részre bomlik szét. Ezzel a II. tételt igazoltuk.

Szorozzuk össze a (22a) alapján kiszámított $Z_{i_1 i_1}'$ és $Z_{i_1 i_1}$ kifejezéseket, majd osszuk el a szorzatot a (22b)-ből nyerhető $Z_{i_1 i_1}$ -vel, akkor a

$$Z_{i_1 i_1}' = \frac{\left[\int_{f_0} (H_{2i_1}' \times \underline{n}) \Phi_{i_1} df \right] \left[\int_{f_0} (H_{2i_1} \times \underline{n}) \Phi_{i_1}' df \right]}{j \sum_{r=1}^{\infty} B_r \left[\int_{f_0} (H_{1r} \times \underline{n}) \Phi_{i_1} df \right] \left[\int_{f_0} (H_{1r}' \times \underline{n}) \Phi_{i_1}' df \right]} \quad (30)$$

formulát nyerjük.

Az irodalomban [3] található módszer alapján bizonyítható, hogy a (30) formula variációja zérus, ha a Φ_{i_1} és Φ_{i_1}' függvények helyére a (20) integrálegyenletek megoldásait helyettesítjük. Így az ismert variációs módszert alkalmazhatjuk a csatolónylást helyettesítő hálózat impedancia mátrixának meghatározására.

IRODALOM

1. N. Marcuvitz: Waveguide Handbook, McGraw-Hill.
2. L. Lewin: Advanced Theory of Waveguides, Iliffe.
3. R. E. Collin: Field Theory of Guided Waves, McGraw-Hill.
4. R. F. Harrington: Time-Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill.
5. Dr. Reiter György: Szorosan csatolt üregrezonátorok helyettesítő kapcsolásának meghatározása Híradástechnika, 1966. december 361 old.
6. G. Reiter: Solution of Field Equations for Strongly Coupled Cavity Systems, Electromagnetic Wave Theory Proceedings of Symposium held at Delft, The Netherlands, p. 357.
7. A. Csurgay: The Network Representation of Electromagnetic Field Problems, Electromagnetic Wave Theory Proceedings of Symposium held at Delft, The Netherlands, p. 349.
8. W. Schmiedler: Integralgleichungen mit Anwendungen in Physik und Technik, Akademische Verlagsgesellschaft 1950.

Mechanikai feszültségek epitaxiás szilícium kristályokban

ETO 539.374 : 546.28—162 : 548.73

Nagy teljesítményű szilícium kapcsolótranszisztor kifejlesztése során [1], bizonyos esetekben, a kollektorbázis diódák működésében rendellenességet tapasztaltunk. Feltevésünk szerint a mutatkozó nehézségek az epitaxiás növesztés hibáira voltak visszavezethetők, és a gyors és roncsolásmentes röntgendiffrakciós topográfias módszer alkalmasnak látszott a kérdés tisztázására. 1967-től kezdődően rendszeresen végeztünk vizsgálatokat különböző szilícium egykristálylemezekre és az ezekre növesztett vastag ($150-250\ \mu\text{m}$), sok foszforadalekot ($10^{19}\ \text{at}/\text{cm}^2$) tartalmazó homoepitaxiás rétegeken.

Tekintsük át röviden vizsgálataink első eredményét, amelyről más helyen már részletesen beszámoltunk [2, 3]. A rendelkezésünkre álló kísérleti adatok alapján a következő tényeket állapítottuk meg:

1. Az alaplemez és az epitaxiás réteg között az átmenet kristálytanilag nem tökéletes, hanem több $10\ \mu\text{m}$ vastagságú deformált réteg mutatható ki.

2. Az alaplemez kristályszerkezete az epitaxiás növesztés következtében károsodik, diszlokáció-sűrűsége 1–2 nagyságrenddel megnő.

3. Az eredetileg sík felületű szeletek az epitaxiás növesztés után közel gömbfelület mentén deformálódnak. A görbületi sugarat kb. méter nagyságrendűnek találtuk.

Ebben a dolgozatunkban közöljük új eredményeinket, amelyek alapján lehetőség nyílik a tapasztalt jelenségek összefüggéseinek, illetve okainak tisztázására.

Irodalmi áttekintés

Az alaplemez és epitaxiás réteg között mutatkozó deformáció esetünkben szilícium homoepitaxiára vonatkozik. Ugyanakkor hasonló jellegű megállapításokat elsősorban a heteroepitaxia szakirodalmában találtunk.

Meieran [4] az $1 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ töltéshordozó koncentrációjú Ge-hordozó és a ránövesztett ($1-15\ \mu\text{m}$; $1 \cdot 10^{18}/\text{cm}^2$) GaAs epitaxiás réteg szerkezetét külön-külön vizsgálta. Már néhány μm -nél vastagabb réteg esetében is [110] irányú diszlokációk megjelenését tapasztalta mind az alaplemezen, mind az epitaxiás rétegben. A deformációs sáv keletkezésének oka szerinte a hordozók és a film eltérő rácsparamétereiben rejlik.

Lényegében hasonló megállapításra jut Grenning [5] GaAs hordozóra epitaxiásan növesztett GaAsP mintái esetében: a rácsállandók különbségé-

nek hatására a határfelületen feszültség támad, amely diszlokációkká képes feloldódni a növesztés folyamán, ill. után. Megfigyelte, hogy a diszlokáció-sűrűség a minta vastagságától is függ, és hogy a GaAsP/GaAs átmenet folyamatossá tételével (lépcsőzetesen emelve a foszfor adalékkoncentrációt) a feszültség csökkenthető.

Conrad [6] GaAs egykristályhordozón $39\ \mu\text{m}$ $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ötvözetet növesztett. Azt tapasztalta, hogy az epitaxiás szelet gömbfelületnek megfelelően görbül, éspedig az ötvözet InAs tartalmának növelésével egyre erőteljesebben. A görbütséget egyszerű optikai módon szemlélteti, és szintén a rácsállandók különbségével indokolja.

Williams [7] hasonló mintákat (GaAs hordozóra növesztett epitaxiás $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ rétegeket) vizsgálva megállapítja, hogy az epitaxia-hordozó határfelületen extrém nagy diszlokációsűrűség lép fel, valószínűleg a rácsállandó-különbség következményeként.

A heteroepitaxiás átmenetek esetében több szerző azonban arra hivatkozik, hogy a hordozó és epitaxia hőtágulási együtthatóinak különbsége az alaplemez és a film deformációjának — ha nem is egyedüli — oka.

Dumin [8] az egykristályos zafiron növesztett $1-46\ \mu\text{m}$ vastag epitaxiás Si-réteg hatására létrejött deformációt optikai úton mérte, a szeletek lehajlásából számította a görbületi sugarat és a lemezben keletkezett feszültségeket. Azt tapasztalta, hogy a deformáció arányosan fokozódik az epitaxia vastagságával és csökken a hordozó-vastagság növekedésével. Hasonló eredetű deformációt észlelt spinel hordozóra növesztett Ge epitaxiás lemezekre [9]. Szerinte a germánium filmre kompressziós erő hat, mivel a hordozó hőtágulása nagyobb. A hőtágulási együtthatók különbsége alapján számította a σ deformációs feszültség nagyságát.

Schlötterer [10] hasonlóképpen spinelre növesztett, epitaxiás Si mintáin a hőtágulási együttható különbségének alapján végzett számításokat. A hőtágulási együtthatókat dilatometriásan mérte.

Igen érdekes Holloway és Bobb munkája [11], akik germániumon GaAs epitaxiás szerkezeteket vizsgáltak röntgendiffrakciós topográfiával. Dolgozatukban Meieran megállapításain (a Ge hordozóban a GaAs epitaxiás réteg eltávolítása után is fennmaradó csúszási hibák) túlmenő következtetésre jutottak, mégpedig arra, hogy a lemezek az epitaxiás felület felől tekintve konkáv alakban, gömbfelület mentén torzultak, $1-10\ \text{m-es}$ görbületi sugárral. A jelenség magyarázatához nem tartják elégségesnek a rácsállandóbeli különbséget, mivel ezt a növesztés hőmérsékletén, amikor mind a Ge, mind a GaAs plasztikus, diszlokációk kompenzálhatják. A szerzők

* Jelenlegi címe: E.I.V.R.T. Fényforrás kutatási Főosztály, Alapanyagvizsgálat.

Bérekzett: 1969. VII. 31.

feltételezik, hogy a lehűléskor a hordozó és az epitaxia különböző összehúzódásának is szerepe van a rács hibák keletkezésében és a rugalmas feszültségek kialakulásában. Különböző megfontolások alapján elsődlegesen tartják a tapasztalt görbület magyarázatára a hőtágulási együtthatók közötti eltérést. A feltevés bizonyítására a hőtágulási együtthatókra vonatkozó adatok hiányában azonban nem volt módjuk.

A homoepitaxiára vonatkozóan Schwuttke közleményeiben [12–13] találhatjuk a következő alapvető felismeréseket: az epitaxia és a hordozó határfelületén feszültségek ébredhetnek. Ennek okát a két réteg közötti adalékkoncentráció-gradiens okozta rácsállandó különbségben kereste. Schwuttke nagy (10 ohmcm) és kis fajlagos ellenállású, (10^{-3} ohmcm) bór adalékot tartalmazó Si alaplemezeket használt. Az epitaxiás réteg adalékszintjét úgy alakította ki, hogy a koncentráció gradiense az átmeneten 10^4 nagyságrendű legyen. Az erősen adalékolt hordozón bórral gyengén adalékolt, a nagy fajlagos ellenállású alaplemezen sok bór-adalékot tartalmazó, 10 μ m vastag epitaxiás réteget növesztett. Ilyen szerkezetű homoepitaxiás kristálylemezekről készült topogramokat mutat be idézett cikkében. Felhívja a figyelmet arra, hogy a hordozó és az epitaxiás réteg bórkoncentráció különbsége az átmeneten „misfit” diszlokációkat idézett elő. A felvételeken jól látható, hogy ezek a kristálylemezek görbültek. A topogramok kiértékelhetőségét igen lerontja az elasztikus feszültségek megjelenése. Deformációt idézhet elő a felületi roncsolt réteg, SiO_2 - vagy fémréteg jelenléte is a Si felületen. A görbület miatt a reflexiók helyzet többszöri utánállítására van szükség, ill. a Schwuttke által kifejlesztett „SOT” technika alkalmazására [13]. A szerző több kiváló minőségű felvételt mutat be, amelyeket a SOT-módszerrel készített, de így elveszttek a görbültségre vonatkozó információk.

Igen kézenfekvő, hogy hosszú időn keresztül nem terelődött a figyelem a homoepitaxiás egykristályokon fellépő feszültségekre. A félvezető technológiában a hordozó és az epitaxia szokásos adalékfajtái, koncentrációi és az epitaxiás réteg szokásos vastagsága (ált. $< 20 \mu$ m) esetén legtöbbször nem is lép fel mérhető deformáció.

Egyes különleges esetekben viszont a deformáció jelentős mértékű lehet, és az epitaxiás szeleten felépülő félvezetőeszköz működése szempontjából sem hagyható figyelmen kívül.

Példának felhozhatók a foszforral gyengén adalékolt, 10^{15} at/cm³ hordozón 10^{19} at/cm³ foszfor adalékot tartalmazó 150–250 μ m vastag epitaxiás rétegből álló kristálylemezek. Ezek nagyáramú Si kapcsolótranszisztor gyártásakor kerülnek felhasználásra ún. „inverz epitaxia” technikának megfelelően [14, 15].

Kísérleti rész

Minták előkészítése

Epitaxiás növesztést végeztünk foszforral, antimonnal és bórral különböző mértékben adalékolt szilícium alaplemezekben. Az öntecsekből az [111] orientáció beállítása után kb. 300 μ m vastag szelete-

ket vágunk. A mechanikai megmunkálást 7–10 μ m szemcseméretű α -korund csiszolóporral végeztük, majd a roncsolt réteg eltávolítása céljából 10:1 térfogatarányú HNO_3 :HF marókeverékkel oldalanként 15–15 μ m-t lemartunk. Az így előkészített szelet topogramján sem roncsolt rétegmaradvány, sem görbület nem volt kimutatható.

Több esetben maratás helyett a szeletek növesztésére kerülő oldalát mechanikai-kémiai úton políroztuk. Ebben az esetben több lépésből álló polírozási technológiát iktattunk be. A 0,3 μ m szemcseméretű α - Al_2O_3 -mal való mechanikai polírozás után lúgos (pH=10,5) SiO_2 -szuszpenzióval végeztük a befejező polírozást. A szeletek csiszolt hátoldalának maratása ebben az esetben is szükséges, mivel a roncsolt réteg eleve görbíti a szeletet.

Epitaxiás növesztés

A növesztést SiCl_4 hidrogén redukciójával végeztük vízszintesen elhelyezett reaktorcsőben. Az egyidejűleg 6–8 szelet elhelyezésére alkalmas grafit fűtőalapot radiofrekvenciás generátorral hevítettük. A foszforadalékot PCl_3 -at tartalmazó telitőn átvezetett hidrogénárammal juttattuk a reakcióterbe.

A növesztés körülményei:

H_2 áramlási sebessége:	500 l/óra
felűtés–lehűtés sebessége	40 C°/perc
mólarány $\left(\frac{n_{\text{SiCl}_4}}{n_{\text{H}_2}}\right)$:	$5 \cdot 10^{-4} \dots 5 \cdot 10^{-3}$
leválási sebesség:	0,6...1,4 μ m/perc
leválasztás ideje:	20...200 perc.

A vizsgált mintákon az epitaxiás réteg foszforral adalékolt, egyrészük erősen (fajlagos ellenállás-érték: 0,005–0,001 ohmcm), másrészük kevésbé (7–8 ohmcm).

Merőleges metszethasáb készítése

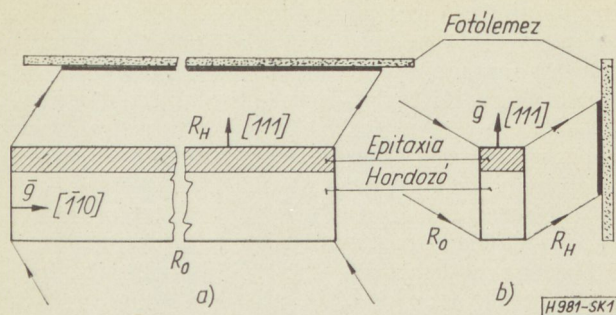
Az epitaxia/hordozó átmenet síkjára merőleges metszeteink a következő technikával készültek: 300 μ m szélességű szelvényt vágunk a szelet közepéből, a vágási éleket csiszoltuk, políroztuk, martuk.

Vizsgálati módszerek

A kristályrács hibaszerkezetét Lang-típusú topográfiai kamrán vizsgáltuk [16]. A sugárforrás Philips-gyártmányú finomfókuszú (0,4×0,8 mm effektív felület), Mo anódú röntgencső, a fókusz–kristály távolság 1300 mm. Az alkalmazott fotóemulzió: Ilford L-4/100 μ m.

A reflektáló síkok a felületre merőlegesen $\{110\}$ és az epitaxiás felülettel párhuzamos $\{111\}$ síkok voltak (1. ábra).

A lemezek görbületét röntgendiffrakciós elv alapján mértük [17]. A gyors rutinjellegű vizsgálatokra kialakított készüléken az $\{111\}$ felületre merőleges $\{110\}$ síkok szögeltérését mértük két egymástól ismert távolságban levő helyre vonatkoztatva, transzmissziós elrendezésben. A műszerrel még kimutatható legkisebb orientációeltérés kb. 10 szögmásodperc.



1. ábra. Röntgendifrakciós-topográfias elrendezés vázlata: a) $(\bar{1}10)$ síkokról készült felvételek, b) (111) síkokról készült felvételek esetén (merőleges metszethasábról). R_0 a beeső sugárnyaláb, R_H a diffraktált sugárnyaláb, g a diffrakciós vektor

A lemezeken az orientációváltozást folyamatosanak találtuk és az $(\bar{1}10)$, $(0\bar{1}1)$ és az $(10\bar{1})$ síkokon végzett és azonos eredményt mutató mérések alapján győződünk meg arról, hogy a torzulás körszimmetrikus.

Mivel a szakirodalomban [18] leírt forgási paraboloid jellegű deformációtól az eltérés csekély, a következőkben a torzulást gömbfelületűnek tételezzük fel, és az R görbületi sugárral jellemezzük.

Tekintve, hogy a görbületmérések során csak a rácssíkok torzulásait érzékeljük, a felületi egyenlenségek vagy az epitaxiás réteg helyi vastagság-eltérései méréseink eredményét nem befolyásolhatják.

Abban az esetben, ha a mért görbületi sugár nagyobb mint 100 m, a lemezt síkfelületűnek tekintetjük.

1. táblázat

Sorszám	Epitaxia		Hordozó		Adalék	Görbület	
	vastagság μm	fajlagos ellenállás ohmcm	vastagság μm	fajlagos ellenállás ohmcm		sugár m	előjele
1	200	$3 \cdot 10^{-3}$	250	1,25	P	2,5	konkáv
2	140	$3 \cdot 10^{-3}$	260	1,25	P	3,5	konkáv
3	51	$2,5 \cdot 10^{-3}$	250	1,25	P	6,2	konkáv
4	39	$3 \cdot 10^{-3}$	250	1,25	P	9,2	konkáv
4a	40	$3 \cdot 10^{-3}$	250	1,25	P	9,2	konkáv
5	26	$1,6 \cdot 10^{-3}$	270	9,0	P	7,2	konkáv
6	20	8,0	245	$2,5 \cdot 10^{-2}$	Sb	30	konkáv
7	20	6,0	250	$8,7 \cdot 10^{-3}$	Sb	15	konkáv
8	65	9,0	245	$2,5 \cdot 10^{-2}$	Sb	26	konkáv
9	65	8,5	210	$8 \cdot 10^{-3}$	Sb	12	konkáv
10	66	9,0	205	$5 \cdot 10^{-3}$	B	4	konvex
11	20	8,0	205	$5 \cdot 10^{-3}$	B	22	konvex
12	20	6,0	250	7,5	—	—	—
13	65	8,0	250	8,0	—	—	—
14	20	8,0	205	$2 \cdot 10^{-2}$	P	—	—
15	67	8,0	205	$9 \cdot 10^{-2}$	P	—	—

Az 1. táblázatban összefoglaljuk néhány jellegzetes minta adatait. Az 1 ohmcm-nél nagyobb fajlagos ellenállású, gyengén adalékolt rétegeket „tisztának” tekintettük, függetlenül attól, hogy a hordozóról vagy az epitaxiáról van szó. A feltüntetett adalék mindig az erősebben adalékolt rétegre vonatkozik. A görbület előjelének megállapításakor a kristálylemezt az epitaxiás oldal felől tekintettük.

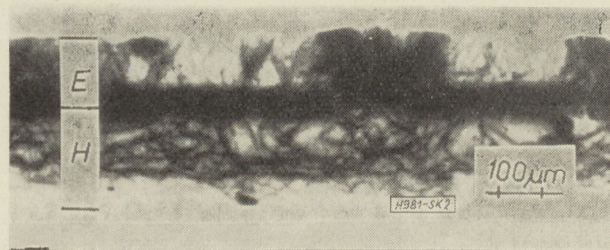
Kiértékelés

A legerőteljesebben görbült szeletek merőleges metszethasábjának topogramjain megfigyeltük, hogy a minták az átmenet környezetében meglepően széles (60–80 μm) deformációs sávot tartalmaznak. Példaként bemutatunk egy ilyen struktúráról készült felvételt, ahol a 7,5 ohmcm-es alaplemez vastagsága 260 μm és a $2 \cdot 10^{-3}$ ohmcm-es epitaxia vastagsága 150 μm (2. ábra).

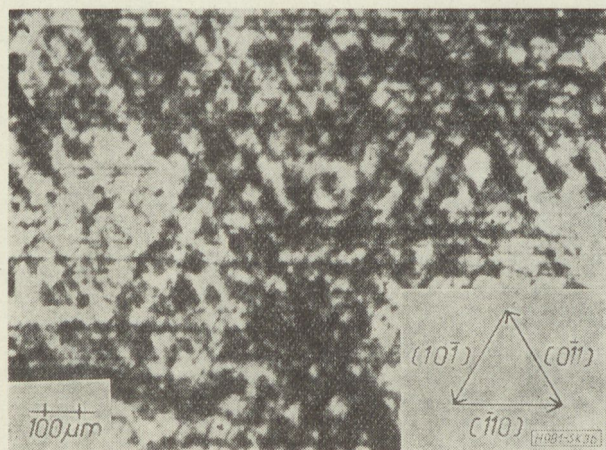
Látható, hogy a deformációra utaló sötét sáv túlnyomórészt epitaxiás oldalra esik, de mintegy har-

mada az alaplemezre is áttérjed. Az $\{111\}$ reflexióval készített felvételen megfigyelhető egyéb rácshibákkal (diszlokációk, tripiramisok) az említett közleményünkben már foglalkoztunk [2, 3].

Bár a töltéshordozó-koncentráció változásának esetünkben maximálisan 15 μm széles átmeneti tartomány felelt meg, a deformációnak a nagyellenállá-



2. ábra. Vastag, foszforral erősen adalékolt epitaxiás lemezzel készült merőleges metszet topogramja. Az epitaxiás rétegben (E) tripiramis hibák, a hordozóban (H) diszlokációk láthatók. Mo $K\alpha_1$, (111)



3. ábra. Si alaplemez topogramja a) növesztés előtt, b) növesztés után. A 2. ábrán látható mintáról készült az epitaxia eltávolítása után. Az a) felvételen diszlokációk, a b) felvételen $\{110\}$ irányú csúszási hibák hálózata figyelhető meg. Mo $K\alpha_1$, $\{220\}$

sú alaplemezbe való behatolása a félvezető alapanyag tulajdonságokat nagymértékben lerontotta. Az inverzepitaxia technológiájának megfelelően a várható átmenettel párhuzamosan levékonyított nagy fajlagos ellenállású alaplemezen alakítottuk ki a bázis- és emitter tartományokat. A kollektor-bázis átmenetet a hordozó-epitaxia határfelületétől a konstrukció által megadott méretnél jobban el kellett távolítanunk ahhoz, hogy az előírt letörési feszültségértéket biztosítani tudjuk.

Már a merőleges metszeteken is megfigyelhető volt, hogy a tripiramisokból diszlokációk indulnak ki. Ezt a tényt kívántuk részletesen megvizsgálni, amikor az epitaxiás réteg teljes eltávolítása után az alaplemezzel készítettünk topográfiai felvételt (3b ábra). A felvételen $[110]$ irányú diszlokációk (csúszási hibák) láthatók. A kép hasonló Meieran topogramjához, amelyet germánium alaplemezzel vett fel a GaAs epitaxiás réteg eltávolítása után. A 3b ábrát összehasonlítva az eredeti alaplemezzel készített 3a ábrával megállapítható, hogy a hordozó diszlokációsűrűsége több nagyságrenddel növekedett.

Elsősorban tisztáznunk kellett, hogy az epitaxiás szeleteken bizonyos esetekben fellépő görbületet, illetve az átmeneten észlelhető deformációs sávot nem növesztési technológiánk valamely hiányossága okoz-

ta-e (pl. tripiramis hibák, egyenetlen hőfokeloszlás az alaplemezen, lehűtés sebessége, elégtelen felületi előkészítés stb.)?

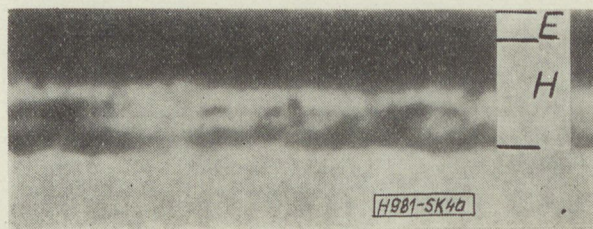
A tripiramisok hatásának tisztázása céljából azonos alapanyagokra egyidejűleg végeztünk növesztést, mégpedig egy $\{111\}$ orientációjú és egy $\{111\} - 3^\circ - \{100\}$ orientációval vágott felületen. Ezeket a mintákat az 1. táblázatban a 4. és 4a számmal jelöltük. Annak ellenére, hogy az elorientált felületen növekedett epitaxiás réteg tripiramis alakú képződményt nem tartalmazott, a két szeleten a mért görbületi sugar nagysága teljesen megegyezett.

A leválasztási körülmények messzemenő azonosságának biztosítása céljából több esetben egyidőben végeztünk leválasztásokat különböző típusú és adalékkoncentrációjú alaplemezekben. Így egyidejűleg történt a 8, 10, 15; a 7, 12; a 9, 13 és a 6, 14, 11. számú minták növesztése. A 12, 13, 14, 15. sorszámú mintákon nem találtunk mérhető ($R < 100$ m) görbületet. A következőkben összehasonlítottuk egy erősen görbült mintából (10. sz.) készített merőleges metszethasáb topogramját egy azonos körülmények között növesztett, nem-görbült szelet (13. sz.) merőleges metszethasábjának képével (4. ábra). A görbült szeletben az átmeneten deformációs sáv jelent meg, a sík mintában viszont nem volt meg a feszültségtérre jellemző kontraszt.

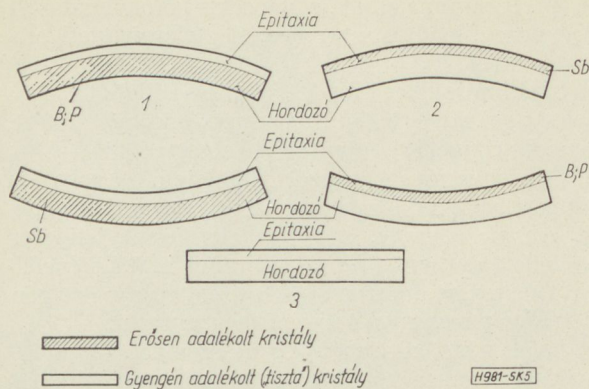
Feltevésünk szerint a görbület és az erős deformációt mutató átmeneti réteg valamely közös, a plasztikus deformációt előidéző okra vezethető vissza.

Kísérleteink alapján tehát megállapíthatjuk, hogy az epitaxia és a hordozó görbületégi foka az alábbi tényezőktől függ:

- az epitaxiás réteg vastagságától,
- a hordozó és az epitaxia határfelületén fellépő adalékkoncentráció-különbség nagyságától,
- az adalék minőségétől az erősebben adalékolt részben,
- a hordozó vastagságától (ez esetünkben közel állandó).



4. ábra. Merőleges metszethasábok topogramja. a) „tisztá” hordozón növesztett „tisztá” epitaxiáról, b) bórral erősen adalékolt hordozón növesztett „tisztá” epitaxiáról. Az epitaxia vastagsága kb. 60 μm . Mo $K\alpha_1$, $\{111\}$



5. ábra. Bórral, foszforral, antimonnal erősen adalékolt Si-epitaxiás lemez torzulása. A bór és a foszfor rácskontrakciót, az antimon expanziót okoz

Megállapítottuk azt is, hogy a sík felülettől eltérés irányát kizárólag az adalék minősége szabja meg.

A használatos adalékanyagok kovalens atomrádiuszainak csökkenő sorrendje a szilíciuméhoz viszonyítva: Sb > Si > P > B. A Si rácsba szubsztitúcióval beépülő foszfor- és bóratomok rácskontrakciót, az antimon expanziót okoz. A vizsgált mintáinkon észlelt görbület előjele mindig ennek megfelelően alakult (5. ábra).

Az epitaxia és a hordozó átmenetén az eltérő rácsállandók és az egymástól különböző hőtágulási együtthatók következtében feszültség keletkezhet. Az S_e feszültség ismeretében számítható a relatív rácsállandó-különbség vagy a hőtágulási együtthatók közötti eltérés. Feltételezve, hogy a két tényező külön hat, a következőkben a két effektust egymástól elválasztva fogjuk tárgyalni [10].

Az epitaxiás rétegben fellépő összes feszültség, s_e :

a) ha az eltérő rácsállandók okozták:

$$S_e = \frac{a_e - a_h}{a_h} E_e = \frac{\Delta a}{a_h} E_e, \quad (1a)$$

b) ha az eltérő hőtágulási együtthatók okozták:

$$S_e = \Delta T \Delta \alpha E_e, \quad (1b)$$

ahol a_e , a_h az epitaxia és a hordozó rácsállandói, $\Delta a = a_e - a_h$, E_e az epitaxiás film rugalmassági modulusa, ΔT a növesztés és a megfigyelés közötti hőmérsékletkülönbség, $\Delta \alpha = \alpha_e - \alpha_h$, ahol α_e az epitaxia, α_h a hordozó hőtágulási együtthatója.

Az (1a) és (1b) egyenletek végtelen vastag és végtelen rideg hordozóra vonatkoznak.

Ha a hordozó reális vastagságú és rugalmas, az S_e feszültség hatására a lemez meggömbül, a feszültség és az R görbület között a következő összefüggés áll fenn:

$$S_e \cong \frac{E}{6R} \left(\frac{3d_e^2 + d_h}{d_e} + \frac{3d_h^2 + d_e}{d_h} \right), \quad (2)$$

ahol d_e és d_h az epitaxiás réteg és a hordozó vastagsága, E rugalmassági modulus, amelyet a filmben és a hordozóban azonosnak tekintünk. E numerikus értéke $\{111\}$ orientációjú, kör alakú Si lemez esetében $2,34 \cdot 10^6$ kp/cm².

Néhány jellegzetes mintára kiszámítottuk az S_e feszültséget a (2) egyenletből. A feszültségadatok (1a) és (1b) egyenletbe helyettesítésével számítottuk $\frac{\Delta a}{a_h}$ és $\Delta \alpha$ értékeit. Az (1b) egyenletben ΔT -t 600 °C-nak választottuk. Feltételeztük ugyanis, hogy az eltérő hőtágulási együtthatók okozta feszültség kb. 650 °C-ig diszlokációkban oldódik fel, és csak a hűtés további szakaszában érezeti hatását. A kapott eredményeket a 2. táblázatban foglaltuk össze.

A bór- és foszforadalék okozta rácskontrakció mértékéről rendelkezésre állnak irodalmi adatok. Horn [19] eredményeivel összevetve a számított értékeket, aki hozzánk hasonlóan a fajlagos ellenállásból határozta meg az adalékkoncentrációt, kb. egy nagyságrend eltérés adódott. Horn szerint bór adalékot tartalmazó, $5 \cdot 10^{-3}$ ohmcm fajlagos ellenállású Si kristályban $1,3 \cdot 10^{-4}$ a relatív kontrakció, tehát nagyobb, mint az általunk mért. Az eltérés feltehetően abból adódott, hogy a növesztés hőmérsékletén a rácsállandó-különbséget diszlokációk kompenzálták.

A szilícium hőtágulásának alakulásáról az adalékkoncentráció függvényében irodalmi adatok nem ismeretesek. Elméleti megfontolások alapján várható, hogy pl. bór- és foszforadalék okozta rácskontrakció

2. táblázat

Minta sorszám	Adalék	S_e kp/cm ²	$\frac{\Delta a}{a_h}$	$\Delta \alpha$ ($\Delta T = 600$ °C)
4	P	$4,0 \cdot 10^2$	$-4,4 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-8}$
5	P	$1,9 \cdot 10^2$	$-8,3 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$
7	Sb	$9,8 \cdot 10$	$-4,2 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-8}$
10	B	$1,3 \cdot 10^2$	$+5,7 \cdot 10^{-5}$	$9,5 \cdot 10^{-8}$

a hőtágulási együttható növekedését okozza. Hogy számszerű adatokat nyerjünk, mértük a bórral erősen (10^{19} at/cm³) és a foszforral gyengén adalékolt ($5 \cdot 10^{14}$ at/cm³) Si kristálylemez hőtágulási együtthatóinak különbségét. A méréseket 25...800 °C hőmérséklettartárok között végeztük Philips-gyártmányú, magashőmérsékletű feltétell ellátott diffraktométerrel. A bórral erősen adalékolt minta lineáris hőtágulási együtthatóját szignifikánsan nagyobbak találtuk. Az eltérés $\Delta \alpha = 10^{-7}$ nagyságrendű, az együttható abszolút értéke $(4,6 \pm 0,03) \cdot 10^{-6}$. Az eredmény nagyságrendben egyezik a görbületi sugár alapján feltételezett $\Delta \alpha$ -val (2. táblázat).

Következtetések

Kísérleteink eredménye alapján feltételezhető, hogy a megfigyelt alakváltozásokat két, egymástól nehezen elválasztható tényező okozza.

Az eltérő rácsállandókat, amelyek az adalékkoncentráció különbségéből származnak, a növesztés hőmérsékletén diszlokációk kompenzálhatják.

Az eltérő adalékkoncentráció okozta hőtágulási együtthatók különbsége sem játszik szerepet mindaddig, amíg a hőmérséklet elegendően magas a plasztikus deformációhoz. Miután hűlés közben a

kristálylemez eléri a kb. 700 °C hőmérsékletet, diszlokációk keletkezésére többé már nincs lehetőség. A lehülés további szakaszában ébredő feszültségek már csak rugalmas alakváltozást (esetleg törést) okozhatnak.

Az ilyen eredetű deformáció a szeletekből nem távolítható el hőkezeléssel, hiszen a feszültség a hőmérséklet növelésével csökken.

Ezt kívántuk bizonyítani, amikor az 1. és 2. sz. mintákat 1250 °C-ra hevítettük, majd 23 órás lehűtés után görbületet mértünk, és merőleges metszethasábot készítettünk. Azt tapasztaltuk, hogy a görbületi sugár mérhetően nem változott, és a deformációs sáv nem tűnt el.

A kérdés ilyen leegyszerűsített tárgyalása (a két hatást különválasztva) természetesen csak szemléletes, de nem adhat pontos leírást. Egyértelmű választ csak a görbületi sugár hőfokfüggésének ismeretében kaphatnánk. Ilyen vizsgálatok most vannak folyamatban.

Vizsgálataink eddigi szakaszában a deformáció és a növesztés körülményeinek kölcsönhatását akartuk tisztázni. Fel kívánjuk hívni a figyelmet arra, hogy a nagy adalékkoncentráció-gradiensű homoepitaxiás átmenetek jellegükben és hibaszerkezetükben hasonló tulajdonságokat mutatnak, mint a heteroepitaxiás szerkezetek.

Végezetül köszönettel tartozunk a kérdés felveté-

séért dr. Szép Ivánnak, Herman Ákosnak, továbbá az érdekes diszkusszióért dr. Gadó Pálnak és Ungár Tamásnak.

IRODALOM

1. Herman Á.—dr. Kovács F.: Híradástechnika, 19—7. p. 212. 1968.
2. Kürthy J.—Stefániay V.: Tungstam Techn. Mitteilungen (közlés alatt).
3. Kürthy J.—Stefániay V.: IV. Magyar Röntgendiffrakciós Konferencia, Esztergom 1968. aug. 26—28.
4. Meieran, E. S.: J. Electrochem. Soc. 114—3. p. 292. 1967.
5. Grenning, D. A.—Herzog, A. H.: J. Appl. Phys. 39—6. p. 2783. 1968.
6. Conrad, R. W.—Hoyt, P. L.: J. Electrochem. Soc. 114—2. p. 164. 1967.
7. Williams, F. V.: Trans. Met. Soc. AIME 239—5. p. 702. 1967.
8. Dumin, D. J.: J. Appl. Phys. 36—9. p. 2700. 1965.
9. Dumin, D. J.: J. Electrochem. Soc. 114—7. p. 749. 1967.
10. Schlöter, H.: Solid-State Electr. 11—10. p. 947. 1968.
11. Holloway, H.—Bobb, L. C.: J. Appl. Phys. 39—5. p. 2467. 1968.
12. Schwuttke, G. H.: J. Appl. Phys. 34—10. p. 3127. 1963.
13. Schwuttke, G. H.: J. Appl. Phys. 36—9. p. 2712. 1965.
14. Goetzberger, A. et al.: IEEE Convention Record, 11—1. p. 37. 1963.
15. Finch, R. H.—Queisser, H. J.: Electrochem. Techn. 2—3/4. p. 114. 1964.
16. Lang, A. R.: Acta Cryst. 12. p. 249. 1959.
17. Stefániay V.: Mérés és Automatika XVII. évf. 1969. 217 p.
18. Glang, R.—Holmwood, R. A.—Sorenfeld, R. L.: Rev. Sci. Instr. 36—1. p. 7. 1965.
19. Horn, F. H.: Phys. Rev. 97—6. p. 1521. 1955.



MAGYAR KÁBEL MŰVEK

VEZÉRIGAZGATÓSÁGA

Budapest, XI., Budafoki út 60 • Telefon: 453-590

GYÁRTMÁNYOK:

Jelző-, mérő-, működtetőkábelek

Erősáramú szigetelt vezetékek

Erősáramú kábelek 1—35 kV-ig

Alumínium és acél-alumínium
szabadvezetékek

Tekercselőhuzalok

Switch-kábelek

Gumitömlő vezetékek

Híradástechnikai vezetékek

Távkábelek

Hírközlő kábelek

Hajókábelek

Zománchuzalok

Zárt-acélkötelek

Galliumarzenid egykristályok előállítása és tulajdonságai

ETO 546.681'19—162

A galliumarzenid hazai kutatásainak megindítását híradástechnikai jelentőségén kívül nem utolsósorban az a körülmény is indokolta, hogy a Fémipari Kutató Intézet munkájának eredményeképpen 1959-től megindult az Ajkai Timföldgyárban a hazai gallium gyártása [1] és így a GaAs készítéséhez nagy tisztaságú hazai nyersanyag állt rendelkezésre.

A hazai galliumarzenid kutatások ugyancsak a Fémipari Kutató Intézetben kezdődtek [2]. Az intézet lényegében egy módosított *Bridgman*-féle eljárást dolgozott ki, amelyre szabadalmi oltalmat is nyert [3, 4].

Az általunk kidolgozott eljárás segítségével sikerült olyan méretű és minőségű GaAs egykristályokat előállítani, amelyek hasonló tulajdonságúak, mint a külföldön előállított s az irodalomban leírt kristályok. A kiindulási nyersanyagok (gallium és arzén), valamint a galliumarzenid egykristályok kémiai elemzését a Fémipari Kutató Intézet, az elektromos méréseket a Műszaki Fizikai Kutató Intézet munkatársai végezték. A vizsgálatok egy részének eredményeiről már más helyen beszámoltunk [5, 6, 7].

Az alábbiakban ismertetni kívánjuk a GaAs egykristályok tulajdonságait és felhasználási lehetőségét, valamint ezeknek a kristályoknak az előállítását, illetve a gyártás és vizsgálat közben szerzett tapasztalatainkat.

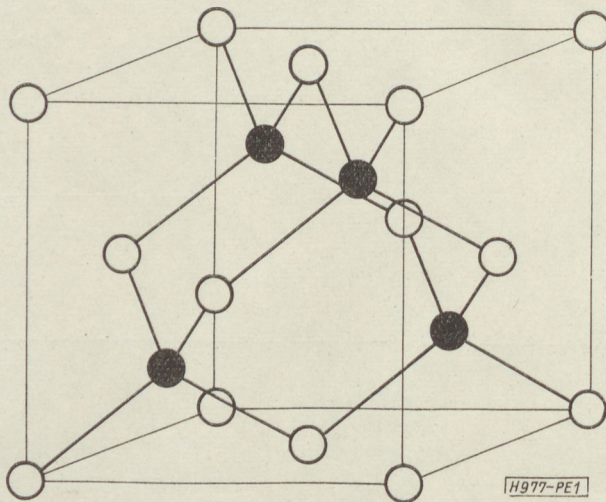
Ezt követően beszámolunk a GaAs kristályokon végzett elektromos mérések eredményeiről.

A GaAs egykristályok fizikai tulajdonságai és felhasználási lehetőségei

Az elemi félvezetők (germánium, szilícium) után a legismertebb félvezető anyagok az $A^{III}B^V$ típusú intermetallikus vegyületek. Ezek közül a galliumarzenid lett az utóbbi években a legnagyobb jelentőségű. Annak ellenére, hogy a galliumarzenid sok tulajdonsága hasonlít a germánium és szilícium megfelelő tulajdonságaira, egy pár lényeges jellemzője azokétól eltér, és éppen ezek határozzák meg a germániumtól és szilíciumtól némileg eltérő potenciális felhasználhatósági területeit. A következőkben röviden összefoglaljuk a galliumarzenid egykristályok jellemző fizikai tulajdonságait, a germánium és szilícium megfelelő adataival összevetve.

Az $A^{III}B^V$ típusú félvezetők szfalerit-rácsban kristályosodnak. A Ga és As atomok külön-külön egy-egy lapcentrált köbös rácsot alkotnak, s a két alrács egymáshoz képest az elemi kocka testátlójának egynegyedével el van tolva a testátló mentén. Így minden Ga atomhoz négy As atom kötődik s viszont. A rács-

ra jellemző tetraédes kötések úgy alakulnak ki, hogy pl. az egyik elemi kocka csúcsában és három lapja közepén elhelyezkedő Ga atomok egy tetraéder négy csúcsát alkotják, s ennek közepén helyezkedik el egy As atom (1. ábra). Mivel az elemi félvezetők tulajdonságai kialakításában döntő szerepet játszik a kristályszerkezet, ezért várható, hogy az $A^{III}B^V$ típusú kristályok tulajdonságai többé-kevésbé hasonlóak a periódusos rendszer IV. oszlopa elemeinek tulajdonságaihoz. Éppen ezen felismerés alapján kezdődött el 17 évvel ezelőtt az $A^{III}B^V$ típusú félvezető kristályok tulajdonságainak feltárása [8].



1. ábra. Galliumarzenid kristályszerkezete, a fehér és fekete körök a gallium és arzén atomokat jelölik

A galliumarzenid egykristályok legfontosabb fizikai paramétereit a germánium és szilícium megfelelő adataival összehasonlítva az 1. táblázat tartalmazza. A galliumarzenid tiltott sávja aránylag nagy, így a saját vezetés csak igen magas hőmérsékleteken következhet be. A nagy tiltott sáv teszi lehetővé, hogy a galliumarzenidből készült eszközök jóval magasabb hőmérsékletig üzemképesek maradjanak, mint a szilícium alapú félvezető eszközök. A nagy tisztaságú galliumarzenid kristályok elektronmozgékonyasága kb. 5-ször nagyobb, mint a szilíciumé. Ez lehetővé teszi a félvezető eszközök felső frekvenciahatárának jelentős kiterjesztését. Pl. galliumarzenid alapanyagból készült varaktor diódák levágási frekvenciája 630 GHz a szilícium alapanyagú varaktor 300 GHz-es határfrekvenciájával szemben [9]. A galliumarzenid varaktor igen alacsony (4,2 K°) hőmérsékleten is működőképes, ami a zajelnyomás szempontjából is igen előnyös.

	Ge	Si	GaAs
Olvasáspont $^{\circ}\text{C}$	936	1420	1238
Sűrűség g/cm^{-3}	5,33	2,33	5,32
Rácsállandó 10^{-8} cm	5,658	5,430	5,654
Gőznyomás olv. ponton atm.	10^{-9}	10^{-7}	1
Fajhő $\text{cal}/\text{g } ^{\circ}\text{C}$	0,074	0,167	0,086
Diektromos állandó	16	11,8	11,1
Tiltott sáv szélessége eV	0,67	1,11	1,40
Tiltott sáv típusa	indirekt	indirekt	direkt
Legnagyobb mért mozgékonyaság (300 K°) elektronok	3800	1450	8500—9000
Iyukak	1800	500	430
Intrinsic fajl. ellenállás Ω cm (25 $^{\circ}\text{C}$)	46	$2,3 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^8$
Intr. elektron konc. cm^{-3} (25 $^{\circ}\text{C}$)	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^6$

A vezetési- és vegyérték-sávok közötti direkt elektronátmenet lehetősége a galliumarzenid alapú fényforrások (injekciós lézer, elektrolumineszcens dióda) működésének fizikai alapja. A galliumarzenid fényforrásokra jellemző a közel 100%-os kvantumhatásfok [10], vagyis minden egyes injektált töltéshordozóra esik egy emittált foton. A galliumarzenid alapú elektrolumineszcens dióda 25 $^{\circ}\text{C}$ hőmérsékleten 890 nm hullámhosszúságú sugárzást bocsát ki (közel infravörös), míg 67% galliumarzenid és 33% galliumfoszfid összetételű elegendő kristályból készült fényforrás 670 nm hullámhosszon sugároz (vörös). Elektrolumineszcens diódák fénykibocsátása általában a p típusú oldalon történik, ahol az elektron-lyuk rekombináció végbemegy. Lumineszcens diódák felhasználási területeként olyan alkalmazások kínálkoznak (indikátor lámpák, információ-tároló elemek), ahol a megbízhatóság elsőrendű fontosságú. Lézerdiódák céljaira készült galliumarzenid egykristályok szennyezői germánium, szilícium, szelén vagy tellur, s a szennyezési koncentráció kb. $3 \times 10^{18} \dots 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, vagyis igen erősen szennyezett kristályokra van szükség.

A galliumarzenid vezetési sávjában a főminimumon kívül egy 0,36 eV-tal magasabban fekvő mellékminimum is van. Ennek jelenlétét pl. magas hőmérsékleteken végzett Hall-effektus mérésekkel [11, 12, 13] vagy optikai abszorpció méréssel [14] lehet kimutatni. Ebben a mellékminimumban az elektronok mozgékonyasága kb. 50-szer kisebb, mint a főminimumban. Erős elektromos terek alkalmazásával (1–2 kV/cm) elektronok vihetők fel ebbe a magasabban fekvő állapotba. Ha a felső állapot betöltöttsége egy bizonyos értéket eléri, az áramsűrűség-térerősség karakterisztikán negatív differenciális ellenállású szakasz keletkezik. Ezt a nagy térerősségnél fellépő jelenséget Gunn-effektusnak nevezik. Bizonyos kedvező körülmények közt több instabilitási jelenségek, tértöltés-felhalmozódás és elektromos domáinek kialakulása is bekövetkezik.

A Gunn-effektus alapján mikrohullámú oszcillátor, a tömb instabilitási jelenségek alapján pedig másféle eszközök is készíthetők. Ilyen pl. a mm-es hullámhosszú oszcillátor, amely a korlátozott tértöltési fel-

halmozódás (LSA) elvén működik, és 30–300 GHz tartományban 1 W teljesítmény érhető el kb. 20%-os hatásfokkal [15].

Igen nagy jelentőségűek a galliumarzenid téreffektus tranzisztorok megvalósítására irányuló kutatások. Mivel a téreffektus tranzisztorok felső határfrekvenciája elsősorban a töltéshordozók mozgékonyaságától függ, itt nagyon látható a galliumarzenidnek a szilíciummal szembeni 5:1 arányt is elérő előnye. A kísérleti példányokkal, ahol galliumarzenid alapanyagot szilíciumnitridet alkalmaztak szigetelőként, 2–4-szer jobb teljesítményerősítést és kedvezőbb hőmérsékleti tulajdonságokat értek el, mint a hasonló technológiával készült szilícium alapanyagú téreffektustranzisztorokkal [16].

Erősen szennyezett galliumarzenid alapanyagból tunnel diódák is készíthetők. A minimálisan szükséges szennyezőkoncentráció kb. 10^{18} cm^{-3} . Galliumarzenid alapanyagú tunneldiódák maximális működési hőmérséklete több száz $^{\circ}\text{C}$ -t is elérhet.

Galliumarzenid egykristályok előállítása

A galliumarzenid egykristály gyártása nem könnyű feladat. A legújabb időkig a gyártást két lépésben végezték. Előbb gallumból és arzénből 1240 $^{\circ}\text{C}$ körüli hőmérsékleten kb. 1 atmoszféra arzén-gőz nyomáson, levegő kizárásával elkészítették a polikristályos öntecset, majd ebből egykristályt húztak, annak egyidejű tisztítása mellett. A galliumarzenid szintézis körülményeiről sok tanulmány ad tájékoztatást [2, 4, 17], ezért most csak az egykristály-növesztés körülményeire térünk ki részletesebben.

A kristálynövesztésnek három alapvető módszerét különböztethetjük meg, amelyek az olvadék és a növekvő kristály elhelyezésében különböznek egymástól.

A legegyszerűbb az az eljárás, amelyben mind az olvadék, mind a kristály egy horizontális csónakban foglal helyet (Bridgman-technológia). Az eljárás legnagyobb előnye az egyszerűsége. Legfőbb hátránya, hogy az olvadék, a kristály és az olvadék–szilárd határfelület közvetlenül a csónak felületével érint-

kezik. A csónak fala göcképződést okozhat, és a hűtési folyamat során nagyobb feszültségek keletkezhetnek a kristályokban.

Ezek a nehézségek legyőzhetők. Mivel itt spontán kristályosodás folyik, a keletkező egykristály-növesztés szempontjából nagyon lényeges a kemence lehűtési hőfokprofiljának megfelelő állandó gőznyomás biztosítása, a kristályhúzás sebessége, a kvarccsónak minősége stb. A horizontális csónakban történő egykristály-növesztést különösen germánium kristály készítésére használták fel, de Miller és Richards újabban néhány $A^{III}B^V$ félvezető, pl. galliumarzenid készítésére is alkalmazta [17].

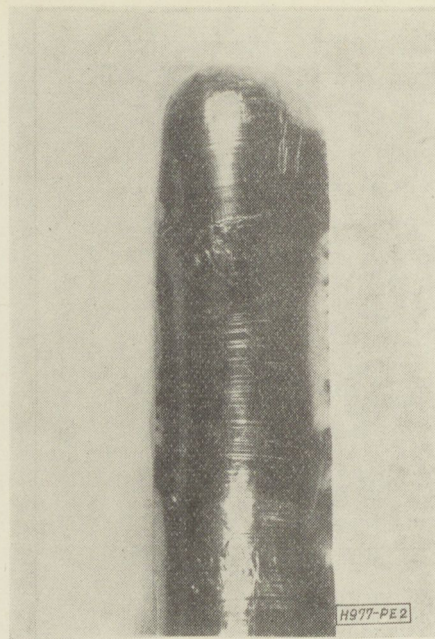
A másik eljárás a lebegőzónás módszer, amelyik mindenféle érintkezést kiküszöböl az olvadék és a csónak között. Itt egy polikristályos félvezető rudat két végénél befognak, és a rúd csak egy kis részét olvasztják meg. Az olvadt szakaszt a folyadék felületi feszültsége és a rúd szilárd része tartja. Az eljárást eredetileg szilíciumkristályok gyártására dolgozták ki, de néhány $A^{III}B^V$ félvezető gyártására is felhasználták [17].

A Czochralski eljárás [17, 18] a két előbb említett módszer között foglal helyet. Az olvadék egy tégelyben található, de a növekvő kristály és a szilárd-folyékony határfelület nincsen kapcsolatban a tégellyel. A magkristály a folyadék szabad felületébe van bemártva. Mivel a kristályt a folyadékból a növesztés közben ki kell húzni, az olvadék felszíne nagyobb, mint a növekvő kristályé. A fentebb említett két módszernél (horizontális csónak és lebegő zónás módszer) az olvadék és a kristály keresztmetszete nagyjából egyenlő, és a kristályt az olvadékhoz képest nem kell mozgatni, elégséges egy magasabb hőmérsékletű zóna vagy hőmérsékleti gradiens mozgatása a félvezető anyag felett. Ezért a Czochralski-készülék húzószerkezete a három berendezés között a legbonyolultabb, habár a lebegőzónás módszer némely esetben ezen is túltehet.

A galliumarzenid egykristályokat a Fémipari Kutató Intézetben a legegyszerűbb módszer, a Bridgman-féle eljárás alapján állítottuk elő. Az eredeti eljárást módosítottuk, és így mind a galliumarzenid szintetizálását, mind az egykristály növesztését egy munkamenetben végeztük [3]. Az egykristálykészítés során felmerült kérdésekről s azok megoldásáról más helyen számoltunk be [4].

Az általunk készített öntecsek kb. 7 cm hosszú, 1–1,5 cm nagytérű, ellipsziskeresztmetszetű rudak voltak. A 2. ábrán egy tipikus kristály fényképét mutatjuk be. Sokszor az öntecs vége polikristályos volt, néhány esetben nem egy, hanem két vagy több összenőtt egykristályt kaptunk. A kristályokat általában nem doppoltuk, kivéve amikor krómmal szennyeztük növesztés közben a kristályt, ill. a növesztést oxigén atmoszférában végeztük.

Az elkészült kristályok minőségét a kristályok szerkezeti tökéletessége, orientációja, s a bennük levő szennyező atomok minősége és mennyisége, továbbá az ezektől függő elektromos paraméterek szabják meg. Egy pár kristályról röntgendiffrakciós felvételt készítettünk, s ezek alapján győződünk meg arról, hogy a kristályok egykristályok voltak.



2. ábra. Bridgman-féle eljárással készített galliumarzenid egykristály

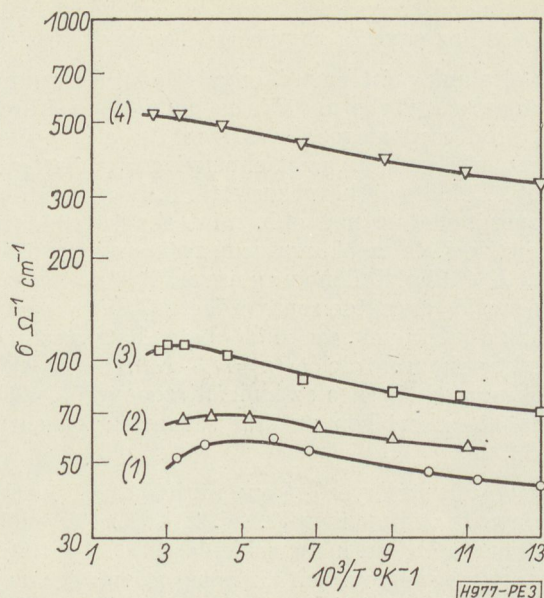
A kristályok szennyezőit részben aktivációs, részben pedig kémiai elemzéssel (fotometriával és spektrálanalízissel) határoztuk meg. A 2. táblázatban ezen vizsgálatok tipikus eredményeit közöljük.

2. táblázat

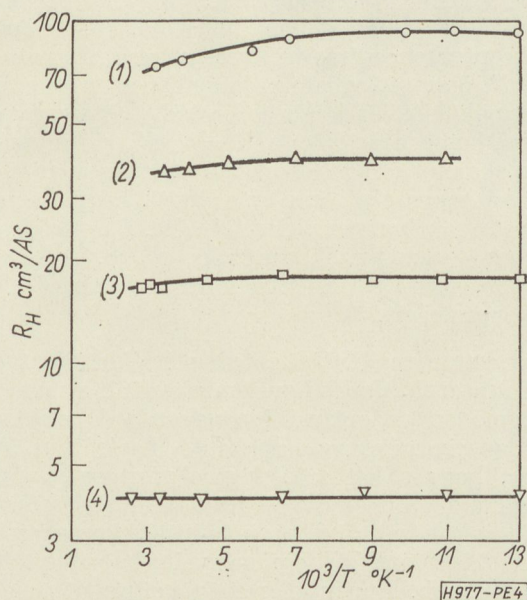
Elem	Koncentráció ppm	Analízis módja
Fe	1–2	aktivációs analízis [5]
Zn	≈ 0,5	aktivációs analízis [5]
S	4	fotometriás analízis [6]
Se	≤ 1	fotometriás analízis [6]
Si	≈ 1 (becsülve)	spektrális analízis

A GaAs kristályokon végzett elektromos mérések eredményei

A galliumarzenid egykristályok következő fizikai paramétereit mértük: vezetési típus, fajlagos vezetőképesség, töltéshordozó koncentráció és -mozgékony-ság, szennyezők kompenzációs foka. A vezetési típust és a töltéshordozó koncentrációt Hall-effektus méréssel, a mozgékony-ságot, valamint a kompenzációs fokot a fajlagos vezetőképesség és Hall-effektus együttes méréssel határoztuk meg. A méréseket 300 K° és 77 K° hőmérsékleteken végeztük, a minták egy részénél pedig a 77...400 K° hőmérsékleti tartományban. A Hall-effektus és vezetőképesség-méréshez a galliumarzenidből kb. 0,5 mm vastag szeletet vágtunk le, s ezen szeletből 2×10×0,5 mm méretű hasábokat csiszoltunk ki. A hasábokon csiszolás és H_2O_2 és H_2SO_4 vizes oldatában való polírozó marás után ötvözzel készítettünk kontaktusokat. 0,5 mm átmérőjű In golyókat ötvöztünk a hasábra, egyet-egy két végére az áram hozzávezetés céljára, s kettőt-kettőt két átellenes oldalára a potenciálmérés céljából. A kontaktusok felötvöztetését tisztított hidrogén-áramban 450 C° hőmérsékleten végeztük el [19].



3. ábra. Galliumarzenid egykristályok elektromos vezetőképessége a hőmérséklet reciprokának függvényében. 1. $n = 8,3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 2. $n = 1,8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 3. $n = 3,8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Cr-mal szennyezve, 4. $n = 1,6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, O-nal szennyezve



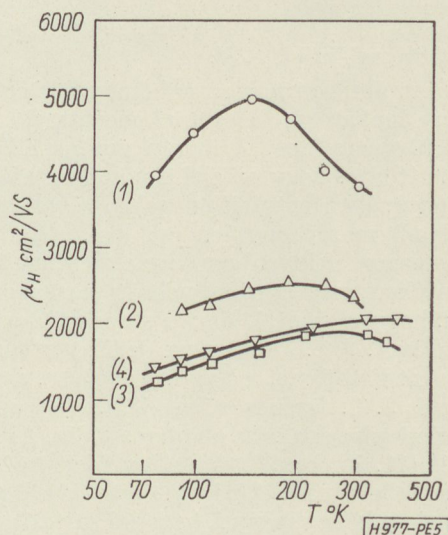
4. ábra. Galliumarzenid egykristályok Hall-állandója a hőmérséklet reciprokának függvényében. A jelölések azonosak a 2. ábrán alkalmazottakkal

A felötvözött indiumgolyókhoz 100–200 μm -es aranydrótokat forrasztottunk. Így mechanikailag igen stabil, elektromosan igen kis ellenállású ohmos kontaktusokat nyertünk.

A méréseket a konvencionális egyenáramú kompenzációs módszerrel végeztük, az alkalmazott maximális mágnes tér 8000 Gauss volt. A Hall-állandó és fajlagos vezetőképesség méréséhez használt kriosztát az R. W. Ure [20] által leírt kriosztáthoz hasonló konstrukciójú volt.

A Hall-állandó mérésének becslött pontossága 3%, a fajlagos vezetőképessége pedig 5%. A hőmérsékleteket kb. 0,5 $^{\circ}\text{C}$ pontossággal mértük. A fajlagos vezetőképesség, Hall-állandó, valamint a Hall-mozgékonyosság hőmérsékletfüggésére jellemző görbék a

3., 4. és 5. ábrán láthatók. Az összes általunk vizsgált minta n típusú volt, a szobahőmérsékleten mért töltéshordozókoncentrációk $4 \cdot 10^{16}$ és $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ között mozogtak, a fajlagos vezetőképesség értékei $30\text{--}1000 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, s a Hall-mozgékonyosság mért értékei $1900\text{--}4200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ között voltak.



5. ábra. Galliumarzenid egykristályok Hall-mozgékonyága a hőmérséklet reciprokának függvényében. A jelölések azonosak a 2. ábrán alkalmazottakkal

Arra, hogy az egyébként szándékosan nem szennyezett GaAs kristályok n típusúak, az irodalomban a legelfogadottabb magyarázat az, hogy a kvarc ampullákban, ill. kvarc csónakban növesztett galliumarzenid kristályok Si-mal szennyezettek, ami a galliumarzenid olvadék s a kvarc kölcsönhatásának eredménye [21]. A Si egyébként nem túl nagy koncentrációkban a gallium atomok helyére épül be, és sekély donorszinteket hoz létre 0,002 eV energiával a vezetési sáv alsó éle alatt [24]. Esetünkben szerepet játszhat a kiindulási arzén kén szennyezettsége is, mivel az S is sekély donorszinteket hoz létre a galliumarzenidben. A donor típusú szennyezők (S, Si, Se) maximális koncentrációja $5\text{--}6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ -nek felel meg, ami nagyságrendben megegyezik a tisztább kristályokon mért elektronkoncentrációval.

A Hall-állandó, fajlagos vezetőképesség és Hall-mozgékonyág menete a hőmérséklet függvényében megfelel az irodalomban található, a közepesen és erősen szennyezett galliumarzenidre vonatkozó adatoknak [8, 21, 22]. A Hall-állandó (és így az elektronkoncentráció) a vizsgált tartományban gyakorlatilag független a hőmérséklettől. A mozgékonyág igen gyengén függ a hőmérséklettől, ami azzal magyarázható, hogy a nagy szennyezettség és elektronkoncentráció következtében a vezetési elektronok elfajult gázt alkotnak, s az elektronok mozgékonyágát a szobahőmérséklet alatt az ionizált szennyezőkön való szóródás határozza meg. Ez elfajult elektrongáz esetén a mozgékonyág általunk is megfigyelt gyenge hőmérsékletfüggésére vezet.

Szobahőmérséklet környékén az ionizált szennyezőkön való elektronszóródáson kívül jelentős szerepet játszik az elektronoknak a poláris optikai fononokon való szóródása is. A mért mozgékonyág közelítőleg a két domináns mechanizmus által meghatározott

mozgékonyosság reciprokának összegezésével adódik. Tekintve, hogy az optikai fononok okozta elektron-szóródás a hőmérséklet csökkenésével közel exponenciálisan csökken [11], ezért hatása a szobahőmérséklet alatt elhanyagolható. Szobahőmérsékleten (300 K°) a poláris optikai fononokon való elektronszóródás által limitált mozgékonyosság az elméleti becslések, valamint az igen tiszta kristályokon végzett mérések alapján $9300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [11, 23].

A 6. ábrán ábrázoltuk a szobahőmérsékleten mért mozgékonyságokat az elektronkoncentráció ($n \cong \cong 1/eR_H$) függvényében. A mérési pontok elhelyezkedéséből látható, hogy az elektronkoncentráció (és így a szennyezőkoncentráció) növekedésével az elektronok (Hall) mozgékonyága csökken. Az a tény, hogy ugyanazon elektronkoncentráció esetén különböző mintákon más és más volt a mozgékonyosság arra utal, hogy a minták összes szennyezőtartalma különböző volt. A 6. ábrán *a*-val jelölt görbe a mérési pontokat köti össze, a *b*-vel jelölt görbe, amelyet S. M. Sze és J. C. Irvin közöltek [24], nagymennyiségű kísérleti adat analízise alapján adódik. Az elméleti görbék [11, 25] kb. 20%-kal a *b*-vel jelölt kísérleti görbe felett haladnak. Az igen tiszta kristályokon végzett mérések eredményei igen jól követik a H.

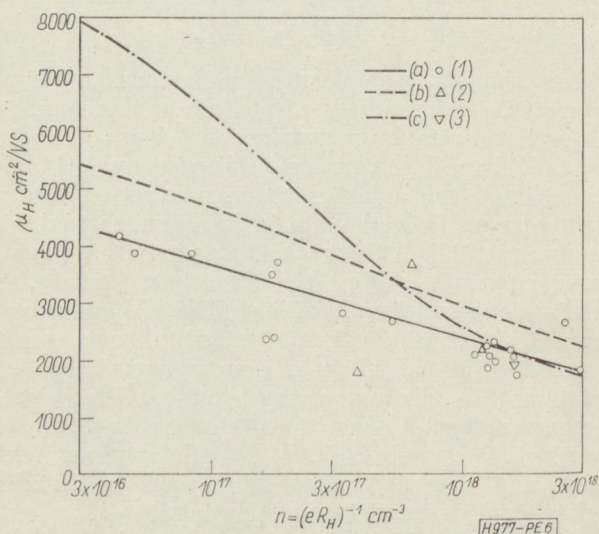
és mért mozgékonyságok között. μ_p értékének csökkentésével az egyezés nagymértékben javítható.

Az általunk mért mozgékonyági adatok szemmel láthatóan a *b* görbe alatt és méginkább az Ehrenreich által meghatározott és igen tiszta mintákon végzett mérésekkel igazolt elméleti görbe alatt maradnak. Ebből arra következtettünk, hogy mintáink szennyezőtartalma nagyobb, mint a mért elektronkoncentráció, és ez okozza a mozgékonyság csökkenését. A többségi donor szennyezőkön (N_d) kívül kompenzáló akceptorszennyezőket (N_a) is tartalmaznak a kristályok, ezek különbsége határozza meg az elektronkoncentrációt ($n = N_d - N_a$), de az elektronok mozgékonyága az ionizált szennyezők szóróhatása következtében az össz szennyezőkoncentrációtól függ.

Az ionizált szennyezők koncentrációját a következőképpen becsültük meg [7, 27, 28], (L. Függelék). Folyékony nitrogén hőmérsékletén (77 K°) a töltéshordozók mozgékonyságát kizárólag az ionizált szennyezőkön való szóródás határozza meg. Ekkor a mért Hall-állandóból az n töltéshordozó koncentráció, továbbá a Hall-mozgékonyaságból és a töltéshordozó koncentrációból a Brooks—Herring formula segítségével (amely a kompenzációt is figyelembe veszi) az ionizált szennyezők koncentrációja, azaz a donor és akceptor koncentrációk összege meghatározható. N_a és N_d összegét, valamint különbségét (n) ismerve, mindegyikük külön-külön is kiadódik. A szennyezőatomok kompenzációjára a $K_n = N_a/N_d$ viszonyszám, az ún. kompenzációs fok jellemző. Ezen analízist a mért mintákon elvégezve az adódott, hogy a szennyezőatomok kompenzációs foka kb. 0,5–0,6, azaz a minták szennyezőkoncentrációja kb. 4–5-ször nagyobb, mint a Hall-állandóból számítható elektronkoncentráció.

Ugyanezen analízist a szobahőmérsékleti adatokra is alkalmaztuk, de itt figyelembe vettük a már említett módon az optikai fononokon való elektronszóródás mozgékonyaságcsökkentő hatását is. Tekintve, hogy a két szórási mechanizmus együttes hatását a mozgékonyságok reciprokainak összeadásával csak közelítőleg tudjuk leírni, így a szobahőmérsékleti analízis eredményeinek bizonytalansága nagyobb. Ennek ellenére a kétféle úton meghatározott szennyezőkoncentrációk elfogadhatóan (20–30%-on belül) egyeztek.

Meg kell jegyeznünk, hogy az általunk alkalmazott eljárás erősen túlbecsüli a szennyezőkoncentrációt H. Ehrenreich számításaihoz képest, aminek oka egyrészt az, hogy H. Ehrenreich a két szórási mechanizmus együttes hatását pontosabb modell alapján vette figyelembe, másrészt mi eltekintettünk minden egyéb mozgékonyaságcsökkentő hatástól (semleges szennyezők, kristályhibák, mikro- és makroinhomogenitások stb.), amelyek elhanyagolása a látszólagos szennyezőkoncentráció növekedéséhez vezet [7]. Ezen túlmenően, főleg az erősebb szennyezések tartományában a Brooks—Herring-formula túlbecsüli a szabad töltéshordozók árnyékoló hatását, és így e formulából jóval nagyobb szennyezőkoncentráció adódik [29], mint ami a kémiai analízis eredményei alapján várható lenne.



6. ábra. Galliumarzenid egykristályok szobahőmérsékleten (300 K°) mért elektronmozgékonyága a töltéshordozó koncentráció függvényében. 1. szennyezetlen, 2. Cr-mal szennyezett, 3. O-val szennyezett kristályok. *a*) kísérleti görbe, *b*) kísérleti görbe a [21] alapján, *c*) a Conwell—Weisskopf-formulával számolt elméleti görbe

Ehrenreich által kiszámolt görbét [11, 26]. A 6. ábrán *c*-vel jelölt görbe az ionizált szennyezők és a poláris fononok által okozott szórásból adódó eredő mozgékonyaságot ábrázolja. Az ionizált szennyezők által meghatározott mozgékonyaságot a Conwell—Weisskopf-formulából számoltuk ki [8], a fononok által korlátozott mozgékonyaságra az irodalmi $\mu_p = 9300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ adatot vettük fel, s az eredőt úgy számoltuk, hogy a két mozgékonyosság reciprokát összegeztük: $\mu^{-1} \cong \mu_1^{-1} + \mu_p^{-1}$. Ez a görbe a nagy szennyezések tartományában ($n \geq 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) jól követi a mérési adatokat, a közepes szennyezési koncentrációk tartományában azonban elég nagy az eltérés a számított

Összefoglalás, következtetések

A fentiek alapján a következőket állapíthatjuk meg.

1. Sikerült részben hazai nyersanyagból (gallium) galliumarzenid egykristályokat előállítani a módosított Bridgman-féle eljárás alapján.

2. A kémiai analízis szerint a kristályok fő szennyezői a kén, szilícium, vas és cink voltak.

3. A nem doppolt kristályok n típusúak voltak, az elektron koncentráció $4 \times 10^{16} \dots 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a maximális elektronmozgékonyosság $4200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

4. A kristályokban nagy volt a szennyezők kompenzációs foka. Egy közelítő eljárást mutattunk be a kompenzációs fok meghatározására.

5. Az általunk előállított egykristályok elektronkoncentrációi abban a tartományban vannak, amely alkalmassá tehetné azokat galliumarzenid alapú fényforrások vagy tunneldiódák előállítására.

Köszönetnyilvánítás

A szerzők köszönettel tartoznak Bertóti Imrének és Hagyó Józsefnek az elektromos kontaktusok elkészítéséért és Somogyi Károlynak (valamennyien a Műszaki Fizikai Kutató Intézet munkatársai) a krisztát megkonstruálásáért. A szerzők köszönetüket fejezik ki dr. Gergely Györgynek (Műszaki Fizikai Kutató Intézet) az elektromos mérések végzése során nyújtott támogatásáért.

Függelék

Alacsony hőmérsékleteken (pl. 77 K°) az elektronok mozgékonyágát az ionizált szennyezők okozta szóródás határozza meg. Ekkor a mozgékonyágot a Brooks—Herring-formula segítségével lehet meghatározni [7, 8, 17]:

$$\frac{\mu_H}{r} = \mu = \frac{32\sqrt{2}\pi\epsilon^2(kT)^{3/2}F_2(\xi)}{e^3m^{*1/2}N_1[\ln(1+b)-b/(1+b)]F_{1/2}(\xi)},$$

ahol

$$b = \frac{8m^*kT}{\hbar^2} \cdot \frac{F_{3/2}(\xi)}{F_{1/2}(\xi)} R_0^2$$

és

$$R_0^2 = \frac{\hbar^2\epsilon}{8e^2m^{*3/2}(2kT)^{1/2}F_{-1/2}(\xi)}.$$

Itt $F_n(\xi)$ az ún. Fermi integrál (értékei táblázatokban megtalálhatók), ξ a redukált Fermi-energia.

A Hall-állandó és a szórási tényező a következőképpen fejezhető ki:

$$R_H = \frac{r}{en}; \quad r = \frac{3F_{7/2}(\xi)F_{1/2}(\xi)}{4[F_2(\xi)]^2},$$

ahol az elektronkoncentráció

$$n = N_c F_{1/2}(\xi) = 4\pi \left(\frac{2m^*kT}{h^2} \right)^{3/2} F_{1/2}(\xi).$$

A fenti képletek kombinációjából a mért Hall-állandó és mozgékonyág ismeretében rendre meghatározhatók ξ , r , n és $N_1 = N_a + N_d$ értékei.

A szobahőmérsékleti analízisnél figyelembe kell venni az elektronoknak a poláris optikai fononokon való szóródásából adódó mozgékonyágcsökkenését. Mivel ebben az esetben a szórási tényező nehezen számítható, ezért az $r \cong 1$ és $\mu_H \cong \mu$ közelítésekkel élünk. Továbbá

$$\mu^{-1} = \mu^{-1} + \mu_p^{-1},$$

ahol $\mu_p = 9300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Így a mért mozgékonyágból adódik az ionizált szennyezők okozta szórásból eredő mozgékonyág, s ebből már az N_1 szennyezőkoncentráció kiszámítható.

Ezt a leírt módszert alkalmaztuk a szennyezőkoncentráció, valamint a kompenzációs fok meghatározására.

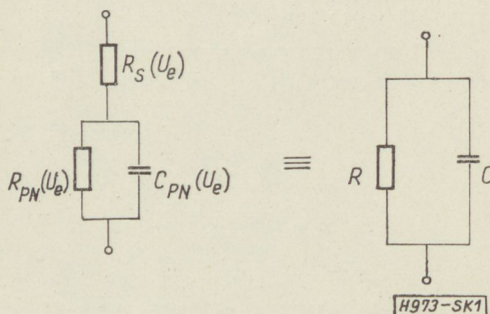
IRODALOM

1. Magyar szabadalom 148—953.
2. Fémipari Kutató Intézet, Zárójelentés, 1968. (Tsz.: 141)
3. Magyar szabadalom 2251 (FE-645) 5. sz.
4. Papp E.—Zsindely S.—Legát T.: Neue Hütte 13, 29 (1968).
5. Bujdosó E.—Miskei M.—Ormos Gy.: Proc. of the Anal. Chem. Conf. Budapest, 1966. 262—9.
6. Fémipari Kutató Intézet tervtanulmány a GaAs egykristály gyártására (Tsz.: 543) (1965—66).
7. Pődör B.—Ivánka C.: Acta Physica Acad. Sci. Hung. 25, 115 (1968).
8. Madelung, O.: Physics of III—V Compounds, Wiley, N. Y. 1964.
9. Uhlir, A.: Electronics, 40/23, 118, 1967.
10. Biard, J. R.—Snack, H.: Electronics, 40/23, 127, 1967.
11. Ehrenreich, H.: Phys. Rev. 120, 1951, 1960.
12. Roberts, F.: Phys. Lett. 17, 21, 1965.
13. Ikoma, H.—Shing-shing Wang, J.: Phys. Soc. Jap. 25, 1739, 1968.
14. Balsev, I.: Phys. Rev. 173, 762, (1968).
15. Copeland, J. A.: Electronics, 40/12, 91, 1967.
16. Becke, H. W.—White, J. P.: Electronics, 40/12, 82, 1967.
17. Willardson, R. K. and Goering, H. L.: Compound Semiconductors. Vol. I Reinhold Publ. Co. New York—London.
18. Czochralski, J. Z.: Phys. Chem. 92, 219, (1917).
19. Либов, Л.Л. — Мескин, С.С. — Наследов, Д.Н. — Семенов, В.Е. — Царенков, П.Т. 1965/4 стр 14.
20. Ure, R. W.: Rev. Sci. Instr. 28, 836, 1957.
21. Eckstrom, L.—Weisberg, L. R.: J. Elchem. Soc. 109, 321, 1962.
22. Fertin, J. L.—Lebailly, J.—Deyrs, E.: Proc. 1966 Symp. on GaAs Reading, 1966. p. 46.
23. Kang, C. S.—Greene, P. E.: Appl. Phys. Letters, 11, 171, 1967.
24. Sze, S. M.—Irvin, J. C.: Solid-State Electronics, 11, 599, 1968.
25. Moore, E. J.: Phys. Rev. 160, 618, 1967.
26. Hilsum, C. H.: Progress in Semiconductors, Vol. 9. 1966.
27. Ivánka K.: Diplomamunka, ELTE, 1967.
28. Pődör B.: Acta Phys. Hung. 1969. s. a.
29. Amith, A.—Kudman, I.—Steigmeier, A. F.: Phys. Rev. 138A, 1270, 1965.

A pn-átmenet kapacitásának automatikus mérése

ETO 621.382.232:621.315.335.2

A pn-átmenetet helyettesítő kétpólus (1. ábra) három feszültségfüggő elemből áll: az átmenet kapacitásából, az átmenet ellenállásából (R_{pn}), amely az átmeneten átfolyó egyenáram útját biztosítja, és az átmenetet a kontaktusokkal összekötő félvezető réteg ellenállásából (R_s).



1. ábra. A pn-átmenet helyettesítő képe

Mindhárom elem feszültségfüggése a kiürített réteg szélességének feszültségfüggésére vezethető vissza.

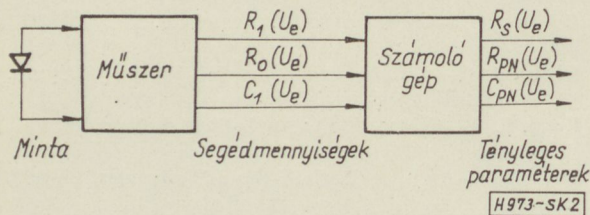
A kétpólus egyetlen frekvenciára egy párhuzamos RC taggal ekvivalens. Az R és a C is függ az eredeti helyettesítő kép mindhárom paraméterétől és természetesen a frekvenciától is:

$$\begin{aligned} R &= f_1(R_s; R_{pn}; C_{pn}; \omega) \\ C &= f_2(R_s; R_{pn}; C_{pn}; \omega) \end{aligned} \quad (1)$$

Közvetlenül csak ezt az RC helyettesítő képet lehet mérni. Ahhoz, hogy ebből a három elemes helyettesítő kép paramétereire következtethessünk, három mérést kell végezni. Célzerű megmérni egy ismert frekvencián a kétpólus komplex admittanciáját (ebből adódik R_1 és C_1) és zérus frekvencián ellenállását (R_0):

$$\begin{aligned} R_1 &= f_1(R_s; R_{pn}; C_{pn}; \omega_1) \\ C_1 &= f_2(R_s; R_{pn}; C_{pn}; \omega_1) \\ R_0 &= R_s + R_{pn} \end{aligned} \quad (2)$$

A három adatból R_s , R_{pn} és C_{pn} értékei kiszámíthatók. A számítás elvégeztethető számológéppel (2.



2. ábra. Mérési elrendezés a helyettesítő kép valamennyi elemének meghatározására

ábra). A műszer feladata tehát az, hogy az előfeszültség függvényében folyamatosan mérje a kétpólus admittanciáját és egyenáramú ellenállását.

Ha R_s elhanyagolhatóan kicsiny R_{pn} -hez képest, akkor $C_{pn} = C_1$ -el. Ilyenkor tehát elhagyható a számológépes kiértékelés. A mérőműszerrel szemben támasztott követelmények viszont alig csökkennek; hiszen megmarad a folyamatos admittancia mérés (igaz, hogy csak a képzetes részére van szükség, de ez elvi könnyítést nem jelent). Elhagyható a nagyon egyszerűen megoldható egyenáramú ellenállás mérés, továbbá az admittancia valós részének kijelzése. A továbbiakban csak ezzel az egyszerűsített esettel foglalkozunk, de röviden utalni fogunk azokra a kiegészítő áramkörökre, amelyek lehetővé teszik R_{pn} kijelzését és R_0 mérését is.

Az alábbiakban táblázatosan (1. táblázat) összefoglalva látható, hogy a mérendő minták paramétereit milyen értékek közé esnek. A jósági tényező $\omega_1 = 500$ kHz-en értendő.

1. táblázat

Előfeszültség	C_1	R_1	$R_1 C_1$	$Q = R_1 C_1 \omega_1$
$U_e \text{ max}$	10 pF	1 MΩ	10^{-5} s	30
$U_e = 0$	1 nF	100 Ω	10^{-8} s	$3 \cdot 10^{-2}$

A mérőjel nagysága maximum néhányszor 10 mV-ra választható, egyrészt azért, mert ekkora jellel szemben C_1 még lineárisnak tekinthető, másrészt, mert ezzel még nulla előfeszültség környezetében is mérhetjük C_1 -t.

Módszerek veszteséges kapacitás folyamatos mérése

Önkiegyenlítő, komplex híd

A kapacitásmérésre elterjedten használt híd-módszer automatizált változata. A mérési elv változatlan, tehát a mérendő impedanciát etalonelemek leutánozzák.

A kézi kiegyenlítésű és az automatikus mérőhidak között az alapvető elvi különbség a kiegyenlítés időbeli lefolyásában van. Az előbbieket a valós és képzetes részre nem egy időben, hanem egymás után, felváltva egyenlítik ki. Az indikátor a hibafeszültségnek csak az abszolút értékét méri. A mérő személy gondoskodik arról, hogy az nullához konvergáljon.

Automatizált kivitelben a valós és a képzetes rész kiegyenlítése egyszerre történik. Ezért szükség van a hibafeszültség abszolút értékére és fázisára is. Ha egy kiegyenlített hídban a mérendő admittanciának csak a valós részét vagy csak a képzetes részét

Az 1968. évi diplomaterv pályázat egyik díjnyertes diploma terve.

Beérkezett: 1969. VII. 29-én.

megváltoztatjuk, megváltozik a hibajel abszolút értéke, és fázisa is.

$$\begin{aligned}\varphi &= f_3(R; C) \\ |u| &= f_4(R; C) \\ \omega &= \omega_1 = \text{konst.}\end{aligned}$$

A valós és a képzetes rész kiegyenlítésének szétválasztása tehát komoly feladat. A szétválasztás tökéletlen megoldása viszont két egymásba hurkolt szabályozási kört jelent, ami a kiegyenlítés konvergenciáját veszélyezteti. A híd tökéletes kiegyenlítése „I” típusú (integráló) szabályozási köröket kíván, amelynek stationárius hibája zérus. A beavatkozó szervok emiatt gyakran szervomotorok.

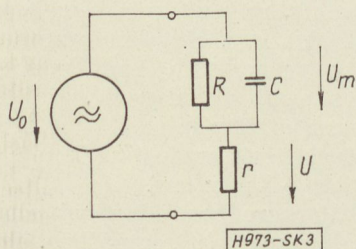
Az [1]-ben leírt önkiegyenlítő komplex híd a Schering-hidnak olyan változata, melyben mind a valós, mind a képzetes rész potenciométerekkel egyenlíthető ki. A potenciométereket szervomotorok mozgatják.

Az automatikus hidak pontossága statikus mérés esetén megegyezik a hagyományos hidak pontosságával. A pn-átmenetek mérésére tehát alkalmasak, feltéve, ha megoldható az egyenáramú előfeszítés, és az admittanciaértékek folyamatos kijelzése.

Itt említjük meg a [2]-ben leírt kézi kiegyenlítésű mérőhidat, amelyet kifejezetten pn-átmenetek kisfrekvenciás mérésére terveztek. Az automatizált megoldáshoz kiindulásul szolgálhat.

A kapacitás meghatározása amplitúdó- és fázismérés segítségével

A legkézenfekvőbb mérési módszer. A mérendő veszteséges kapacitással sorba kapcsolunk egy elhanyagolhatóan kicsi (r) ellenállást. A 3. ábrán lát-



3. ábra. Mérési elrendezés C meghatározására feszültség- és fázisméréssel

ható módon feszültséggenerátorral meghajtjuk, és az r -en fellépő feszültség amplitúdóját és fázisát mérjük.

$$\frac{r}{R} \ll 1 \text{ és } RC \ll 1$$

feltételek teljesülése esetén:

$$U = U_0 \frac{r}{R} + jU_0 r \omega C$$

Ebből

$$C = \frac{|U| \sin \varphi}{U_0 r \omega}$$

Látható, hogy amennyiben az U feszültséget fázisérzékeny egyenirányítóra vezetjük, C -vel arányos kimenőfeszültséget kapunk. Ezen az elven működik a [3]-ban leírt műszer. A mérőjel 10 mV nagyságrendű, U tehát μV -ra is lecsökkenhet. Ezt a feszültséget kell

fázishelyesen felerősíteni, mielőtt az egyenirányítóra kerül.

Vizsgáljuk meg, hogy adott RC szorzatú minta mérése milyen követelményeket állít pl. egy kapuzással működő fázisérzékeny egyenirányítóval szemben. A kapuzó négyszögimpulzusok felfutási ideje (t_f) meghatározza azt a minimális fáziseltérést, amit az egyenirányító még érzékelti tud. Kimutatható, hogy $\frac{\Delta C}{C}$ kapacitás felbontáshoz legfeljebb

$$t_f = 2(RC) \frac{\Delta C}{C}$$

felfutási idő tartozhat.

$$\frac{\Delta C}{C} = 10\%, RC = 10^{-8} \text{ sec esetén } t_f = 2 \text{ ns.}$$

Kis RC szorzatú minták mérése esetén tehát a stabil és fázishelyes erősítés, valamint a fázisérzékeny egyenirányítás okoz problémát (nanosecundumos impulzustechnika). Noha a problémák megoldhatók, véleményünk szerint ezt a módszert inkább nagyobb RC szorzatú minták mérésére érdemes alkalmazni.

Rezgőkörös mérési módszer

A mérendő veszteséges kapacitást egy oszcillátor rezgőkörével párhuzamosan kapcsoljuk. Az eddig tárgyalt módszerektől eltérően nem állandó frekvencián mérünk, hanem a fázist tartjuk állandó értéken — az oszcillátor-mechanizmust kihasználva — és frekvenciát valamint feszültséget mérünk.

A módszer előnye, hogy R és C egymástól függetlenül mérhető. A frekvenciaváltozás csak C -től, az oszcilláció amplitúdójának változása csak R -től függ:

$$\begin{aligned}\varphi &= 0 \\ \omega &= f_5(C) \\ |U| &= f_6(R)\end{aligned}$$

A módszer hátránya, hogy a minta párhuzamos helyettesítő képeinek elemeit (R , C) nem egy állandó frekvenciára adja meg. (1) alapján az így adódó értékek egy közös frekvenciára visszaszámolhatók, de csak akkor, ha R_s ; R_{pn} és C_{pn} frekvenciafüggetlenek.

$Q = 10^{-2}$ nagyságrendbe eső jósági tényezőjű kapacitások mérésekor egy további probléma merül fel: a diódával kiegészített rezgőkör jósági tényezője is nagyon kicsiny lesz és ennek következtében fázis-karakterisztikájának meredeksége $\varphi = 0$ környezetében összemérhetővé válik az oszcillátorerősítő hasonló jellemzőjével. Az erősítő fáziskarakterisztikájának nullátmenete nem abszolút stabil, hanem kis mértékben változik a szórt elemek, a tápfeszültség, a hőmérséklet stb. változásával. Ez jelentősen elhúzhatja az oszcillátor frekvenciáját. Ezek a problémák azonban aránylag egyszerűen megoldhatók.

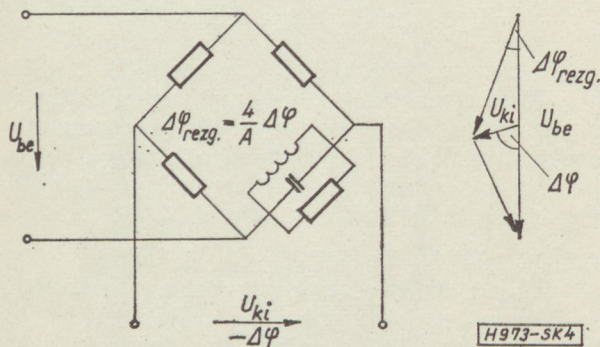
A fix mérőfrekvencia úgy biztosítható, hogy a rezgőkörbe egy további, elektronikusan szabályozható kapacitást építünk be, amely a rezgőkör összkapacitását mindig egy konstans értékre egészíti ki. Meacham-hidas oszcillátor alkalmazásával pedig a rezgőkörön kívüli áramköröknek és elemeknek a frekvenciára gyakorolt hatását lecsökkenthetjük. Híd nélkül az oszcillátor erősítő $\Delta\varphi$ fázisváltozása a frekvenciában az alábbi relatív változást eredményezi:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2Q} \Delta\varphi.$$

Ha a rezgőkört a 4. ábrán látható módon egy híd egyik ágába helyezzük el, és a hidat A erősítésű erősítővel visszacsatoljuk, ugyanez a $\Delta\varphi$ fázisváltozás csak

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2Q \cdot \frac{A}{4}}$$

relatív frekvenciaváltozást okoz. Tehát a külső elemek zavaró hatása $A/4$ -ed részére csökken, ami $A/4$ -szer rosszabb jósági tényezőjű minták mérését teszi lehetővé.



4. ábra. A közel kiegyenlített hídban levő rezgőkör feszültség- és fázisviszonyai

A mérőműszer blokkvázlata

A fent vázolt, kompenzációval és híddal kiegészített, rezgőkörös elven működő műszer blokkvázlata látható az 5. ábrán.

A híd referencia ága ($A-B-C$) terheletlen kapacitív osztó. A transzformátor szekunder tekercsén megjelenő feszültséget frekvenciától függetlenül és fázisforgatás nélkül felezi.

A híd másik ágában ($E-F$) pontok között van a párhuzamos rezgőkör, amelyet a pn-átmenet R és C elemei, a kompenzáló, elektronikusán változtatható Miller-kapacitás és egy mérőtekercs képez. A rezgőkör tiszta ohmos a rezonanciafrekvenciáján. A $D-E$ pontok között levő térvezérlésű tranzisztor – első közelítésben – tiszta ohmos csatornaellenállása igen

széles határok között (50Ω -szakadás) szabályozható. A csatornaellenállás valamivel mindig kisebb, mint a rezgőkör R rezonancia-ellenállása. A hídnak ez az ága tehát a rezgőkör rezonanciafrekvenciáján a bejövő (U_{be}) feszültséget szintén fázistolás nélkül osztja le, de a rezgőkörön levő feszültség $\frac{U_{be}}{2}$ -nél valamivel nagyobb.

A $B-E$ pontok között levő kis hibafeszültségnek (U_{ki}) a híd meghajtó feszültséghez képest 180° -os fáziskésése van. Ha az oszcillátor erősítő és a transzformátor együttesen szintén 180° -os fáziseltolást okoz, akkor a hurok eredő fáziseltolása a rezgőkör rezonanciafrekvenciáján nulla.

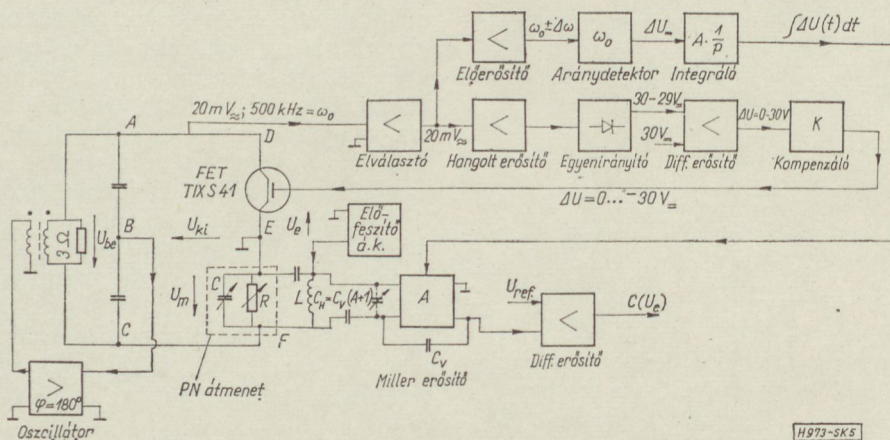
Amennyiben a hurokerősítés egységnyi, az oszcillátor ezen a frekvencián rezgőképes.

A működés mechanizmusa ezek szerint a következő: Ha C megnő, a rezgőkör rezonanciafrekvenciája csökken. Az oszcillálás frekvenciája mindig a rezonanciafrekvencia, tehát ez is csökken.

A frekvenciának egy meghatározott, fix ω_0 -tól való eltérése esetén a frekvencia-szabályozó áramkör addig változtatja C_H -t, amíg a frekvencia ismét ω_0 nem lesz. Jelen esetben C_H addig fog csökkenni, amíg a frekvencia ω_0 -ra nem nő.

Az oszcillátor működéséhez szükséges egységnyi hurokerősítésről külön körnek, az amplitúdó szabályozó áramkörnek kell gondoskodnia, hiszen a kis mérőjellel szemben (20 mV) az egész kapcsolás lineáris. A térvezérlésű tranzisztor csatornaellenállása úgy követi R változását, hogy mindig egy kicsit kisebb marad annál. Ha R megnő, a hurokerősítés 1-nél nagyobb lesz, a D pont feszültsége nő. Az amplitúdó-szabályozó áramkör a csatornaellenállást a vezérlő-elektrodára juttatott nagyobb negatív feszültséggel növeli mindaddig, amíg a D pont feszültsége ismét az eredeti érték nem lesz. Ha a csatornaellenállás bármely oknál fogva nagyobb R -nél, az eddigi pozitív visszacsatolás negatívba megy át, az oszcilláció lecseng, a D pont feszültsége csökken és ez a csatornaellenállás növekedését eredményezi mindaddig, míg a hurokerősítés $+1$ nem lesz.

Az oszcillátorhurokban létrejövő amplitúdó- és frekvenciaváltozások tehát egyidőben, de egymástól függetlenül vezérlik az amplitúdó- és frekvencia szabályozó kört. Ezen áramkörök tervezésénél tehát



5. ábra. Rezgőkörös elven működő kapacitásmérő blokkvázlata

az a leglényegesebb szempont, hogy ez a függetlenség valóban teljesüljön.

A mérés 20 mV-os, 500 kHz-es mérőjellel történik.

A műszer egyes egységeinek vázlatos ismertetése

Az oszcillátor a hídéből, az erősítőből és egy illesztő-transzformátorból áll. Az erősítő és a transzformátor szélessávú, mert így biztosítható a lapos fáziskarakterisztika $\varphi=180^\circ$, illetve $\varphi=0^\circ$ környezetében. Az erősítés kb. 120. A szekundertekercs hídétől független állandó terhelését egy 3 ohmos ellenállás biztosítja.

Az erősítő és a transzformátor domináns pólusfrekvenciáinak egyidejű, egyirányú 5%-os megváltozása a rezonanciafrekvenciát csak 1%-kal változtatja meg $Q=10^{-2}$ jósági tényezőjű minta mérése esetén. Ez a fázisstabilitás kielégítő. Egyben az is látszik, hogy a híd alkalmazása nélkül ez 30%-os frekvencia hibát okozna, ami már megengedhetetlenül nagy érték.

Az amplitúdó-szabályozó áramkör egy közönséges, O-típusú, vivőfrekvenciás kör. Az oszcilláció amplitúdóját 3% pontossággal stabilizálja. A FET csatornaellenállás-vezérlőelektróda feszültség nemlineáritása miatt stabilitásvizsgálata rendkívül bonyolult. Kompenzálását a legnagyobb hurokerősítésű pontjában lineárisnak képzelve végeztük el. A frekvencia-szabályozó áramkörben a frekvencia eltéréseket egy aránydetektor érzékeli, amelynek limitáló tulajdonsága biztosítja, hogy az amplitúdóingadozások ne zavarják a frekvencia szabályozást. Minthogy az aránydetektor az öt megelőző fokozatot a bemenetére jutó jel szintjétől függően különböző mértékben terheli, számára külön előerősítő szükséges. Az integráló műveleti erősítő alkalmazása miatt a szabályozási kör I típusú, amely egységugrás alakú zavarójellemzővel szemben hiba nélkül visszaszabályoz, időben lineárisan változó zavarójellemzővel szemben pedig konstans hibával. Tehát elvben lehetséges, hogy a folyamatos szabályozás közben a frekvencia ne változzék. Így ez a hurok semmiféle zavaró hatással nem lehet az amplitúdószabályozásra. Az elektronikusan szabályozható kapacitás azért Miller-kapacitás, és nem egyéb pl. reaktanciacsöves megoldás, mert ennél egyszerű eszközökkel biztosítható egy frekvenciára a nagy jósági tényező és az, hogy a párhuzamos veszteségi ellenállás elhanyagolható mértékben változzék a szabályozójel függvényében. Ez a szabályozási kör is erősen nemlineáris. Stabilitásvizsgálata az amplitúdó szabályozóköréhez hasonlóan történt.

Az előfeszítő áramkör olyan időben nemlineáris $U_e(t)$ függvényvel hajtja meg a mintát, amelynek eredményeképpen a zavarójellemző (C) időbeli változása többé kevésbé megközelíti a lineáris függvényt.

A kijelző egység a kapacitással arányos kimenőjelet szolgáltat. Legegyszerűbben úgy valósítható meg, hogy a Miller-erősítő kimenetén levő jelet invertáljuk. Ugyanis a Miller-kapacitás (C_H) az erősítő erősítésével arányos. A mérendő kapacitás pedig a rezgőköri összes kapacitás (állandó érték) és a Miller-kapacitás különbsége. Természetesen ily módon a kijelzés pontossága a mérőjel amplitúdójának stabilitásától függ. Ahhoz, hogy a fent vázolt áramkörrel a bevezetőben említett komplex mérés is elvégezhető legyen, a következő kiegészítések szükségesek:

a FET vezérlőelektródájára jutó jellel szimultán egy másik, ugyanolyan tranzisztort is vezérelni kell. A két tranzisztor csatornaellenállása így egyenlő lesz. A kiegészítő tranzisztor ellenállása ezután akár egyenáramú módszerrel is mérhető. Célszerű ebben az esetben az amplitúdó szabályozó áramkört is I típusúra kiképezni, a nagyobb pontosság érdekében.

Meg kell mérni az átmeneten átfolyó egyenáramot is. A kapott $I(U_e)$ függvényből egyértelműen meghatározható $R_0(U_e)$.

Összefoglalás

A bemutatott mérési módszer a pn-átmenetek kapacitását hidas oszcillátorban kompenzációs elven méri. Egyesíti az oszcillátoros módszer, a kompenzálás és a híd módszer előnyeit. Ezek a következők:

- R és C egymástól független mérésének lehetősége,
- fix frekvencia, nagy pontosság,
- igen kicsiny jósági tényezőjű minták mérésének lehetősége, zavarérzékletlenség.

Köszönöm Dr. Ambrózy Andrásnak, Dr. Bodó Zalánknak és Gutai Lászlónak, hogy munkám során állandóan segítségemre voltak.

IRODALOM

1. Schmidt, J.—Golbig: Selbstabgleichende Hochspannungsbrücke für Kapazitäts- und Verlustfaktormessungen. Elektrie 18. (1964) p. 42.
2. Kutjuk, A. F.—Sheremetev: Universal Bridge Equipment for Measuring the Parameters of p-n Semiconductor Junctions at Audio Frequencies. Measurement Techniques, 1964. p. 935.
3. Max Schaldach: Untersuchung der Oberflächeneigenschaften von Germanium-Einkristallen durch schnelle Impedanzmessung. Berlin, 1966.
4. Széchenyi Kálmán: Diplomaterv a BME Elektroncsövek és Félvezetők Tanszéken, 1968.

Dielektromos félvezetőeszközök

ETO 537.226 : 621.382

Tértöltéskorlátozott dielektromos eszközökkel, mégpedig a dielektromos diódával és triódával, kísérletek formájában, különösen 1960 után foglalkoztak a kutatók. A témával kapcsolatos elméleti munkákat már ezt megelőzően is elég sokat találunk.

A két félvezető eszköz közül különösen a dielektromos trióda említésre méltó. Az alábbiakból is kitűnik, hogy a dielektromos trióda egyesíti, sőt bővíti a vákuumtriódák és tranzisztorok előnyös tulajdonságait.

A tértöltéskorlátozta áram fizikai mechanizmusai az 1. ábra szerint értelmezhetők, amely a tértöltéskorlátozott, dielektromos dióda vázlatát adja és működését illusztrálja.

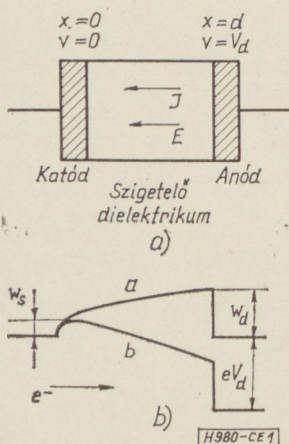
Az 1. ábrán w_s — a katódnál levő ún. forrás-potenciál,

w_d — az anódnál levő ún. gyűjtő-elektroda potenciál,

eV_d — az anódra kapcsolt feszültség.

Ismeretes, hogy termodinamikai egyensúlyban levő szigetelőkristály vezetési szintjei teljesen üresek, a valencia szintek pedig töltöttek. Megfelelő kilépési munkájú kontaktusokkal (katód és anód) ellátva a kristályt, elektronok injektálódhatnak a vezetési sávba, illetve lyukak a valencia sávba.

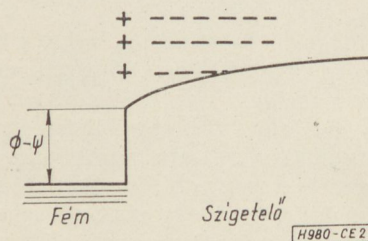
A továbbiakban az elektronokat tekintjük többségi töltéshordozóknak.



1. ábra. a — dielektromos dióda struktúrájának vázlat; b — energia sávstruktúra „a” görbe: áram nélküli eset, „b” görbe: áramszállítás esete

A 2. ábrán látható, hogy amikor a szigetelőben kialakult az elektronfelhő, a fém felületén ezzel egyenlő pozitív töltés keletkezik. A tértöltés, a fém-szigetelő határfelülettől távolodva, a szigetelő belsejében növeli a vezetési szintek betöltöttségét.

A vákuumba emittált elektronokhoz hasonlóan tehát tértöltéskorlátozta áram keletkezik, amely akkor dominál, ha az elektronok futási ideje sokkal rövidebb a kristály dielektromos relaxációs idejénél.



2. ábra. Fém-szigetelő kontaktus. Φ — a fém kilépési munkája; ψ — a szigetelő elektronaffinitása

A kialakuló áramot leíró Mott—Gurney-törvény [1] a dielektromos félvezető eszközök működésének egyik legfontosabb alapösszefüggése:

$$I = \frac{9}{8} \frac{\epsilon A}{d^3} \mu V_d^2 = P V_d^2 \quad (1)$$

ahol:

- ϵ — a szigetelő kristály dielektromos állandója;
- A — a szigetelő kristály felülete;
- d — a szigetelő kristály vastagsága;
- μ — az elektronok mozgékonyasága;
- V_d — az anódpotenciál;
- P — perveancia: tartalmazza az összes geometriai paramétert.

Ez a négyzetes törvény fizikailag könnyen értelmezhető, a „felhalmozott töltés” és „vezérelt töltés” fogalmainak bevezetésével.

A felhalmozott töltés az a töltésmennyiség, amely az anódpotenciál elektrosztatikus hatása miatt néhány pillanatig fentmarad az elektrodák közti kapacitásban, és értéke közelítőleg $\frac{\epsilon A}{d} V_d$. Ennek a töltésnek a katód és az anód közti transzportját az anódpotenciál elektrosztatikus hatása és a töltés $\frac{d^2}{\mu V_d}$ futási ideje határozza meg. Az áram közelítő értékét a töltés és a futási idő hányadosa adja meg

$$I \approx \frac{\epsilon A}{d^3} \mu V_d^2 \quad (2)$$

Az 1968. évi diplomatervezési pályázaton I. díjjal jutalmazott cikk. Beérkezett 1969. VII. 25.

1. A dielektromos dióda

Az előző egyszerű analízis világos fizikai magyarázatát adja a dielektromos dióda működésének és figyelembe veszi a geometriai paraméterektől való függést. Részletesebb vizsgálatoknál azonban tekintetbe kell venni a tértöltés megoszlását is, ilyen módon kapta Mott és Gurney a tértöltéskorlátozta áramra az (1) összefüggést. A töltéshordozók diffúzióját ők is elhanyagolták. Pontosabb vizsgálatoknál a diffúziót „virtuális katód”-dal veszik számításba.

A négyzetes törvény (1) alakja csak ideális szigetelők esetében érvényes. Valóságos szigetelő kristályoknál az injektált töltéshordozók egy részét a rekombinációs centrumok befogják, és így Q töltésmennyiségből csak ΘQ marad szabad (Θ = csapda-

$$\text{faktor} = \frac{\text{mozgatható töltés}}{\text{befogott töltés}}.$$

A módosított Mott–Gurney-törvény tehát:

$$I = \Theta P V_d^2 \quad (3)$$

Kísérleti diódákat készítettek CdS-ből. A kristály intrinszc ellenállása $10^{21} \Omega \text{cm}$ szobahőmérsékleten, az elektronok mozgékonyasága $280 \text{ cm}^2/\text{V s}$. Hasonló anyag pl. a ZnSe is. GaAs, AlSb és GaP-ből is készültek már ilyen diódák. Ezekben az anyagokban $9000 \text{ cm}^2/\text{V s}$ elektronmozgékonyaságot is mértek. Intrinszc ellenállásuk viszont kisebb, mint $10^8 \Omega \text{cm}$, ez az érték gyakorlati célokra még megfelel. 1967-ben a szilíciumot is felhasználták kísérleti dielektromos dióda céljára.

Működés szempontjából különösen az az eset érdekes, amikor nagy és stacionárius feszültségre kis amplitúdójú szinuszos feszültség szuperponálódik. Az áram csak az idő függvénye. — Ennek az ún. „kisjelű elmélet”-nek a segítségével itt nem közölt, elég hosszadalmas levezetés után megkapható a dióda differenciális ellenállása.

A $\varphi = \omega T_d$ futási szög fogalmának bevezetésével, ahol T_d az elektronok futási ideje a katód és anód közt, a differenciális admittancia elsőrendű közelítése

$$Y_1 = g + j\omega \frac{3C}{4} \quad (4)$$

ahol: g — a konduktancia;

C — az egységnyi felületre vonatkoztatott geometriai kapacitás;

ω — a körfrekvencia.

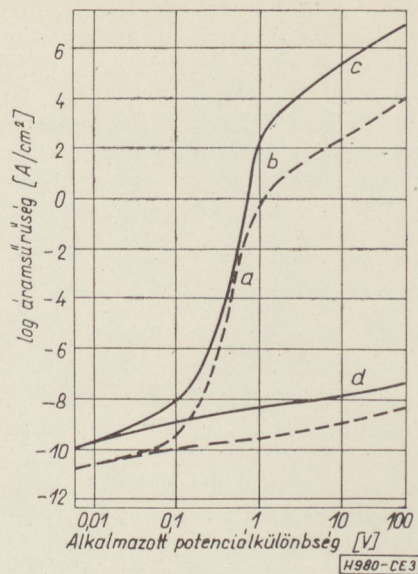
Igen nagy frekvenciákon, ahol az alkalmazott feszültség periódusideje összemérhető, illetve rövidebb, mint az elektronok futási ideje, az admittancia csak bonyolult képletekkel számolható [4].

A 3. ábra a teljes, számított $I-U$ karakterisztikákat mutatja egy $1 \mu\text{m}$ vastag (folytonos vonal) és egy $10 \mu\text{m}$ vastag (szaggatott vonal) kristály esetében.

Megfigyelték, hogy 1 V belső potenciálkülönbséggel működő GaAs-ból készült diódánál, ha

$$\begin{array}{lll} d = 10 \mu\text{m} & 3 \mu\text{m} & 1 \mu\text{m} \\ f = 7 \text{ GHz} & 70 \text{ GHz} & 700 \text{ Hz} \end{array}$$

Itt d az elektródák távolságát jelenti, f pedig az a frekvencia, ahol $\varphi = 360^\circ$.



3. ábra. Nyitóirányú karakterisztikák. a — exponenciális, b — átmeneti, c — négyzetes törvényű tartomány, d — záróirányú karakterisztikák

A katód–anód távolság ilyen csökkentése anélkül végezhető, hogy túlzottan romlana a záróirányú lefűrészi szilárdság.

Röviden összehasonlítva a dielektromos- és vákuumdiódát, elmondható, hogy a dielektromos dióda is olyan kapacitás, amelynek negatív lemeze a fegyverzetek közti szigetelt zónába elektronokat emíttálhat. Az eredő nagyfrekvenciás áram vezetési és eltolási komponensből áll.

A vákuum és szigetelő szilárdtest eszköz közt az azonosságok mellett lényeges különbségek vannak:

1. A vákuumban az elektronok mindenütt a térerősséggel arányos gyorsulással mozognak, míg dielektromos diódában a térerősséggel arányos sebességgel. Ez az alapvető oka annak, hogy itt az áram a feszültség négyzetével arányos, míg vákuumban a $3/2$ -es Langmuir–Child-egyenlet érvényesül.

2. A töltések egy része befogódik a kristályba, ilyen hatás vákuumban nem lép fel. A befogott töltés–független töltés aránya a szigetelő kristály minden pontjában ugyanaz; ez nem befolyásolja az elektromos erőter megoszlását. A csapdák csak az áram amplitúdóját csökkentik, de nem módosítják az $I-U$ karakterisztikák alakját.

Tértöltéskorlátozott viszonyok esetén jó nagyfrekvenciás működés várható. A dielektromos dióda tehát a mega-, sőt gigahertzes frekvenciatartományban jól alkalmazható.

Az ilyen dióda kapcsolási ideje ns nagyságrendű, tehát igen jó kapcsoló. Az áramsűrűség kisebb, mint bipoláris eszközökben, ezért a nagyfrekvenciás egy- és két-vezetékű kapcsolásokban a nyitóirányú túlterhelésre.

Kapcsolástechnikája egyébként megegyezik az elektroncsövekével. Négyzetes karakterisztikája folytán jól alkalmazható pl. váltakozó feszültségű effektív értékmérő áramkörben.

2. Dielektromos trióda

Elrendezése más, mint a vákuumtriódáé, mivel szigetelő szilárd kristályba nem lehet ugyanolyan

módon beiktatni szabályozó elektródát, mint vákuumba. A vákuumtriódánál megismert analízisek, azonban alkalmazhatók a tértöltéses, dielektromos triódánál is.

A rács- és anódelektrodáknak az eszköz aktív zónájára gyakorolt hatása a bemeneti és kimeneti kapacitások arányától függ. Az erősítési tényezőt is ezen kapacitások viszonyaként értelmezhetjük:

$$m = Cg/Cd = g_m r_a \quad (5)$$

ahol:

- Cg — a bemeneti kapacitás;
- Cd — a kimeneti kapacitás;
- g_m — a meredekség;
- r_a — a kimeneti ellenállás.

A vezető csatornában „felhalmozott töltés” közelítő értéke: $Cg \cdot (V_g + V_d/m)$ és ha a csatorna hossza d , akkor a töltés futási ideje közelítőleg $d^2/\mu(V_g + V_d/m)$. Az áram közelítő értékét a töltés és futási idő hányadosa adja meg, így az áram és feszültség között négyzetes kapcsolat van az eszköz geometriájától függetlenül.

Az $I-U$ karakterisztikák a következő összefüggések segítségével írhatók le:

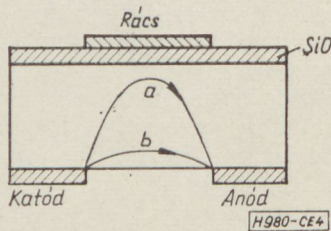
$$I = P \left(V_g + \frac{V_d}{m} \right)^2 \quad (6)$$

$$g_m = 2P \left(V_g + \frac{V_d}{m} \right) \quad (7)$$

$$r_a = \frac{m}{2P} \left(V_g + \frac{V_d}{m} \right) \quad (8)$$

Az összefüggésekben I — a kimenő áramerősség, P — a perveancia, V_g — a rácsfeszültség, V_d — az anódfeszültség.

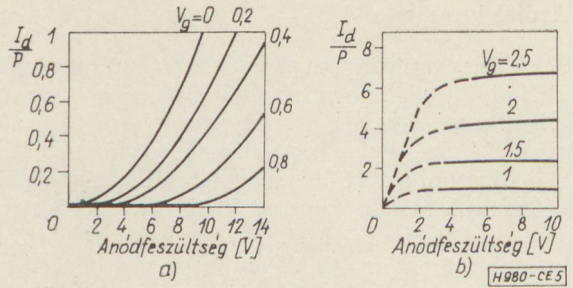
Vékonyréteg konstrukciójú triódát mutat be a 4. ábra. A katód—anód térközt kicsire kell készíteni, hogy a töltéshordozók futási ideje rövid legyen és így megvalósuljon a jó nagyfrekvenciás működés. Túl kicsire viszont nem szabad készíteni, mert elvesz a rácselektroda szabályzó hatása.



4. ábra. CdS vékonyréteg trióda. a^* — pozitív rácsfeszültségnél a vezetési csatorna; b — negatív rácsfeszültségnél a vezetési csatorna

Az elektródák szórt kapacitásainak csökkentésére vastag aktív zóna kívánatos (ez itt vékony, párologtatott, polikristályos CdS réteg). Megfelelő konstrukciós megoldás az, ahol az $A-K$ távolságot valamivel nagyobbra készítik, mint az aktív zóna szélessége. A rács az aktív zónától szigetelve van, ezért a bemeneti ellenállás nagy. Ez a szigetelőréteg a 4. ábra triódájánál vékony párologtatott szilíciummonoxid.

Az 5a ábrán negatív rácsfeszültségű $m=10$ -es, az 5b ábrán pozitív rácsfeszültségű $m=100$ -as erősítési tényezőkkel számított dielektromos trióda karakterisztikái láthatóak.

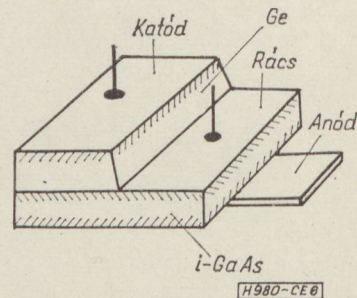


5. ábra. A függőleges tengelyen az anódáram perveanciával osztott értéke

Negatív rácsfeszültséggel működő triódánál a legrovidebb a vezetési csatorna, ilyenkor a legkisebb a bemeneti kapacitás, tehát a legjobb a nagyfrekvenciás működés. Kimutatták azt is, hogy ilyenkor a legkisebb a zajáram. A tértöltés ugyanis a sörétzajt csökkenti, mivel a töltéshordozók a virtuális katód-ról közvetlenül az anódra jutnak.

Pozitív rácsfeszültséggel működő trióda karakterisztikájában a folytonos vonallal kihúzott görbeszakaszok jól mutatják a telítési jeleket. Látható, hogy az anódáram csak a rácsfeszültségtől függ, és ez biztosítja, hogy az eszköz ilyen esetben pentóda típusú kimeneti jellemzőkkel rendelkezik (nagy kimeneti ellenállás, kis kimenő kapacitás). Ezt az okozza, hogy a rács úgy működik, mint egy elektrostatikus szűrő, amely teljesen függetleníti a katód-rács zónát az anódpotenciál változásaitól.

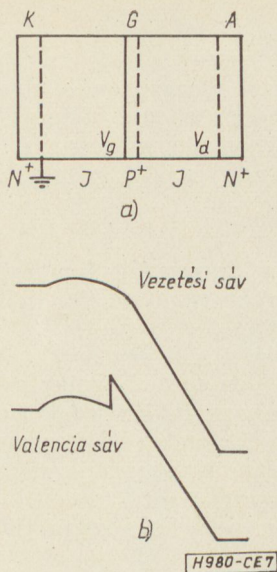
A tértöltéses dielektromos trióda konstruálásánál ellentmondásos követelményeket kell kielégíteni. A működési frekvenciát elsősorban a soros rácscellenállás és a töltéshordozók futási ideje határozza meg. Ahhoz, hogy a frekvencia növekedjék, a rácscellenállást csökkenteni kell. Ez úgy valósítható meg, ha megnöveljük a rács szélességét. Ekkor viszont a futási idő nőne meg nagyon. A katódhatásfok pedig akkor jó, ha a rácscellenállás relatíve nagy.



6. ábra. Ge — germánium kristály; i-GaAs a beiktatott intrinszc réteg

A Wright által javasolt heteroátmenetű konstrukcióval ezek az ellentmondásos követelmények teljesíthetők [3]. Kis rácscellenállás használható, miközben jó katódhatásfokot érünk el. A kisebbre készíthető rácscellenállás csökkenti a töltéshordozók futási idejét. A katód és anód közé egy intrinszc réteget helyezve, a katódátmenet kapacitása csökken, és javulnak az átmenet letörési karakterisztikái.

A heteroátmenetű konstrukció egyszerű vázlatát mutatja a 6. ábra. Ilyen konstrukciójú trióda működésének rövid áttekintéséhez a következő egyszerű vázlat jó segítséget ad (7a ábra).



7. ábra. a — a fizikai struktúra; b — a rácstra és anódra V_g , illetve V_d előfeszítést adva, az energiaszintek

A K és G lemezek közötti katódzóna mérsékelt nagy tiltott sáv szélességű anyagból készül. Ezt a zónát a K katódlemeznel erősen N típusú réteg határolja, amely elektroninjektáló kontaktusként működik. A G és A lemezek közötti anódzóna kisebb tiltott sáv szélességű anyagból készül, amelyet a G lemeznel vékony, erősen P típusú réteg, az A lemeznel egy erősen N típusú réteg határol.

Működés céljára a triódát előfeszítik, mégpedig a G lemez P rétegére kis pozitív potenciált, az A lemeznel levő N rétegre nagyobb pozitív potenciált adnak.

Az energiasáv diagram (7b ábra) ilyen előfeszítések alkalmazásával azt az esetet mutatja, amikor a rácslameznel a két anyag energiaszintjei folytonosan, vagy csekély diszkontinuitással csatlakoznak. A rácslamez vezetését létrehozó lyukak ilyen körülmények között a rétegben maradnak. A lyukaknak a katódzóna felől való belépését a rácslameznel levő potenciális energialepcső akadályozza meg, az anódzóna felől való belépésüket pedig a potenciálgradiens.

Az előfeszített triódában a vákuumtriódához hasonlóan stacionárius áram keletkezik a katód és anódlemez között. Ezt az áramot a katódlemezről emittált elektronok továbbítják a katódzónában és tértöltéskorlátozott viszonyok között jutnak a rácslamezre. Az anódzónában a nagy térerősség nagy elektronsebességeket hoz létre és itt elég kicsi az elektronok sűrűsége.

Az elektronokat diffúziós erők juttatják át a P típusú rétegen. Ha ez a réteg elég vékony, akkor az elektronok nagyon rövid idő alatt haladnak át rajta, tehát kicsi lesz a rétegben az elektron-lyuk rekombináció.

Az áram amplitúdója a K és G lemezek közötti vezetési csatornában felhalmozott töltéstől függ, amelyet a rácstra kapcsolt feszültség szabályoz.

Az ilyen heteroátmenetű trióda $K-G$ zónája teljesen elkülönül az $A-G$ zónától, azért az anód karakterisztikáit $m=\infty$ erősítési faktorial a (6) egyenlet adja.

Az áramsűrűségek kisebbek, az elektródák távolsága és felületei nagyobbak, így a gyártási problémák

egyszerűsödnek. A töltéshordók futási ideje is kisebb, ezért frekvencia szempontjából javul a működés.

Az előző egyszerű megfontolásokból és a közölt ábrákból is következik, hogy a dielektromos trióda karakterisztikái, a tranzistor exponenciális görbéjével szemben, négyzetes törvényt követnek. A kimeneti áram arányos a bemeneti árammal. A karakterisztikák tehát linearizálhatók, ha az eszközt áramforrásról hajtjuk meg [6].

A tértöltés dielektromos triódával foglalkozó, eddig megjelent cikkek különböző kivitelű eszközöket mutattak be. Az aktív zóna mindegyikben nagy ellenállású anyag, és mindegyik tértöltéskorlátozott viszonyok között működik. A töltés tárolását és futását minden esetben az effektív rácsfeszültség befolyásolja és az áram a V_g négyzetétől függ.

A különböző konstrukciók teljesítményében és karakterisztikájában fellépő különbségeket a működéssel és geometriai különbségek okozzák.

A többi szigetelő szilárdtest eszközhöz hasonlóan, a dielektromos triódának is előnye, hogy kicsik a méretei. Az elektródák távolságai μm -esek. Az eszköz $K-G$ távolsága $1-100 \mu\text{m}$ lehet. A gyakorlat szempontjából megfelel, ha a $G-A$ térköz akkora, mint a $K-G$ térköz. A rácslamez vastagsága pedig $0,1-1 \mu\text{m}$ lehet.

A dielektromos trióda és a vákuumtrióda működési mechanizmusai tehát minőségileg hasonlóak. Eltérés közöttük, ugyanúgy mint a vákuum- és dielektromos dióda összehasonlításánál, hogy az elektronok szóródása miatt a vákuumban érvényes $3/2$ -es törvény helyett itt négyzetes kapcsolat van az I és U között. A másik pedig az elektroncsapdák jelenléte, amelyek itt is csak a perveanciát befolyásolják, a karakterisztika alakját nem módosítják.

Meg kell említeni még, hogy a dielektromos trióda csapdamentes működése olyan nagy anóráramokat és teljesítménydisszipációt okoz, amelynél tönkremegy az eszköz. A csapdák a disszipációt és az áramot elfogadható értékre csökkentik. Ezenkívül csapdák jelenlétében kedvezőbb a trióda nagyfrekvenciás működése, mert a nagyfrekvenciás meredekség ilyenkor a lehető legnagyobb.

3. A dielektromos trióda és a bipoláris tranzistor összehasonlítása

A diffúzió korlátozott bipoláris tranzistor és a tértöltéskorlátozott dielektromos trióda működésük alapaiban hasonlóak. A vezetési csatornában felhalmozott töltés mennyiségét és így az áram nagyságát mindkét eszközben a bázis, illetve a rácspotenciálja szabályozza.

Az összehasonlítás szempontjából két legfontosabb paraméter a bemeneti kapacitás és a töltés futási ideje. Ezek bipoláris tranzisztornál

$$C = eIw^2/2kTD$$

$$T_d = w^2/2D \quad (9)$$

Dielektromos triódánál

$$C = 3\epsilon A/2d_g$$

$$T_d = 4d^2g/3\mu V_g \quad (10)$$

ahol az előzőekben még nem szerepelt betűk jelentése:

- w — bázisszélesség;
- k — Boltzmann-állandó;
- T — hőmérséklet K°-okban;
- D — diffúziós állandó;
- d_g — rácsszélesség.

Nagy áram elérése céljából a felhalmozott töltés miatt a bemeneti kapacitásnak nagyinak kell lennie, illetve a töltés futási idejének kicsinek.

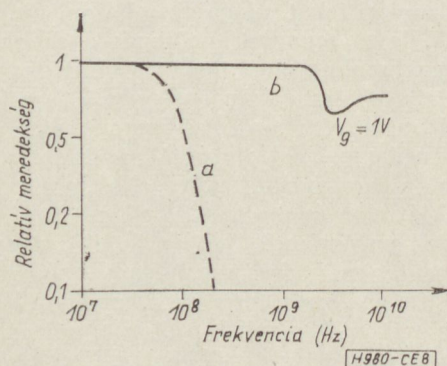
Nagy bemeneti kapacitás tranzisztorban valósítható meg könnyen, mivel az emitter által injektált kisebbségi töltéshordozókat a báziskontaktuson keresztül belépő többségi töltéshordozók semlegesítik.

Rövid átfutási időt viszont dielektromos triódában kaphatunk könnyebben, mert a töltéshordozókat az alkalmazott térerősség közvetlen hatása mozgatja, nem pedig valamilyen szabálytalan diffúzió.

Néhány szempontból konkrétan összehasonlítva a két eszközt:

Frekvencia

A 8. ábra a frekvencia-karakterisztikákat mutatja be. Mindkét diagram 10 μm -es elektróda-távolságokra vonatkozik, amellyel tranzisztornál $2 \cdot 10^{-9}$ s, míg dielektromos triódánál $2 \cdot 10^{-10}$ s lesz az átfutási idő.



8. ábra. a — bipoláris tranzisztor; b — dielektromos trióda

A tranzisztor meredeksége, mint az ábrán is látható, gyorsan csökken, a frekvencia növekedésével. Ugyanaz az elektróda-távolság működési frekvenciában majdnem két nagyságrend növekedést eredményez, a dielektromos trióda javára.

Kapcsoló működés

Kapcsolókkal szemben a legfontosabb követelmény, hogy be- és kikapcsolásnál a stacionárius állapotot a lehető leggyorsabban éri el. Ebből a szempontból fontos paraméterek a tárolt töltés és a töltéshordozók futási ideje. Ideális kapcsolónál mindkettőnek kicsinek kell lennie.

A dielektromos trióda jobb kapcsoló a tranzisztornál, mert a felhalmozott töltés és a futási idő kb. egy nagyságrenddel kisebb, mint tranzisztorban.

Hőérzékenység

A dielektromos trióda működését a hőmérséklet ingadozásai nem nagyon zavarják. Tranzisztoroknál ezzel szemben az injektált töltéshordozók sűrűsége exponenciálisan változik a hőmérséklettel.

Zaj

A zaj mechanizmusai tulajdonképpen mindkét esetben ugyanazok. Dielektromos triódában azonban a felhalmozott töltésben levő változásokat a tértöltés korlátozás mechanizmusai nagyrészt kiküszöbölik [5]. Itt tehát a zaj kisebb lesz, mint tranzisztorban.

Bemeneti ellenállás

A tranzisztor bemeneti ellenállása kicsi, ezért rendszerint mint árammal működtetett eszközt vesz-
szük figyelembe.

A dielektromos trióda bemeneti ellenállása nagy. Ennek oka az, hogy a rác-rétegben a töltéshordozók rekombinációja nagyon kicsi lehet. Ez a nagy ellenállás kis és közepes frekvenciákon nagyon hasznos. A dielektromos triódát úgy is konstruálhatják, hogy a rác-rétegben jelentékeny legyen a rekombináció. Ilyenkor kis bemeneti ellenállás valósítható meg.

Letörés

Általában a nagyfrekvenciás homogén bázisú tranzisztorok az átszűrődés következtében megszűnnek tranzisztorként viselkedni. A fenti tulajdonságok összehasonlításánál is homogén bázisú tranzisztor volt a hasonlítás alap.

Az átszűrődás, mint ismeretes, az a letörési jelenség, amikor a kollektorfeszültség növekedésével a kollektor-bázis kiürített réteg eljut az emitterig. Ilyenkor az eszköz megszűnik tranzisztorként működni. Mivel nagyfrekvenciás tranzisztorokban a bázis igen vékony, ezért itt nagyon könnyen megtörténik az átszűrődás, tehát a kollektorfeszültség megengedhető ingadozása kicsi.

Dielektromos triódában a legtöbb esetben nem történik meg az átszűrődás miatti letörés. Az anód-feszültség ingadozásait itt csak a rác-anód zónában fellépő lavina letörés határolja, amelyet sajnos nem lehet megakadályozni.

Kapcsolástechnika

A dielektromos diódákhoz hasonlóan, lényegében szintén megegyezik az elektroncsövekével. Mivel a dielektromos trióda bemeneti ellenállása nagy, ezért a vákuumtriódához hasonló esetekben, de sokkal nagyobb frekvenciákig alkalmazható.

Eltér abban a vákuumtriódától, hogy rácáram pozitív rác-feszültségnél sem lép fel. Érdemes megemlíteni, hogy lehet olyan triódát készíteni, amelyben az áramot nem elektronok, hanem lyukak hordozzák. Kapcsolástechnikai szempontból tehát előny, hogy elektronemittáló, illetve lyukemittáló katóddal komplementer típusok készíthetők. Ilyen megoldás felhasználható pl. transzformátor nélküli ellenütemű erősítőben is.

A cikkben leírt sajátosságokból is látható, hogy a dielektromos diódát és triódát érdemes lenne gyártani. A gyártással kapcsolatos nehézségek elsősorban technológiai jellegűek. A problémák között is a legjelentősebb a megfelelően vékony kristályok előállítása.

Remélhető, hogy modern félvezető laboratóriumokban sikerülni fog néhány éven belül a gyakorlati gyártás céljára megfelelő eszközöket készíteni.

IRODALOM

1. N. F. Mott—R. V. Gurney: Electronic processes in Ionic Crystals. Clarendon Press Oxford, Eng. pp. 168—173. (1940).
2. G. T. Wright: Mechanismus of space charge limited current in solids. Sol. Stat. El. 2 pp. 165—189. (1961).

3. G. T. Wright: A proposed space-charge limited dielectric triode. J. Brit IRE 20. pp. 337—355. (1960).
4. J. Shao—G. T. Wright: Characteristics of the space charge limited dielectric diode of very high frequencies. Solid State Electr. 3. pp. 291—303. (1961).
5. R. Webb—G. T. Wright: The dielectric triode: a low noise solid state amplifier. J. Brit IRE 23. pp. 111—112. (1962).
6. G. T. Wright: The space charge limited dielectric triode. Solid State Electron 5. pp. 117—126. (1962).

Megbízhatóságelméleti Kollokvium

A Bolyai János Matematikai Társulat, a Gépipari Tudományos Egyesület és a KGM Ipargazdasági Szervezési és Számítástechnikai Intézete közös rendezésében tartották meg Tihanyban 1969. szeptember 16—19 között a Megbízhatóságelméleti Kollokviumot. A kollokviumnak 120 hazai és 53 külföldi résztvevője volt. A megtartott előadások száma 45 volt, amelyek közül 23 előadást neves külföldi tudósok, ill. szakemberek tartottak. A megbízhatóságelméleti előadássorozat megrendezésének célja az volt, hogy összefoglaló képet adjon a megbízhatóságelméleti kutatások legfontosabb irányairól és legújabb eredményeiről, valamint elősegítse a megbízhatóságelmélet gyakorlati alkalmazásának megvalósítását.

Az előadásokat két szekcióban tartották. Az egyik szekcióban az elméleti vonatkozású eredményeket, a másikban pedig a gyakorlati alkalmazás területén elért eredményeket ismertették. Az előadások teljes szövege vagy összefoglalója magyar és valamelyik külföldi nyelven (angol, orosz, német) a kollokvium előtt megjelent.

A bevezető előadást Gnedenko szovjet professzor, a megbízhatóságelmélet nemzetközileg ismert, kiváló szaktekintélye tartotta. Beszámoló előadásában a megbízhatóságelmélet matematikai módszereivel foglalkozott. Igen értékes előadásában felvetette azokat a legfontosabb problémákat, amelyeket az elméleti kutatóknak a jövőben kell megoldaniuk. Ezek között említette meg a tartalékolás és felújítás egyes elméleti kérdéseit, a gyorsított vizsgálatok témakörét, az üzemi körülmények közötti megbízhatóság meghatározásának problémáját, valamint az emberi tevékenység és munka megbízhatóságának igen fontos és gyakorlati szempontból lényeges kérdését. Hangsúlyozta, hogy a megbízhatóság területén igen fontos a matematikusok és a mérnökök szoros együttműködése, mert ez teszi lehetővé a kutatómunka hatékony és gyors fejlődését és eredményességét. Felhívta a figyelmet arra a jelenségre, hogy az utóbbi időben a műszaki irodalomban igen sok, matematikai képletekben bővelkedő tanulmány jelenik meg a megbízhatóság területén, amelyek öncélúan használják fel a matematikai módszereket, ugyanakkor a közölt eljárások nem minden esetben korrektek matematikai szempontból. Ezekben az esetekben szükség lenne, hogy a dolgozatok szerzői matematikusok véleményét vegyék figyelembe tanulmányuk elkészítésénél. Reményét fejezte ki, hogy a jövőben, ezután a kollok-

vium után, ilyen jellegű dolgozatok nem fognak megjelenni. Az igen színes és érdekes előadásnak igen nagy sikere volt mind az elméleti kutatók, mind pedig a gyakorlati szakemberek körében.

A következőkben csak rövid tájékoztatást kívánunk adni a kollokviumon elhangzott előadásokról.

B. V. Gnedenko (Moszkva) a tartalékolás, felújítás és valószínűségi változók véletlen tagszámú összegzésének kérdésével foglalkozott. Z. Govindarajulu (Lexington) független változók összegeinek határeloszlás tételeit tárgyalta. Szász D. (Budapest) egy nem-lineáris optimalizálási problémával foglalkozott. F. Downton (Birmingham) a kétdimenziós exponenciális eloszlás megbízhatóságelméleti alkalmazását vizsgálta. C. Mack (Bradford) a konfidencia határok kérdéseivel foglalkozott, berendezések megbízhatóságával kapcsolatban. Balogh A. (Budapest) a választás utáni becslés kérdését vizsgálta. Bánkői Gy. (Budapest) felújítási folyamatok szimulációjával kapcsolatos problémákat tárgyalt. Pásztor Gy. (Budapest) nagy rendszerek megbízhatóságának számításával foglalkozott. Katona I. (Budapest) a meghibásodott egységek felkutatásával, Benczur A. (Budapest) Gauss-folyamat paraméterére adott konfidencia határokkal foglalkozott. A. Obretenov, B. Dimitrov és M. Uzonov (Szófia) rendszerek megbízhatóságát vizsgálta sztohasztikus folyamatok segítségével. T. A. Azlarov (Taskent) a Palm-Hincsin hipotézisről tartott előadást. Tomkó J. (Budapest) tömegkiszolgálási feladatokkal kapcsolatos határeloszlás tételekkel foglalkozott. Arató M. (Budapest) időben folytonos sztohasztikus folyamatok diszkrét sztohasztikus folyamatokkal való közelítését tárgyalta. Sarkadi K. (Budapest) stacionárius 0—1 folyamatra vonatkozó becslésről tartott előadást. H. Störmer (München) összetett rendszerek megbízhatóságelméleti kérdéseit tárgyalta. L. Kubát és M. Ullrich (Prága) két előadásban foglalkozott a technikai diagnózis kérdéseivel a berendezés-megbízhatósággal kapcsolatban. V. Postelnicu (Bukarest) kifáradás-jelenséggel kapcsolatos véletlen folyamatokat ismertetett. Dobó A. és Szajcz S. (Budapest) egy hibakeresési eljárás optimalizálásáról tartott előadást. Csáki E. (Budapest) a Poisson-folyamat paraméterének becslését tárgyalta abban az esetben, ha a megfigyelés időpontja véletlen. Statulevicius (Vilnius) a megbízhatóságelmélet határeloszlás tételeivel foglalkozott. Fazekas F. (Budapest) a Bayes-módszer megbízhatóságelméleti alkalmazását tárgyalta. G. Härtler (Berlin) véletlen

változásokat leíró sztohasztikus folyamatot ismertette. *J. Lukaszewicz* és *J. Rzytka* (Wroclaw) szénbányák föld alatti szállító rendszereivel foglalkozott. *J. Barloszewicz* és *T. Rolski* (Wroclaw) sorbanállási rendszereket vizsgált tartalék kiszolgálási csatornával. *Gergely T.* (Budapest) és *I. I. Jezsov* (Kiev) a felújítási folyamat kérdéseivel kapcsolatosan Markovláncokkal foglalkozott.

Az elméleti szekcióban megtartott fenti előadásokról megállapítható, hogy azok főként a komplex berendezések tartalékolási, felújítási és hibakeresési kérdésével foglalkoztak és a megbízhatóságelmélet legmodernebb kutatási irányait határozták meg. A legtöbb előadás a sztohasztikus folyamatok elméletének felhasználásával tárgyalta a problémát. Néhány előadás az elméleti eredmények gyakorlati alkalmazhatóságának kérdését is megvizsgálta.

A megbízhatósági elmélet gyakorlati alkalmazásának területén elért eredményekről szóló előadások kiterjedtek a legkülönbözőbb beerendezésekre és a berendezésekben működő különböző típusú alkatrészek megbízhatósági vizsgálatára: *J. Danek* (Prága: készülék megbízhatósági problémákkal, *Perczel T.* (Budapest) ember—gép-rendszerek tervezésével és megbízhatóságával, *Bujdosó J.* (Budapest) mezőgazdasági gépek fárasztási vizsgálataival foglalkozott. *Pruzsinszky J.* (Budapest) gépi berendezések karbantartásával, *Remsei N.* (Budapest) az optimális javítás-technológiával, *M. Koch* (Lipscse) megbízhatósági vizsgálati kérdésekkel foglalkozott. *K. P. Zocher* (Ilmenau) a megbízhatósági elmélet eredményeit alkalmazta a technológiai rendszerek optimális kialakításánál. *Szász Gy.* (Budapest) a megbízhatóság, tartalékolás és karbantartás kérdéseivel foglalkozott. *Dukáti F.* és *Molnár L.* (Budapest) a szabványosítás és megbízhatóság kérdéseit tárgyalta. *I. V. Kurnikov* (Moszkva) ipari gyártmányok megbízhatóságának becslésével és a megbízhatóság ellenőrzésének problémáival foglalkozott. *V. N. Fomin*

(Moszkva) a megbízhatósági mutatók meghatározásának kérdését tárgyalta. *W. Kirschke* (Berlin) a környezeti feltételek hatását vizsgálta elektroncsövek élettartamára vonatkozóan. *G. Pfützner* (Berlin) változó faktorok vizsgálatával foglalkozott a megbízhatósági vizsgálatok kiértékelésével kapcsolatban. *J. Katona* (Budapest) nagymegbízhatóságú alkatrészek megbízhatóságvizsgálatával kapcsolatban adódó problémákat tárgyalta. *Kauser D.* (Budapest) csatlakozók élettartam vizsgálatával foglalkozott. *B. Kadinger* (Budapest) a megbízhatóságelmélet műszaki alkalmazásának néhány problémáját tárgyalta. *J. Marcinkowski* (Krakkó) rendszer megbízhatósági kérdéseket ismertetett.

Figyelemre méltó, hogy fentiek között a megbízhatóság szabványosítási problémái is az érdeklődés előterébe kerültek és több előadás foglalkozott ezzel a kérdéssel is.

A kollokvium alatt kerekasztal megbeszélést is rendeztek, amelynek témája az elméleti és gyakorlati kutató és fejlesztő munka összehangolásának kérdése volt. A kötetlen formában lefolytatott vita elősegítette a vélemények kicserélését és jobb együttműködés kialakítását a jövőben az elméleti és gyakorlati szakemberek között.

A négynapos kollokvium igen értékesnek bizonyult mind az elméleti kutatók, mind pedig az ipari vállalatok szakemberei számára, mivel rávilágított a legfontosabb elméleti kutatási irányokra, valamint az elméleti eredmények gyakorlati alkalmazásainak lehetőségeire. A kollokvium lényeges eredményének tekinthető, hogy a különböző területeken dolgozó szakemberek között, valamint a külföldi és hazai szakemberek között közvetlen baráti kapcsolat jött létre, amely minden bizonnyal elősegíti a megbízhatósági kutatások és azok alkalmazása területén az eredményesebb és gyorsabb fejlődést.

Balogh Albert

Tartalmi összefoglalások

ETO 621.372.834.012.8

Reiter Gy.:

Üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő hálózat tulajdonságai

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A szerző a csőtápvonalak diszkontinuitásainak számítási módszeréből kiindulva meghatározza az üregrezonátorok csatolónyílását helyettesítő áramkört. Matrixok segítségével — a megengedhető egyszerűsítések alapján — módszert közöl a csatolónyílás impedanciájának kiszámítására.

ETO 539.374:546.28—162:548.73

Stefániay V.—Kürty Z.-né:

Mechanikai feszültségek epitaxiális szilícium kristályokban

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A szerzők röntgendifrakciós-topográfias módszerekkel vizsgálták a homoepitaxiás Si-rétegekben keletkező mechanikai feszültségek hatását. Megállapításuk szerint nagy adalékkoncentráció-különbséggel felépített epitaxiás átmeneteken fellépő feszültség a kristályrácsot rugalmasan és plasztikusan deformálja. A megfigyelt hatások kétféle módon magyarázhatók: az epitaxia és a hordozó közötti rácsállandó különbséggel és a hőtágulási együttható eltéréseivel. A plasztikus deformációt feltehetőleg mindkét tényező együttesen, a görbületet pedig az utóbbi hozza létre.

ETO 546.681.19 — 162

Papp E.—Pödör B.—Zsindely S.—Legát T.:

Galliumarzenid egykristályok előállítása és tulajdonságai

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A cikk első részében ismertetjük a galliumarzenid egykristályok általános fizikai és elektromos tulajdonságait, valamint ezen anyagok elektronikus iparban való különböző alkalmazási lehetőségeit. A cikk második részében galliumarzenid egykristályok készítését, az előállított kristályok tulajdonságait és jellemző adatait írjuk le. A kristályokat a Bridgman-féle módszer módosított változata alapján készítettük. A kristályokat aktivációs és fotometrikus módszerekkel vizsgáltuk. Az egykristályokon elektromos vezetőképességet, Hall-állandót és Hall-mozgékonytságot mértünk a 77...400 °K hőmérsékleti tartományban. A mért elektromos paraméterek analízise alapján meghatároztuk a töltéshordozó- és szennyező koncentrációt, valamint a szennyezők kompenzációs fokát.

ETO 621.382.232:621.315.335.2

Széchenyi K.:

A pn-átmenet kapacitásának automatikus mérése

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

A félvezető kutatás és gyártás során igen gyakran méri a pn-átmenet kapacitását (C_{pn}) a mintára adott záróirányú előfeszültség (U_0) függvényében. A $C_{pn}(U_0)$ függvényt általában pontonként veszik fel. A dolgozatban röviden áttekintjük a függvény automatikus felrajzoltatásának néhány lehetséges módszerét a kutatások során előforduló igen kedvezőtlen paraméterű minták (pl. heteroátmenetek) szemlétéből. Az elemzés eredményeit felhasználva olyan módszert ismertetünk, amellyel ezek a nagyon rossz minőségű kapacitások is mérhetőek.

ETO 537.226:621.382

Cseri É.:

Dielektromos félvezető eszközök

HÍRADÁSTECHNIKA XX. (1969) 12. sz.

Szerző cikkében díjat nyert diplomatervének anyagát dolgozta fel. Foglalkozik a dielektromos diódával és triódával, majd utóbbit összehasonlítja a bipoláris tranzisztorral. Arra a következtetésre jut, hogy a dielektromos félvezetők előnyösen alkalmazhatóak lennének, de gyártásuk megvalósításához még számottevő nehézségeket kell megoldani, amelyek főleg technológiai jellegűek.

Обобщения

ДК 621.372.834.012.8

Д. Рейтер:

Свойства эквивалентной схемы отверстия связи объемных резонаторов

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

Автор-исходя из метода расчета прерывистостей волноводов — определит эквивалентную схему отверстия связи объемных резонаторов. Дан метод расчета импеданса отверстий связи с помощью матриц, учитывая допустимые упрощения.

ДК 539.374:546.28—162:548.73

В. Штефанияни—З. Кюрти:

Механические напряжения в эпитаксиальных кремниевых кристаллах

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

Авторы испытывали методом рентгено-дифракции и топографии влияния напряжений в однородных эпитаксиальных кремниевых слоях. По их установлению напряжение вызванное в эпитаксиальных переходах созданных с большой разницей концентрации примесей деформирует решетку кристаллов эластично и пластически. Наблюдаемые влияния могут быть выявлены двумя способами: разницей коэффициентов решетки между слоем и носителем, а разности температурного коэффициента. Пластическая деформация вызывается вероятно овыми факторами а кривизна последним.

АК 546.681.19—162

Е. Папп—Б. Пёдёр—Ш. Жиндей—Т. Легат:

Изготовление и свойства монокристаллов арсенида галлия

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

В первой части статьи излагаются общие электрические свойства монокристаллов арсенида галлия, а также разные возможности применения этого материала в радиоэлектронной промышленности. Во второй части статьи описываются способ изготовления монокристаллов арсенида галлия и характеристики изготовленных кристаллов. Кристаллы были выращены при помощи видоизмененного метода Бриджмена. Кристаллы были анализированы активационным и фотометрическим методами. Электропроводимость, эффект Холла и холловская подвижность были измерены на монокристаллических образцах в температурном интервале от 77 °K до 400 °K. Концентрация носителей тока, концентрация примесей и степень компенсации примесей были определены на основе анализа результатов измерений.

АК 621.382.232:621.315.335.2

К. Сечени:

Автоматическое измерение емкости р-н перехода

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

В продолжение исследования и производства полупроводниковых приборов часто измеряется емкость р-н переходов (C_{pn}) в зависимости обратного напряжения (U_0) приложенного на образец. Функция $C_{pn}(U_0)$ определяется по пунктам. Статья дает краткий обзор некоторых возможных методов автоматической записи функции в случае образцов имеющих очень невыгодные параметры (на пр. неоднородные переходы) в продолжение исследований. По результатам анализа дан метод подходящий для измерения емкостей очень плохого качества.

ДК 537.226:621.382

Э. Чери:

Диэлектрические полупроводниковые приборы

HÍRADÁSTECHNIKA (ХИРАДАШТЕХНИКА, Будапешт) XX. (1969) № 12.

Автор обрабатывал в статье материал своей дипломной работы. Излагаются диэлектрический диод и триод и сравниваются с биполярным транзистором. Делан вывод, что применение диэлектрических полупроводниковых приборов было бы выгодно, но их производство требует решения значительных трудностей, в первую очередь технологического характера.

Zusammenfassungen

Summaries

DK 621.372.834.012.8

Gy. Reiter:

Die Eigenschaften der Netzwerke, die die Koppelöffnung der Hohlraumresonatoren ersetzen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Der Verfasser bestimmt den Stromkreis, welcher die Koppelöffnung der Hohlraumresonatoren ersetzt auf der Basis der Berechnungsmethode der Diskontinuitäten der Hohlleiter. Mit Hilfe von Matrizen — auf Grund der zulässigen Vereinfachungen — wird eine Methode zur Ausrechnung der Impedanz der Koppelöffnung erörtert.

DK 539.374:546.28—162:548.73

V. Stefániay—Frau Z. Kürty:

Mechanische Spannungen in epitaxialen Siliziumkristallen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Die Verfasser prüften mit Röntgendiffraktions- und topographischen Methoden den Einfluss der mechanischen Spannungen, die in den homoepitaxialen Si-Schichten auftreten. Nach ihrer Feststellung wird das Kristallgitter durch die Spannung, welche bei epitaxialen Übergängen mit einem hohen Unterschied von Zusatzmaterialkonzentration auftritt, elastisch und plastisch deformiert. Die Einflüsse können auf zweierlei Arten erklärt werden: durch den Unterschied der Gitterkonstante zwischen Epitaxie und Träger, oder durch die Abweichung der Wärmeausdehnungs-Koeffizienten. Vermutlich wird die plastische Deformation durch die beiden Faktoren und die Krümmung durch die letztere zustandegebracht.

DK 546.681'19—162

E. Papp—B. Pődör—S. Zsindely—T. Legát:

Herstellung und Eigenschaften von Galliumarsenid Einkristallen

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Es wurden GaAs Einkristallen gemäß eines modifizierten Bridgman-Verfahrens hergestellt. Die Kristalle des Typs n hatten eine Elektronkonzentration von $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bis $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sowie eine maximale Elektronmobilität von $4200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. In den Kristallen konnten geringe Verunreinigungen von S, Si, Fe und Zn mit Hilfe von Aktivationsanalyse bzw. Spektrophotometrie erfasst werden. Die elektrische Leitfähigkeit, der Hall-Koeffizient und die Hall-Mobilität wurden im Temperaturbereich zwischen 77 °K und 400 °K gemessen. Mit Hilfe der Brooks-Herring Formel konnte von den gemessenen Mobilitätswerten der gesamte Gehalt an Verunreinigungen ermittelt werden.

DK 621.382.232:621.315.335.2

K. Széchényi:

Automatische Messung der Kapazität der pn Übergänge

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

Während der Forschung und Fabrikation der Halbleiter werden sehr oft die Kapazität der pn-Übergänge (C_{pn}) in der Funktion der Vorspannung in der Sperrrichtung gemessen. Die $C_{pn}(U_e)$ Funktion wird im allgemeinen von Punkt zu Punkt aufgezeichnet. In dem Artikel werden kurz einige mögliche Methoden der automatischen Aufzeichnungen der Funktion von dem Gesichtspunkt der Muster mit sehr ungünstigen Parametern (zB. Heteroübergänge) die während der Forschungen vorkommen, erörtert. Durch Verwendung der Resultate der Analyse wird solche Methode erörtert, durch welche diese Kapazitäten sehr schlechter Qualität auch gemessen werden können.

DK 537.226:621.382

É. Cseri:

Dielektrische Halbleitergeräte

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) Nr 12.

In dem Artikel bearbeitet der Verfasser das Material seiner preisgekrönten Diplomarbeit. Er beschäftigt sich mit der dielektrischen Diode und Triode und vergleicht den letzten mit dem bipolaren Transistor. Er behauptet, dass die dielektrischen Halbleiter günstig verwendbar seien, aber es müssen noch viele Schwierigkeiten zur Ausführung ihrer Herstellung gelöst werden. Diese Schwierigkeiten sind hauptsächlich vom technologischen Charakter.

UDC 621.372.834.012.8

Gy. Reiter:

Properties of the Equivalent Network of Coupling Apertures of the Cavity Resonators

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

The author determines the equivalent of the coupling apertures by the calculation method of the discontinuities of waveguides. By means of matrixes—on the basis of permissible simplifications—a method is presented for the calculation of the impedance of the coupling aperture.

UDC 539.374:546.28—162:548.73

V. Stefániay—Frau Z. Kürty:

Mechanical Stresses in Epitaxial Crystals

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

The authors examined with X-ray diffraction and topographical methods the effects of the mechanical stresses in the homoepitaxial Si layers. According to their ascertainment the stress occurring on the epitaxial junctions built up with a great difference of ingredient concentration, deforms the crystal grid elastically and plastically. The observed effects can be explained in two ways by the difference of the grid constant between the epitaxy and carrier or by the deviation of the coefficient of thermal expansion. Presumably the plastic deformation is caused by both factors, the curvature only by the last.

UDC 546.681'19—162

E. Papp—B. Pődör—S. Zsindely—T. Legát:

Production and Properties of Gallium Arsenide Single Crystals

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

In the first part of this paper the general physical and electrical characteristics of gallium arsenide single crystals are described. Several possible applications of this material in the electronic industry are emphasized. In the second part the production and properties of gallium arsenide single crystals are described. The crystals were produced by the aid of a modification of the Bridgman method. The single crystals were analyzed with activation and photometric methods. Electrical conductivity, Hall effect and Hall mobility were measured on the crystals in the temperature range of 77—400 °K. Electron concentration, impurity concentration and the degree of impurity compensation were determined from the measured electrical parameters.

UDC 621.382.232:621.315.335.2

K. Széchényi:

Automatic Measurement of the Capacity of p-n Junctions

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

In the course of research and production of semiconductors the capacity of p-n junctions (C_{pn}) is frequently measured in the function of the inverse voltage (U_e) applied to the sample. The $C_{pn}(U_e)$ function is generally taken point by point. Some possible methods of the automatic recording of the function is briefly reviewed from the point of view of the samples of very adverse parameters (e.g. hetero-junctions). Using the results of the analysis a method is presented, by which these capacities of very bad quality can also be measured.

UDC 537.226:621.382

É. Cseri:

Dielectric Semiconductor Devices

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) No 12.

The author utilized the material of her prize-awarded diploma work. She deals with the dielectric diode and triode and compares the latter with the bipolar transistor. She reaches the conclusion that the dielectric semiconductors would be applicable advantageously, but still considerable difficulties have to be solved for the realization of their production. These difficulties are in particular of a technological character.

Résumés

CDU 621.372.334.012.8

G. Reiter:

Propriétés des circuits équivalents des ouvertures de couplage des cavités résonantes

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

L'auteur, partant de la méthode de calcul des discontinuités des guides d'ondes, détermine les circuits équivalents des ouvertures de couplage des cavités résonantes. À l'aide des matrices, une méthode — tenant compte des simplifications admissibles — est donnée pour calculer l'impédance de l'ouverture de couplage.

CDU 539.374:546.28 — 162:548.73

V. Stefániay — Mme Z. Kürty:

Tensions mécaniques dans cristaux épitaxiaux de silicium

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

Les auteurs ont examiné l'effet des tensions mécaniques dans jonctions homoépitaxiales de silicium à l'aide des méthodes de rayons X et de topographie. Ils ont établi que la tension sur les zones de transition d'épitaxie cause une déformation élastique et plastique des réseaux des cristaux. Les effets observés peuvent être expliqués par les deux causes suivantes: par la différence entre les constantes de réseau du porteur et de l'épitaxie ou par la différence des coefficients de température. La déformation plastique est causée présumablement par tous les deux facteurs, la courbure par contre par le dernier.

CDU 546.681'19 — 162

E. Papp — B. Pődör — S. Zsindely — T. Legát:

Production et caractéristiques des monocristaux d'arsénide de gallium

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

La première partie de l'article expose les caractéristiques physiques et électriques des monocristaux d'arsénide de gallium en général,

ainsi que les possibilités de leur application dans l'industrie électronique. Dans la deuxième partie de l'article la production des monocristaux d'arsénide de gallium et leurs caractéristiques sont décrites. Les cristaux ont été produits avec une modification de la méthode Bridgman et analysés par la méthode d'activation et de photométrie. La conductivité électrique, la constante Hall et la mobilité Hall des monocristaux dans la gamme des températures 70—400 °K étaient déterminées. À la base de l'analyse des paramètres électriques la concentration des porteurs de charge et des impuretés, ainsi que le degré de la compensation des impuretés étaient déterminés.

CDU 621.382.232:621.315.335.2

K. Széchenyi:

Mesure automatique de la capacité de la jonction p-n

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

Au cours de la recherche et fabrication des semi-conducteurs on doit mesurer souvent la capacité des jonctions p-n (C_{pn}) en fonction de tension inverse appliquée à l'échantillon (U_0). La fonction $C_{pn}(U_0)$ est prise point par point. Une brève revue de quelques méthodes possibles pour enregistrer automatiquement la fonction en cas des échantillons ayant des paramètres très défavorables (par exemple hétérojonction) qui peuvent être produits au cours des recherches. Utilisant les résultats de l'analyse une méthode pour mesurer ces capacités de très mauvaise qualité est donnée.

CDU 537.226:621.382

E. Cseri:

Dispositifs semi-conducteurs diélectriques

HÍRADÁSTECHNIKA (Budapest) XX. (1969) N° 12.

L'auteur a utilisé dans cet article les matières de son étude de diplôme lequel a remporté un prix. Les diodes et triodes diélectriques sont examinées, ensuite ces dernières sont comparées avec le transistor bipolaire. La conclusion est tirée que les dispositifs semi-conducteurs diélectriques seraient utilisables, mais il y a des difficultés considérables technologiques à résoudre pour réaliser leur fabrication.

AZ IPARI FORMATERVEZÉS

Az iparművészet legfiatalabb ága. Célja, hogy az ipar által előállított használati tárgyak, műszerek, gépek, járművek formáját, funkciójának és rendeltetésének megfelelően, korszerűen, a legmagasabb esztétikai normák figyelembevételével alakítsa ki. A formatervezett ipari termékek előnyei természetesen a piacon is jelentkeznek. Statisztikai kimutatások, szakmai és szubjektív vélemények egyaránt bizonyítják, hogy a formatervezett termékek keresettek, tervezésének költségei pedig gyorsan megtérülnek. Ma már igen sok formatervező művész foglalkozik a legkülönbözőbb ipari termékek tervezésével. Működésük területe egyre szélesebb, s napról napra új gyárak, termelőüzemek és tervezőirodák igénylik a formatervezők közreműködését.

Mi segítséget kívánunk nyújtani Önnek és az Ön vállalatának. Formatervezéssel kapcsolatos bármilyen kérdésére vagy problémájára felvilágosítást nyújt a tervezést lebonyolítja az



IPARMŰVÉSZETI VÁLLALAT

IPARI FORMATERVEZŐ IRODÁJA

Budapest, VIII., József krt. 49.

Telefon 343-190; 143-809

**SIEMENS**

Téma: Táviró -Távvalasztórendszer

Programvezérlésű Távvalasztók

A Siemens-Crosspoint elv alapján működő táviró-távvalasztó rendszer (TWK) modern és kis helyet igénylő „modular”-felépítésével reprezentálja a jól bevált nagy teljesítményű ESK-elem (nemesfémkontaktusú, gyorskapcsolású relé) és az elektronikus áramköri elemek gazdaságos kombinációját.

Az ESK-relé kiváló minőségű kontaktusai és extrém rövid kapcsolási ideje garantálják a maximális üzembiztonságot és a táviróösszeköttetések gyors felépítését. A mechanikusan mozgatott alkatrészek elhagyásával sikerült a táviróközpontok működését majdnem tökéletesen zajmentessé tenni. Az újszerű technikával automatikusan huzalozott egységek fokozzák a rendszer megbízhatóságát.

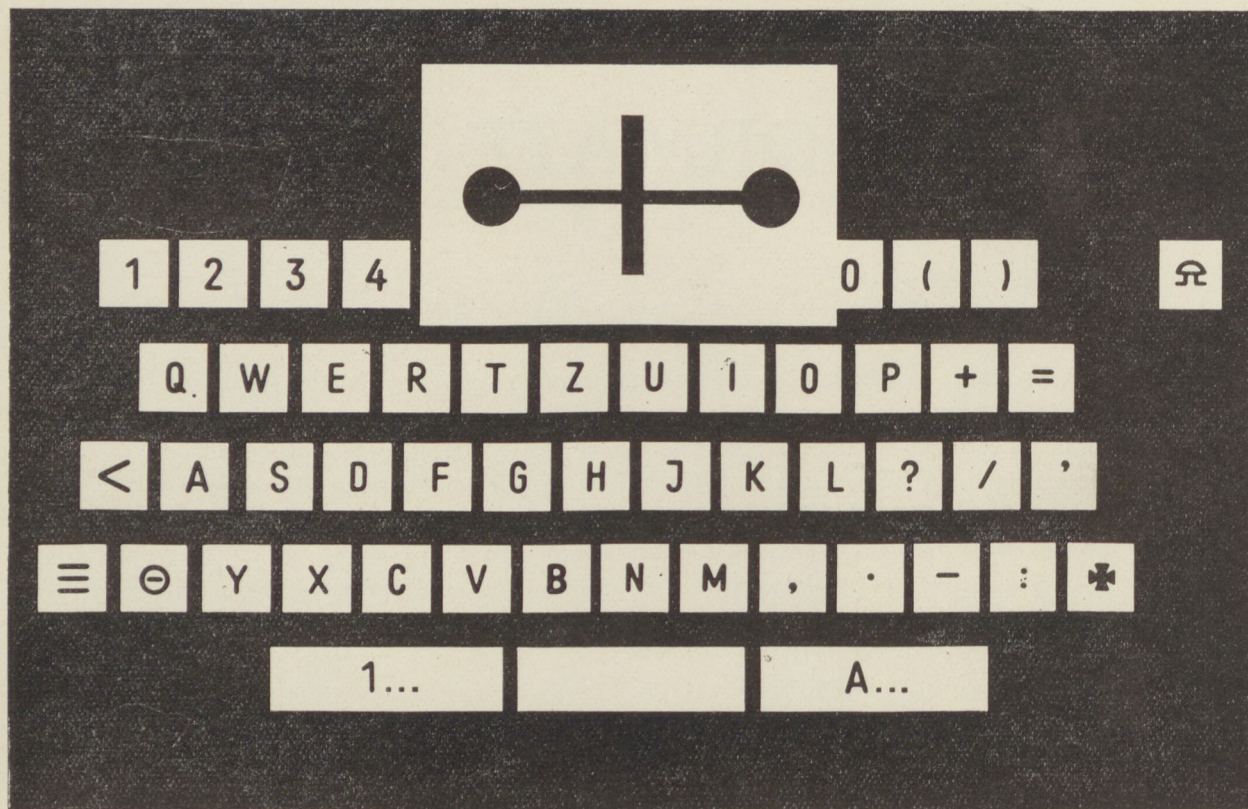
A táviróösszeköttetések felépítésének minden egyes funkcióját a számítógépek működéséhez hasonlóan program vezérel és egyben ellenőriz is, így biztosítva az egymástól független kereszteződési pontok (Cross-points) gyors átkapcsolását.

A rendszer legjellemzőbb tulajdonságai:

Jól illeszthető és könnyen kiegészíthető építőelem-rendszer. Zajtalan üzem + Kis helyszükségletű felépítés + Alacsony szerelési és karbantartási költségek.

Ismertetést küld Önnek:

SIEMENS AKTIENGESELLSCHAFT, D-8000 München, Postfach 701



Siemens TWK-System