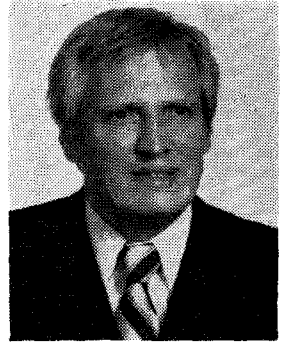


Terjedési ellenállás elven alapuló hőérzékelő szenzor struktúrája és a hőérzékenység kérdése

DR. PÁSZTOR GYULA – RERKECZ JÁNOS – NAGYNÉ FICZA MARIANN
Mikroelektronikai Vállalat



ÖSSZEFOGLALÁS

A Mikroelektronikai Vállalatnál fejlesztési munka folyik a terjedési ellenállás elvén alapuló hőérzékelő szenzor kifejlesztésére. A vizsgálatok tárgya volt a geometriai hatások és a hőmérsékleti együttható kérdése. Az elméleti számítások és a mérési eredmények összevetése. A hőérzékelő szenzor ellenállásának elméleti hőmérsékletfüggése a 200–400 K hőfoktartományban.

A szilícium hőérzékelők egy legperspektivikusabb formája a terjedési ellenállás jelenségén alapul. Ennek az elvnek az az előnye, hogy a kontaktus átmérőjének változásával széles tartományban beállítható tetszőleges értékű ellenállás. Másik nagy előny, hogy az eszköz a planár technológia módszereivel előállítható. Mivel ez a technológia már jól kidolgozott, egyforma elemek tömeges előállítását teszi lehetővé. A keletkezett elemek hőfokoefficiense, az $R = R_0 \cdot [1 + \alpha \cdot (T - T_0)]$ kifejezésben α értéke a szoba-hőmérséklet körüli tartományban elsősorban az elektronok mozgékonyságának hőfüggésétől függ, amely megfelelően megválasztott alapanyag esetén gyengén függ az adalék koncentrációjától, így megvalósítható egy viszonylag pontos hőfokoefficiens érték. Az e tárgyban a szakirodalomban ez idáig megjelent cikkek [1]–[3] kevés támpontot adtak ilyen hőérzékelők geometriai konstrukciójára, a kívánt hőérzékeny-

DR. PÁSZTOR
GYULA

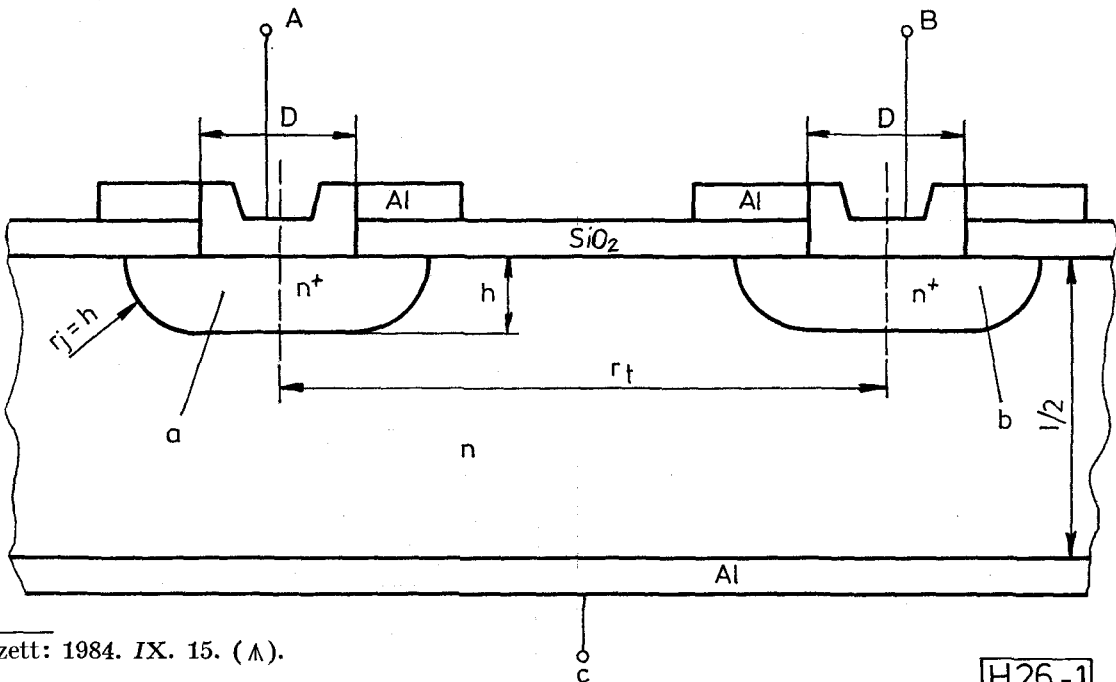
Villamosmérnöki oklevelét 1949-ben szerezte meg a Budapesti Műszaki Egyetemen. 30 éve félvezető témákon dolgozik a Mikroelektronikai Vállalatnál, illetve elődjénél, a HIKI-ben. 1976-ban kandidátusi fokozatot szerzett a technológiai szemszögű félvezető modellekről írt értekezésével. Jelenleg osztályvezetőként szilícium szenzor problémákkal foglalkozik.

latnál, illetve elődjénél, a HIKI-ben. 1976-ban kandidátusi fokozatot szerzett a technológiai szemszögű félvezető modellekről írt értekezésével. Jelenleg osztályvezetőként szilícium szenzor problémákkal foglalkozik.

séget megvalósító szilíciumkristály fajlagos ellenállásának megválasztására vonatkozóan. E hiányosság kiküszöbölése végett a cikk a hőérzékelő konstrukciójánál felmerülő problémák megoldásával foglalkozik, a geometria hatásának számítására egy jó közelítő módszert ad, valamint számítja az elméleti ellenállás–hőmérséklet karakterisztikát a 200–400 °K közötti hőfoktartományban.

1. Geometriai konstrukció

A hőérzékelő struktúrájának keresztmetszeti képét az 1. ábrán láthatjuk. Az áram a fémből ohmos kontaktuson keresztül az n^+ diffúziós rétegbe kerül. Ha ennek a rétegnek az ellenállása elegendően ki-



Beérkezett: 1984. IX. 15. (Λ).

1. ábra

H26-1

csiny, akkor az ekvipotenciális felületnek tekinthető. Az áram e rétegből (a) kilépve szétterjed, és így éri el a szelet hátoldalán levő második (c) fémréteget, amely ugyancsak ohmos kontaktussal csatlakozik a félvezetőhöz. A struktúra szimmetrikus, és ennek megfelelően az a) réteggel minden szempontból azonos b) diffúziós rétegen át lép ki az áram a hőérzékelőből. Ahhoz, hogy ennek az elrendezésnek ellenállását számíthassuk, meg kell határoznunk a potenciál térbeli eloszlását. Ezt közelítő módon tesszük. Így a struktúrát a 2. ábrán látható alakra hozzuk. Ezen az ábrán az a) és b) diffúziós rétegek félgömbök. A gömb sugara r_0 úgy van megválasztva, hogy a félgömbök felülete egyenlő legyen a diffúziós $n-n^+$ átmenet A felületével. A hátoldali fémezés (C) megfelel a felezősíkban levő felületnek. Ha ebben az elrendezésben a gömbök középpontjában Q^+ , ill. Q^- töltést helyezünk el, ahol $Q^+ = -Q^-$, akkor a létrejövő erőterből az áramtér egyszerűen számítható az (1.1) kifejezéssel (l. 3. ábra).

$$\vec{j} = \rho^{-1} \cdot \vec{E}, \quad (1.1)$$

ahol \vec{j} az áramsűrűség, ρ a félvezető fajlagos ellenállása, \vec{E} a térerősség vektora. A tér valamely P pontjában a potenciált az (1.2) kifejezés adja.

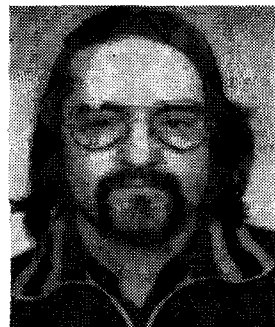
$$U_P = \frac{Q}{4\pi\epsilon_{si}} \cdot \left(\frac{1}{r^+} - \frac{1}{r^-} \right), \quad (1.2)$$

r^+ és r^- a pozitív, illetve negatív töltéstől mért távolság. A két töltés távolsága l , amely a kristály vastagságának kétszeresével egyenlő. Pontosan számolva, az ekvipotenciális felület nem gömbfelület. A gömbtől való eltérést úgy becsülhetjük meg, ha két azonos potenciálú ponthoz tartozó sugár nagyságát összehasonlítjuk. A 3. ábrán látható módon az egyik pont (P_0) a töltéseket összekötő egyenesre esik, míg a másik (P_1) az erre merőleges síkban fekszik. Az elsőhöz tartozó sugár r_0 , míg a másodikhoz

BERKECZ JÁNOS

Villamos üzemmérnöki diplomáját a Kandó Kálmán Villamosipari Műszaki Főiskola Gyengeáramú Karán szerezte 1975-ben. 1975. szeptember 1-től a Híradástechnikai Ipari Kutató Intézetben (jelenleg Mikroelektronikai Vállalat), a szelettchnológia főosztályon dolgozik technológusként. Kezdetben a bipoláris integrált áramkörök előállítási technológiái-

val, ezen belül főleg oxidációval és bór diffúzióval foglalkozott. Részt vesz a p- és n-csatornás, valamint az egyedi eszközök CMOS technológiák fejlesztésében. A MOS technológiák, valamint az egyedi eszközök bór diffúziós műveleteit irányítja. Fokozott érzékenységű fényelemek előállítására c. tudományos munkatársi dolgozatát 1981-ben írta meg. 1982-től az egyedi eszközök téma vezető technológusa.

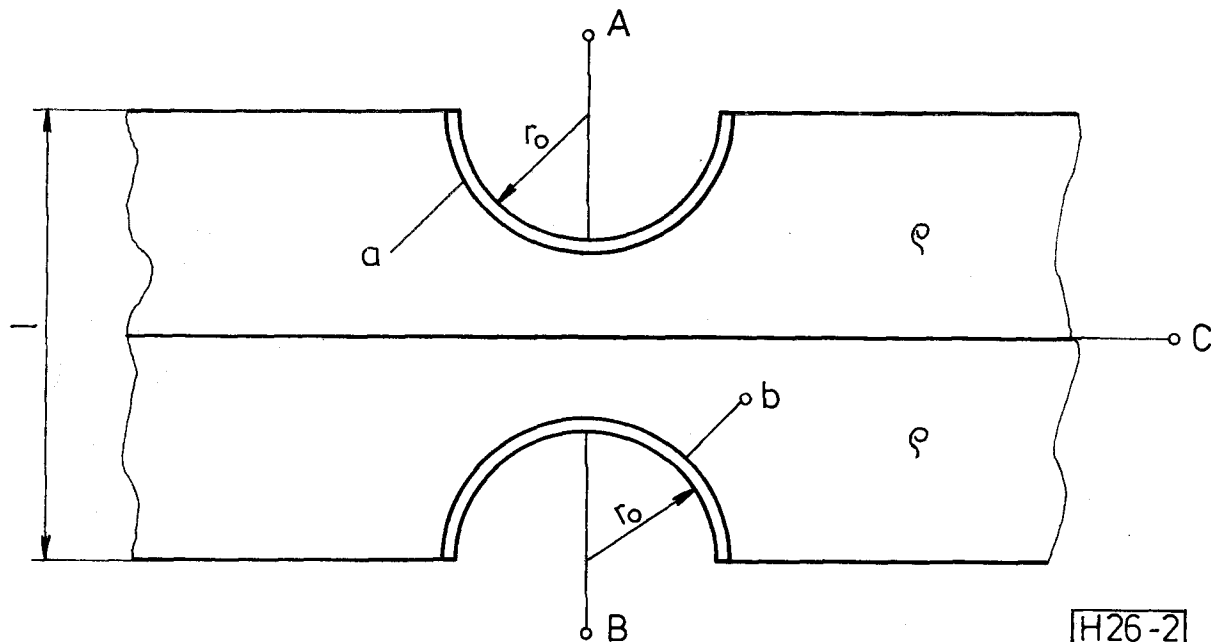


r_1 . A gömbtől való eltérés nagyságára jellemző szám,

$\frac{\Delta r}{r}$ a következő alakban írható, ahol $\Delta r = r_1 - r_0$

$$\frac{\Delta r}{r} \cong r_0 \cdot \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} \right) = \frac{r_0^2}{l^2}.$$

Ez a szám zérus gömb esetén. Mivel $r_0 \ll l$, a gömbtől való eltérés kicsiny. Ez más szóval azt jelenti, hogy a térerősség kifejezésében az r^- -os tag (a pozitív töltéstől r_0 távolságban) elhanyagolható.



H26-2

2. ábra



NAGYNE FICZA
MARIANNA

1983-ban szerzett diplomát a BME Villamosmérnöki Karának Elektronikai Technológia Tanszékén. Egyetemi tanulmányainak megkezdése

előtt a HIKI félvezető főosztályán dolgozott. Jelenleg a HIKI jogutódjában, a MEV-ben szintén a félvezető főosztályon dolgozik. Témája félvezető alapú érzékelők kutatása és fejlesztése.

Így

$$E_{r0} = - \left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_{r=r_0} = \frac{U}{r_0}; \text{ ahol } U = \frac{Q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_{si}} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{l-r_0} \right) \quad (1.3),$$

$$I = \int_{(A)} j \cdot dA = 2r_0^2 \pi \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U}{r_0} \quad (1.4)$$

Mivel az ekvipotenciális felületek között a potenciálkülönbség $2U$, a rendszer ellenállása R_e

$$R_e = \frac{2U}{I} = \frac{\rho}{r_0 \cdot \pi}, \quad (1.5)$$

r_0 értékét, mint láttuk, úgy választjuk meg, hogy a h mélységű diffúziós $n-n^+$ átmenet felülete egyenlő legyen az r_0 sugarú félgömb felületével. Az átmenet felületét egy gyűrűfelületből és egy D átmérőjű körlepből összetettnek tekinthetjük. Ezzel számítva r_0 -t

$$r_0 = \left[\frac{\pi \cdot h D}{4} + h^2 + \frac{D^2}{8} \right]^{1/2}. \quad (1.6)$$

Amikor az 1. ábrán látható elrendezést a (2) szerinti struktúrával közelítettük, akkor ezzel feltételeztük, hogy minden áramfonal olyan, amely az a) rétegből a c) fémbe vezet és onnan jut el a b) rétegbe. Ez az ellenállásból felépített helyettesítő kapcsolásnál (4. ábra) annak feltételezésével egyenlő, hogy a kapcsolat csupán az R_s elemeket tartalmazza,

$$\text{tehát } R_s = R_e / 2 = \frac{\rho}{2r_0 \pi}.$$

A valóságban vannak olyan áramfonalak, melyek közvetlenül kötik össze az a) és b) réteget. Ezeknek az áramfonalaknak eredő árama az R_p ellenálláson át folyik. Az R_p ellenállást a B pont potenciáljának meghatározásával számíthatjuk:

$$U_{BC} = U_{AC} \cdot \frac{R_s}{R_p + R_s} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_{si}} \left(\frac{1}{r_l} - \frac{1}{[l^2 + r_l^2]^{1/2}} \right) = U_b, \quad (1.7)$$

U_{AC} az (1.3) kifejezésből számítható potenciállal egyenlő. Az (1.7) kifejezésből számítható R_p .

$$R_p = \frac{Q}{2r_0 \pi} \left\{ \left[\frac{\frac{r_l}{r_0} - \frac{r_l}{l-r_0}}{1 - \left[\left(\frac{l}{r_l} \right)^2 - 1 \right]^{-1}} \right] - 1 \right\} = \frac{\rho}{2r_0 \pi} \{ \varphi - 1 \}, \quad (1.8)$$

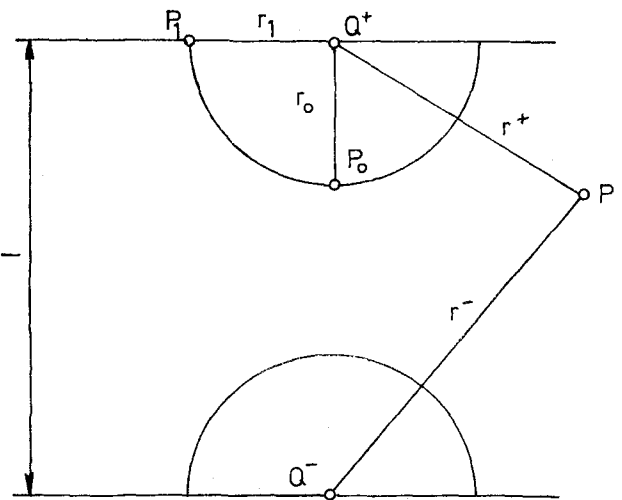
ahol φ -t a zárójeles kifejezés adja. A hőérzékelő eredő ellenállása, mely az A-B pontok között mérhető, R_{AB} .

A kifejezésben szereplő β értékét a mérés útján határozzuk meg, és ez kifejezi az elhanyagolást, mely a valóságos struktúra és a 2. ábrán látható elméleti struktúra közötti különbségből adódik.

$$R_{AB} = \beta \cdot \frac{\rho}{r_0 \pi} \cdot \frac{\varphi - 1}{\varphi + 1}. \quad (1.9)$$

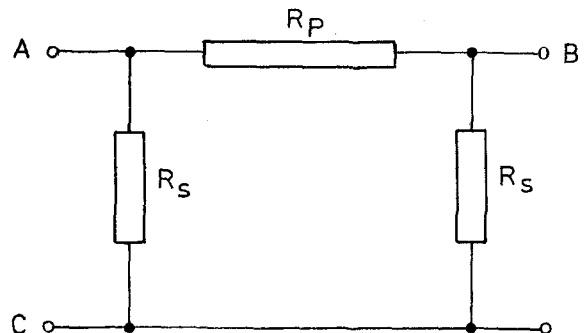
2. A fajlagos ellenállás hőfüggésének meghatározása

A fajlagos ellenállást Li és Turber [4] módszerét követve az alábbi módon számíthatjuk, elhanyagolva a kisebbségi töltéshordozók vezetését, mely a vizs-



H26-3

3. ábra



H26-4

4. ábra

gált $200 < T < 500$ K^o hőfoktartományban és a $2 \cdot 10^{15} > N_D > 8 \cdot 10^{14}$ cm⁻³ koncentrációtartományban igen jól teljesül.

$$\rho^{-1} = q \mu_n \cdot n. \quad (2.1)$$

Ebben a kifejezésben μ_n az elektronok mozgékony-sága, n az elektronkoncentráció. Mindkét mennyiség hőfüggő. Az elektronok koncentrációját úgy számíthatjuk, hogy figyelembe vesszük a félvezető helyi semlegességét, elhanyagolva a lyukakat, $n = N_D^+ \cdot N_D^-$ az ionizált donorok koncentrációja, és ez a Fermi-szinttől, E_F , valamint a donorszinttől, E_D , függ. A kifejezésben T a hőmérséklet °K-ban.

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \cdot \exp[(E_F - E_D)/kT]}. \quad (2.2)$$

Az elektronkoncentráció ugyancsak e két mennyiség függvénye

$$n = \frac{N_C}{\exp[(E_C - E_F)/kT] + 0,27}. \quad (2.3)$$

N_D a kondukción sáv elektronállapotainak sűrűsége. A [4]-ben megadott kifejezést alkalmazva az ismert fizikai állandók számszerű értékének behelyettesítése után:

$$N_C = 6,17 \cdot 10^{15} T^3 \text{ cm}^{-3}, \quad (2.4)$$

(2.2), (2.3), (2.4)-ből n számítható. N_D/N_C kis értékei esetén — ez a feltevés a vizsgált fajlagos ellenállás tartományban messzemenően teljesül — n -re a következő kifejezést kapjuk:

$$n = \frac{N_D}{1 + 1/2 \cdot \exp[2(E_C - E_D)/kT] \cdot \left(\frac{N_D}{N_C}\right)^2}. \quad (2.5)$$

Foszforadalék esetén $E_C - E_D = 0,044$ eV. Így n kifejezése a következő alakot kapja:

$$n = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} \left[\exp\left(\frac{1020,3}{T}\right) \right] \cdot \left(\frac{N_D}{N_C}\right)^2}. \quad (2.6)$$

A mozgékony-ság számításánál azzal a közelítő feltevessel élünk, hogy az elektronok szórásánál csak a rácsatomokon μ_L és az ionizált adalékatomokon történő szóráshoz rendelt mozgékony-ság-komponenst, μ_L -t kell figyelembe venni. Az adott hőfok- és koncentrációtartományban ez a feltevés ugyancsak igen jól teljesül. Ennek megfelelően

$$\mu = \mu_L \cdot \left[1 + x^2 \left\{ Ci(x) \cos x + \sin x \cdot \left(Si(x) - \frac{\pi}{2} \right) \right\} \right], \quad (2.7)$$

ahol μ a töltéshordozók eredő mozgékony-sága és $Ci(x)$, illetve $Si(x)$ az integrál koszinusz, illetve integrál szinusz néven ismert függvények, valamint

$$x = 6 \mu_L / \mu_I.$$

$$\left. \begin{aligned} Ci(x) &= 0,5772 + \ln x + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{x^{2k+1}}{2k \cdot (2k)!} \\ Si(x) &= x + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{x^{2k+1}}{(2k+1)(2k+1)!} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

μ_L értékére vonatkozóan az idézett szerzők az alábbi táblázatot adják meg:

T °K	200	250	300	350	400	500
μ_L cm ² /vsec	3730	2180	1430	1010	748	479

A táblázat adatait grafikusán ábrázolva arra a megállapításra juthatunk, hogy azok elég kis hibával ráilleszthetők a következő alakú függvényre:

$$\mu_L = a \cdot \left(\frac{1}{T}\right)^c + b \cdot (T - 292), \quad (2.7)$$

a , b , c állandók meghatározhatók úgy, hogy $T = 200$, 300 , 400 K-es értéknél μ_L pontosan egyezzen a táblázat értékével. Ekkor a közbenső pontokon és 500 °K-on az eltérés kisebb lesz, mint $0,5\%$. Ezek az értékek: $a = 1,1516 \cdot 10^9$, $b = 0,2678$, $c = 2,3845$.

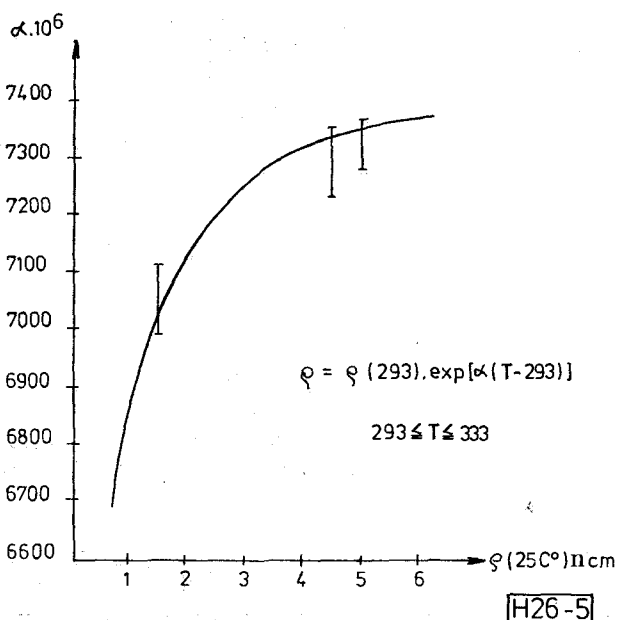
A (2.1)–(2.7) kifejezésekkel számíthatjuk ρ -t a megadott tartományba eső adalékkoncentráció és hőfokértékeknél. Ha ezt a számítást elvégezzük $T = 293$, 313 , 333 °K-os hőfokra és különböző N_D értékre, a kapott ρ értékekre a

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)], \quad (2.8)$$

kifejezést ráillesztjük úgy, hogy a legkisebb hibanegyzet feltétele teljesüljön (ahol $T_0 = 293$ °K és ρ_0 az ennél a hőmérsékletnél fennálló ρ érték). Ilyen módon különféle ρ_0 értékhez tartozó α értéket meghatározhatjuk. Ez a számítás az 5. ábrán folytonos vonallal kihúzott görbét adja.

A számítási eredmény vizsgálata azt mutatja, hogy $\rho(N_D, T)$ függvény széles hőfoktartományban is jól közelíthető analitikus függvénnyel. Ebben az esetben el kell térnünk a (2.8) kifejezéssel adott egyszerű alaktól. Ennek a függvénynek a meghatározásához a következő megoldással juthatunk.

A (2.7) egyenlet numerikus kiértékelése azt mutatja, hogy μ csupán néhány százalékkal tér el μ_L -től. Ezt a viszonylag kis részt egyszerű analitikus



5. ábra

kifejezéssel is jól közelíthetjük. A másik megállapítás az elektronkoncentráció értékére vonatkozik.

Az $n=N_D$ közelítés igen jó eredményt ad a vizsgált hőfoktartományban. Végül is az átlagos hiba 0,5%, míg a maximális eltérés kisebb $\pm 1\%$ -nál az alábbi kifejezés alkalmazásakor, a $2 \cdot 10^{15} > N_D > 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ koncentrációtartomány esetén. (T °K-ban):

$$e^{-1} = e_L^{-1} + \left(\frac{N_D}{1,277 \cdot 10^{18}} \right)^{0,921} \cdot \exp \left[\frac{95\,200}{T \cdot (N_0) 0,1344} \right] \quad (2.9)$$

ahol

$$e_L^{-1} = \frac{N_D}{5,4273 \cdot 10^9} \left(\frac{1}{T} \right)^{2,3845} + \frac{N_D}{2,3334 \cdot 10^{19}} \cdot (T - 293)$$

Az (1.9) egyenletet az alábbi formában is felírhatjuk, ahol η_{geom} -ba koncentrálunk minden hőfüggetlen mennyiséget.

$$R = \rho(T, N_D) \cdot \eta_{geom} \quad (2.10)$$

Ez (2.9) sz. kifejezésével kiegészítve megadja egy N_D adalékkoncentrációjú Si kristályból készült hőérzékelő ellenállását az adott hőfoktartományban.

$$N_D = 8,33 \cdot 10^{14}, \quad \rho(20 \text{ °C}) = 5 \text{ cm.}$$

T °C-bm	$R(T)/R(20 \text{ °C})$	T °C-ban	$R(T)/R(20 \text{ °C})$
-40	0,5927	30	1,0800
-30	0,6516	40	1,1634
-20	0,7142	50	1,2500
-10	0,7803	60	1,3395
0	0,8501	70	1,4321
10	0,9233	80	1,5276
20	1	90	1,6257
		100	1,7264

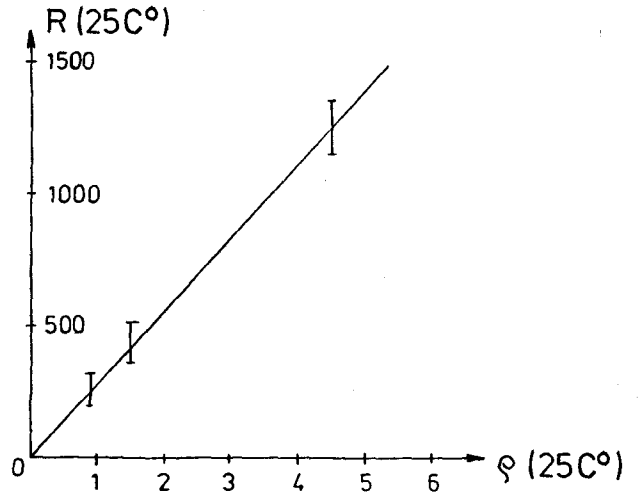
3. A számítási eredmények összehasonlítása mérésekkel

Először meghatározzuk az (1.9) kifejezésben szereplő β értékét. Ennek az a módja, hogy különböző ρ fajlagos ellenállású kristály szeletekből azonos geometriával az 1. ábra szerinti hőérzékelő ellenállásokat készítünk. Egy-egy ρ értéknél 20–50 db minta 25 °C-os ellenállását mértük, és a kapott átlagos értéket, \bar{R}_0 -t ábrázoltuk ρ függvényében. A vizsgálatnál alkalmazott struktúra főbb geometriai méretei a következők voltak:

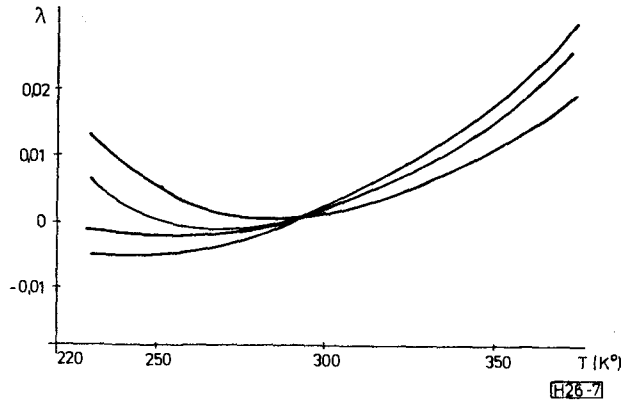
$$h = 1,8 \text{ } \mu\text{m}, \quad l = 940 \text{ } \mu\text{m}, \quad r_t = 100 \text{ } \mu\text{m}, \quad D = 24,5 \text{ } \mu\text{m}.$$

A kapott R_0 értékek és azok szórásstartománya a 6. ábrán látható. R_0 értékének viszonylag nagy szórása a kristályszelet fajlagos ellenállásának fluktuációjából származik. Ez a véletlenszerű szórás jól kiátlagolódik \bar{R}_0 értékében, így azok kis hibával ráesnek a 6. ábra egyenesére. Az egyes meredekséget az (1.9) sz. kifejezésből számított értékkel összehasonlítva meghatározható β értéke, mely 1,1-nek adódott.

A mintákon hőfüggést is vizsgáltunk. A 20, 40, 60 °C-on végzett ellenállásmérések eredményére a legkisebb hibanégyzet módszerével $R = R_0 \exp[\alpha(T -$



6. ábra



7. ábra

$T_0]$ függvényt illesztettük. Ebben a kifejezésben $T_0 = 20 \text{ °C}$, R_0 és α a függvényillesztésből számított értékek. Az eredményt közvetlenül összevethetjük az 5. ábrán látható elméleti értékkel. Az így kapott α értékeket – szórásstartományukkal együtt – rárajzoltuk az 5. ábrára. Láthatjuk, hogy az ez úton kapott α jól egybevág a folytonos vonallal rajzolt elméleti görbével, és viszonylag szűk szórásstartománnyal bír. Ennek az az oka, hogy α (ρ) függvény viszonylag lapos, így a ρ fluktuációjából származó eltérés viszonylag kis szórást eredményez α értékében.

A (2.1)–(2.7) kifejezésekkel számított $\rho_{számított}$ hőfüggést széles hőfoktartományban hasonlítottuk össze, mért hőfüggéssel. Ehhez az ellenállás és a hőmérséklet mérésénél nagy pontosságra törekedtünk. A vizsgálatot viszonylag kis darabszámú mintacsoporton végeztük. Ezeknél $D = 50 \text{ } \mu\text{m}$, $r_t = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $\rho_{25 \text{ °C}} = 6,06 \text{ } \Omega\text{cm}$ volt. Egyéb adatok megegyeztek az előző mintacsoport adataival. A mérési adatok és $\rho_{számított}$ értékeiből meghatároztuk λ értékét.

$$\lambda = \frac{R_{mért}/\rho_{számított}(T)}{R_{mért}/\rho_{számított}(25 \text{ °C})} - 1.$$

A hőfokmérés tartománya $-42 \text{ °C} + 100 \text{ °C}$ volt. Az egyes mintákra meghatározott $\lambda(T)$ függvényt a

7. ábrán láthatjuk. A (2.10) kifejezést vizsgálva megállapíthatjuk, hogy ha az elmélet által megadott hőfüggés az egész hőfoktartományban pontosan leírja a fajlagos ellenállás valóságos hőfüggését, akkor $\lambda(T)=0$ adódna minden T -nél. A görbékől látható, hogy a szobahőmérséklet alatti tartományban ez a feltevés igen jól teljesül, a számított érték hibája kisebb mint 1%. 100 °C-nál a hiba megközelíti, esetleg kissé meg is haladja a 2%-ot. További vizsgálat szükséges annak eldöntésére, hogy ez az eltérés az elméletnél alkalmazott közelítések következménye-e vagy inkább annak tudható be, hogy a valóságos struktúrában olyan hatások is érvényesülnek, melyeket az elmélet nem vesz figyelembe (pl. felületi akkumulációs rétegben folyó többletáram).

Összefoglalás

Egyszerű fizikai modellt dolgoztunk ki a geometriai hatások figyelembevételére. A mérések és a számított eredmény összevetéséből egy korrekciós faktort határoztunk meg, az adott ρ fajlagos ellenállású szilíciumkristályból készült hőérzékelő ellenállásra

vonatkozóan. Irodalmi adatokra támaszkodva számítási módszert dolgoztunk ki $\rho(T, N_D)$ meghatározására a hőérzékelő szempontjából érdekes adalékkoncentráció és hőfoktartományban. A számításokat összehasonlítottuk mérési eredményekkel és kielégítő, sőt egyes tartományokban igen jó egyezést tapasztaltunk.

I R O D A L O M

- [1] *M. Beitner, G. Tomasi*: Mikroelektronischer Spreading — Widerstand — Temperatursensor Siemens Forsch.-n. Entwickl. — Ber. Bd. 10 (1981). Nr. 2, S. 65—71.
- [2] *A. Petersen*: Silicon Temperature Sensors. Electronic Components and Applications, Vol. 5, No. 4, Sept. 1983, pp. 206—213.
- [3] *A. Raaber, Dr.-Ing.*: A Silicon Spreading Resistance Sensor for Temperatures from -50 °C up to 350 °C. European Solid State Device Research Conference ESSDERC '81 Toulouse — France, Sept. 14—17. 1981.
- [4] *S. S. Li, W. R. Thurber*: The Dopant density and Temperature dependence of Electron Mobility and Resistivity in n type Silicon. Solid State Electronics, 1977, Vol. 20, pp. 609—616.