

József Attila Tudományegyetem
Kísérleti Fizikai Tanszék

ZAJMÉRÉSEK

VANÁDIUMPENTOXID EGYKRISTÁLYOKON

Doktori értekezés

K i s s L á s z l ó
tanársegéd

Szeged
1984.



Tartalomjegyzék

	Oldal
BEVEZETÉS	1
I. IRODALMI ÁTTEKINTÉS	3
1. A zajok matematikai leírásáról	3
2. A nevezetesebb zajtipusok	14
a/ A termikus zaj	14
b/ A sörétzaj	15
c/ A generációs-rekombinációs zaj	16
d/ Az 1/f zaj	17
3. A Hooge-féle 1/f zaj	22
a/ Kisérleti jelenségek	22
b/ Elméleti próbálkozások	31
4. A V_2O_5 elektromos tulajdonságai	36
II. TÖLTÉSHORDOZÓ-KONCENTRÁCIÓ MEGHATÁROZÁS ZAJMÉRÉ - SEK ALAPJÁN	40
5. Anizotróp vezetőképességű minta pontkontaktu- sának 1/f zaja	42
a/ Az affin transzformáció alkalmazása a zaj- probléma leírásában	42
b/ Az effektív térfogat becslése	45
6. A mérési elrendezés és a kiértékelési eljárás	49
7. Zajspektrum vizsgálatok V_2O_5 egykristályo- kon	55
8. A töltéshordozó koncentráció és vezetőképess- ség meghatározása a hőmérséklet függvényében	57
III. AZ EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA	64
Irodalomjegyzék	66

B E V E Z E T É S

A természetben lejátszódó fizikai folyamatok során a fizikai mennyiségek értékeinek állandó ingadozásait tapasztaljuk. Ezek a fluktuációk - melyek egyensúlyi rendszerekben is megtalálhatók - termodinamikai és kvantummechanikai jellegűek lehetnek. Régebben a fluktuációkat "szükséges rossz-nak" tartották, mivel elvileg is korlátozzák a mérések és a fizikai folyamatok leírásának pontosságát, napjainkban azonban kialakulóban van a mérési módszereknek egy olyan csoportja, mely az ingadozási jelenségek vizsgálatából következtet a rendszer fizikai jellemzőire.

E disszertációban mi is egy fluktuáció - a térfogati $1/f$ zaj - mérése útján szerzünk információkat egy fizikai rendszerről: a vanádiumpentoxid egykristály szabadelektron koncentrációját, és ennek hőmérsékletfüggését határozzuk meg.

A disszertáció első része irodalmi áttekintés. Az első fejezetben a zajok matematikai leírásával, a másodikban az ismertebb zajtípusokkal, a harmadikban a térfogati $1/f$ zajjal foglalkozunk. A negyedik fejezetben a vanádiumpentoxid vezetési mechanizmusának tisztázására irányuló próbálkozásokat tekintjük át, melyek ellentmondásos eredményre vezettek.

A második részben az $1/f$ zajmérés útján történő töltéshordozó koncentráció meghatározással foglalkozunk.

Az ötödik fejezetben egy számítási eljárást adunk meg anizotróp anyag pontkontaktusa $1/f$ zajának számítására.

A hatodik fejezetben a mérési és kiértékelési eljárást, a hetedikben és a nyolcadikban a mérések eredményeit és diszkusszióját tárgyaljuk.

I. IRODALMI ÁTTEKINTÉS

1. A zajok matematikai leírásáról

Zajnak nevezik az elektromos áramkörök áramainak és feszültségeinek véletlenszerű ingadozásait. Matematikailag ezek a sztochasztikus folyamatok speciális fajtáját képviselik. Számunkra a zajoknak azon típusai az érdekesek, melyek a rendszer egyensúlyi állapotában jönnek létre. Az ilyen zajok a stacionárius, ergodikus, nulla várható értékű sztochasztikus folyamatok közé tartoznak. /A nulla várható érték nem jelent lényeges megszorítást, mivel tetszőleges fluktuáló fizikai mennyiség felbontható egy átlagérték és egy nulla várható értékű fluktuáció összegére./

E fejezetben /1-4/ alapján röviden összefoglaljuk a zajok elméletének matematikai vonatkozásait.

a/ A sztochasztikus folyamatok

Az időben véletlenszerűen lejátszódó folyamatokat sztochasztikus folyamatoknak nevezzük. A sztochasztikus jelek leírása a valószínűségszámítás fogalmainak felhasználásával történik. Az amplitudó statisztikai tulajdonságait a valószínűség-sűrűségfüggvények jellemzik.

Az első valószínűség-sűrűségfüggvény szemléltetéséhez tételezzük fel, hogy N számú azonos, de egymástól független fizikai rendszer fluktuációját vizsgáljuk egy időben.

Válasszunk ki egy tetszőleges t_a időpontot, és jelöljük ΔN_i -vel azoknak a jeleknek a számát, amelyeknek x nagysága az x_i és az $x_i + \Delta x_i$ értékek közé esik a t_a időpontban.

Az első valószínűség-sűrűségfüggvény definíciója:

$$p_I(x_i, t_a) = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \Delta x_i \rightarrow 0 \\ x_i \rightarrow 0}} \frac{\Delta N_i}{N} \cdot \frac{1}{\Delta x_i} . \quad (1.1)$$

Az első valószínűség-sűrűségfüggvény segítségével kiszámíthatóak a következő fontosabb átlagok is:

- a fluktuáció összesség-középértéke, vagy térátlag a t_a időpontban:

$$\langle x(t_a) \rangle_N = \int_{-\infty}^{\infty} x_i \cdot p_I(x_i, t_a) dx_i , \quad (1.2)$$

- a fluktuáció négyzetes /összesség-/ középértéke a t_a időpontban:

$$\langle x^2(t_a) \rangle_N = \int_{-\infty}^{\infty} x_i^2 \cdot p_I(x_i, t_a) dx_i . \quad (1.3)$$

Megjegyezzük, hogy az egyensúlyi fizikai rendszerek fluktuációi a leggyakrabban ugynevezett Gauss-folyamatok, azaz valószínűség-sűrűségfüggvényeik normális eloszlást leíró sűrűségfüggvények minden időpillanatban. Ez annak a következménye, hogy a rendszer a kis perturbációkkal szemben lineáris, továbbá az a tény, hogy N számú független véletlen folyamat összege normális eloszlást mutat, az $N \rightarrow$ határesetben. Az utóbbi állítás lényegében a valószínűség-



számítás Centrális Határeloszlás tételének felel meg.

A második valószínűség-sűrűségfüggvény szemléltetéséhez ismét tételezzük fel, hogy N számú azonos, de egymástól független fizikai rendszer fluktuációját vizsgáljuk egy időben. Válasszunk ki tetszőleges t_a és t_b időpontokat, és jelöljük ΔN_{ik} -val azoknak a jeleknek a számát, melyeknek x nagysága a t_a időpontban az x_i és az $x_i + \Delta x_i$ értékek közé, t_b időpontban pedig az x_k és az $x_k + \Delta x_k$ értékek közé esik. A második valószínűség-sűrűségfüggvény definíciója:

$$p_{II}(x_i, t_a, x_k, t_b) = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \Delta N_i \rightarrow 0 \\ \Delta x_i \rightarrow 0}} \frac{\Delta N_{ik}}{N} \cdot \frac{1}{\Delta x_i} \cdot \frac{1}{\Delta x_k} \quad (1.4)$$

A második valószínűség-sűrűségfüggvény több információt hordoz a folyamatról, mint az első. Egyszerűen belátható a következő összefüggés:

$$p_I(x_i, t_a) = \int_{-\infty}^{\infty} p_{II}(x_i, t_a, x_k, t_b) dx_k \quad (1.5)$$

A valószínűség-sűrűségfüggvények lehetőséget adnak a sztochasztikus folyamatok időbeli viselkedés szerinti osztályozására.

b/ Stacionárius folyamatok

Az olyan sztochasztikus folyamatokat, melyek statisztikai jellemzői függetlenek az időszámítás kezdetétől, stacionárius sztochasztikus folyamatoknak nevezzük. Stacionárius

folyamatoknál tehát az első valószínűség-sűrűségfüggvény független a t_a időtől, a második valószínűség-sűrűségfüggvény pedig csak a $t_b - t_a$ időkülönbségtől függ:

$$p_I(x_i, t_a) = p_I(x_i),$$
$$p_{II}(x_i, t_a, x_k, t_b) = p_{II}(x_i, x_k, t_b - t_a). \quad (1.6)$$

A stacionárius Gauss-folyamatokat a $p_{II}(x_i, x_k, t_b - t_a)$ függvény statisztikailag teljesen leírja.

c/ Ergodikus folyamatok

A stacionárius folyamatok közül elsőrendűen ergodikusnak nevezzük azokat, amelyeknél az egy kiválasztott időpillanatban az N számú rendszeren történő átlagolás /térátlag/ helyettesíthető egy kiválasztott rendszer jelének időbeli átlagolásával:

$$\langle x \rangle_N = \langle x \rangle_t,$$

ahol $\langle x \rangle_N$ térátlagot, $\langle x \rangle_t$ pedig időátlagot jelöl. A stacionaritás az ergodicitásnak szükséges, de nem elégséges feltétele. Hasonlóan n -rendűen ergodikusnak nevezzük a folyamatot, ha teljesül az n -edik hatványok átlagainak egyenlősége.

A későbbiekben sorra kerülő korrelációfüggvények és teljesítmény-sűrűségspektrumok számításához elegendő a másodrendű ergodicitás létezése. Az általunk vizsgált egyensúlyi zajok tetszőleges rendben ergodikusnak tekinthetők.

A továbbiakban olyan zajokkal foglalkozunk, amelyek stacionárius, ergodikus, Gauss-folyamatok.

d/ Az autokorreláció-függvény

A fluktuáció matematikai leírásának egyik leghatékonyabb eszköze az autokorreláció-függvény, mely a zaj két egymástól különböző időpontban felvett értékeinek statisztikai kapcsolatát fejezi ki. Az $R(t_a, t_b)$ autokorreláció-függvény a fluktuáció t_a és t_b időpontokban felvett értékei szorzatának térátlaga:

$$R(t_a, t_b) = \langle x(t_a) \cdot x(t_b) \rangle_N. \quad (1.7)$$

Stacionárius, ergodikus folyamatok esetén az előző szakasz értelmében teljesülnek az

$$R(t_a, t_b) = R(|t_a - t_b|) = R(\tau) = \langle x(t) \cdot x(t+\tau) \rangle_t \quad (1.8)$$

egyenlőségek is, azaz az autokorreláció-függvény a szorzat időbeli átlagolásával is megkapható, és értéke csak a $\tau = |t_b - t_a|$ eltolási idő függvénye.

Ha a folyamat τ időeltolással kapott amplitudói statisztikailag függetlenek, akkor az $R(\tau)$ értéke 0, a fordított állítás azonban csak Gauss-folyamatokra igaz. Periodikus összetevőt nem tartalmazó véletlen folyamatok autokorreláció-függvénye $\tau \rightarrow \infty$ -esetén 0-hoz tart, viszont periodikus jelek esetén $R(\tau)$ maga is periodikus. Ezt a tényt aknázzák ki napjaink legmodernebb mérés technikájában, és hírközlésében, ahol így lehetőség nyílik a zajokban

eltemetett jelek észlelésére is.

Fizikai rendszerek fluktuációinak mérés útján meghatározott autokorreláció-függvénye fontos információt nyújt a rendszerről.

Az autokorreláció-függvény matematikai uton meghatározható, a zajok mért teljesítmény-sűrűség spektrumából.

e/ A teljesítmény-sűrűség spektrum

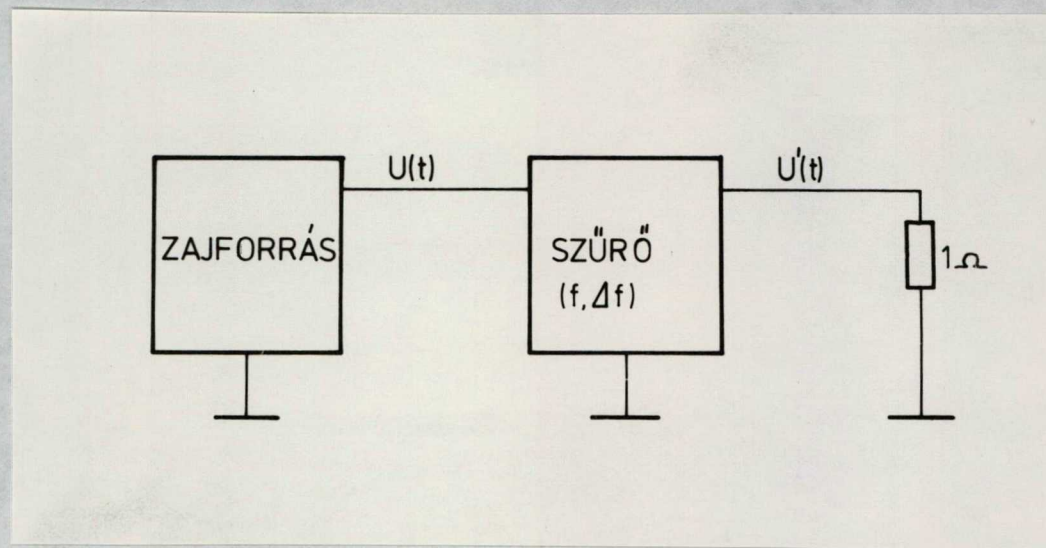
Tekintsünk egy fizikai rendszert /zajforrást/, melynek feszültsége egy idealizált szűrőre kerül. Legyen a szűrő átviteli függvénye egy f frekvencia körüli Δf szélességű frekvenciasávban, egységnyi, ezen kívül pedig zéró. A szűrő kimeneténél jelentkező feszültséget kapcsoljuk egy 1Ω -os ellenállásra 1.1 ábra. Az ellenálláson disszipálódó átlagos teljesítmény arányos a sáv szélességgel.

$$P(f, \Delta f) = \left\langle \frac{U^2(t)}{1} \right\rangle_t = S(f) \cdot \Delta f \quad (1.9)$$

Az $S(f)$ függvényt a zaj egyoldali teljesítmény-sűrűség spektrumának nevezzük. A teljesítmény-sűrűség spektrum ismeretében meghatározható a zajfeszültség effektív értéke:

$$U_{\text{eff}} = \left\langle U^2(t) \right\rangle_t^{1/2} = \sqrt{\int_0^\infty S(f) \cdot df} \quad (1.10)$$

A teljesítmény-sűrűség spektrum és az autokorreláció-függvény között a Wiener-Hincsin-tétel teremt kapcsolatot:



1.1 ábra
A teljesítmény-sűrűség spektrum értelmezéséhez

$$R(\tau) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S'(\omega) \cdot e^{i\omega\tau} d\omega, \quad (1.11)$$

$$S'(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau,$$

ahol $S'(\omega)$ a kétoldali teljesítmény-sűrűség spektrum, melyből az egyoldali spektrumot az

$$S(\omega) = S'(-\omega) + S'(\omega) \quad (1.12)$$

egyenlettel kaphatjuk meg.

E tétel lehetővé teszi az autokorreláció-függvény meghatározását a spektrum mérése alapján.

f/ A fehérzaj

Az olyan zajt, melynek spektruma frekvenciafüggetlen $S(f) = A$, fehérzajnak nevezzük. A fehérzaj matematikailag viszonylag egyszerűen kezelhető. A különböző zajmodellek elméleti vizsgálatánál gyakran használnak olyan feltevéseket, amelyek - legalábbis közelítőleg - fehérzajra vezetnek. Szigorúan véve fehérzaj fizikailag nem létezhet, mivel teljesítménye végtelen lenne:

$$P = \int_0^{\infty} S(f) df = A \cdot \int_0^{\infty} df \rightarrow \infty,$$

azonban a természetben előforduló zajok spektrális intenzitása gyakran széles frekvenciaintervallumon belül állandó.

A fehérzaj autokorreláció-függvénye impulzusfüggvény:

$$R(\tau) = A \cdot \delta(\tau). \quad (1.13)$$

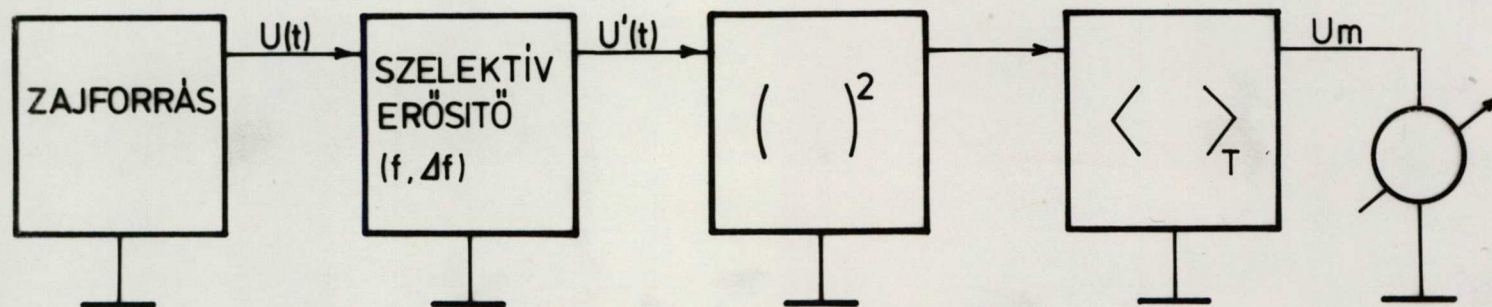
A fizikai rendszerek fluktuációinak autókorreláció-függvényei gyakran impulzusfüggvénnyel közelíthetők, ami fehér spektrumot eredményez. /Ilyen fluktuáció például a statisztikus fizika fluktuáció-disszipáció-tételének klasszikus fizikai levezetésénél használt véletlen erő./

A zajsepektrumot impulzus-jellegű, τ lecsengési idejű autokorreláció-függvény esetén az $f \ll \frac{1}{2\pi \cdot \tau}$ frekvenciákon gyakorlatilag fehérnek tekinthetjük, magasabb frekvenciákon a spektrális intenzitás csökken.

g/ A zajmérés

Matematikai vonatkozásai miatt e fejezetben tárgyaljuk a zajmérés elvét is. Zajmérés alatt a teljesítménysűrűség-spektrum mérés útján történő meghatározását értjük. A zajmérés elve az 1.2 ábrán látható. A zajforrás $U(t)$ zajfeszültségéből egy szelektív erősítő kiszűri, és felerősíti az f frekvencia körüli szűk Δf sávba eső frekvenciájú komponenseket. Az így kapott $U'(t)$ keskenysávú zajfeszültség egy négyzetes detektorra kerül, melynek kimenőjele a keskenysávú zaj pillanatnyi teljesítményével arányos, erősen ingadozó feszültség jelenik meg. A T átlagolási idejű átlagoló szűrő kimenetére kapcsolt voltmérő által mutatott érték arányos a zaj teljesítménysűrűség-spektrumával és a Δf mérési sáv szélességgel:

$$U_m \sim S(f) \cdot \Delta f \quad . \quad (1.14)$$



1.2 ábra
Zajmérő elrendezés

A mérési eredmény relatív ingadozása:

$$\frac{\Delta U_m}{U_m} \approx \frac{1}{2\sqrt{\Delta f \cdot T}} . \quad (1.15)$$

Az (1.15) egyenlet alapján megállapítható, hogy a zajspektrum pontos kimérése időigényes feladat, ugyanis a kellően kis sávszélességhez és relatív ingadozáshoz igen hosszú T átlagolási idő tartozik.

2. A nevezetesebb zajtipusok

E fejezetben /5-7/ alapján röviden áttekintjük a félvezetőkben és az elektronikus áramkörökben előforduló legfontosabb zajokat.

a/ A termikus zaj

T hőmérsékleten egy R értékű ellenállás két vége között a töltéshordozók rendezetlen hőmozgásának következtében zajfeszültség mérhető. A zaj normális eloszlású, és a mikrohullámok alatti frekvenciatartományokban fehér spektrumu, ami legegyszerűbben a fluktuáció-disszipációtétellel és az ellenállás frekvencia független impedanciájával magyarázható. Ezt a zajt elsőként Johnson észlelte 1927-ben, az elméleti magyarázatát pedig Nyquist adta meg 1928-ban. A Nyquist-tétel szerint a zaj $S_u(f)$ teljesítmény-sűrűség spektrumának értéke a fehérzaj tartományban:

$$S_u(f) = 4 k \cdot T \cdot R, \quad (2.1)$$

ahol k a Boltzmann-állandó.

A (2.1) egyenlet érvényességét legegyszerűbben van der Ziel módszerével lehet igazolni: tételezzük fel, hogy az R ellenállást egy C kapacitású kondenzátorra kapcsoljuk. Ezzel a zajfeszültségre nézve egy $\omega_0 = (RC)^{-1}$ pólosfrekvenciájú integrátort kapunk. A kondenzátorban tárolt ener-

gis átlagát kiszámítva:

$$E = \left\langle \frac{1}{2} \cdot C U^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \cdot C \cdot \int_0^{\infty} \frac{4 k \cdot T \cdot R}{1 + \omega^2 \cdot R^2 \cdot C^2} df = \frac{1}{2} kT, (2.2)$$

az ekvipatició s tételnek megfelelően.

A termikus zaj jelentősége nagy, mivel adott hőmérsékleten megszabja egy kalasszikus fizikai rendszerben elvileg elérhető legnagyobb méréspontosságot.

Megemlítjük, hogy a termikus zaj spektrumát az

$$S_u(f) = 4 k \cdot T \cdot R \cdot p(f) \quad (2.3a)$$

egyenlet írja le egzaktul, ahol:

$$p(f) = \frac{h \cdot f}{k \cdot T} \cdot \left(e^{\frac{h \cdot f}{k \cdot T}} - 1 \right)^{-1} \quad (2.3b)$$

a Planck-eloszlásnak megfelelően. Az egyenletekből leolvasható, hogy az $f \ll \frac{k \cdot T}{h}$ frekvenciákon a zajspektrum egységnyi, a mikrohullámok tartományában kezdődő esését pedig kvantummechanikai effektus okozza.

b/ A sörétzaj

Sörétzaj keletkezik az elektronikus eszközökben, ha az áram potenciálgáton halad keresztül. A sörétzaj oka az elektromos töltés kvantáltsága, és az elektronok potenciálgáton való áthaladásának véletlen jellege.

Az egy másodperc alatt átjutó elektronok számát n -nel jelölve az

$$I = \langle n \rangle \cdot e \quad (2.4)$$

egyenlet írható fel, ahol I a makroszkópi kusan mérhető áram, e az elemi töltés. A valószínűség számítás szerint

n binominális-eloszlású valószínűségi változó, mely jelen esetben ($n \rightarrow \infty$ esetén) normális eloszlásba megy át. Felírva n ingadozásának szórásnégyzetét az

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle n \rangle \quad (2.5)$$

egyenletet kapjuk, melyből az impulzusfüggvény-jellegű autokorreláció-függvény $\tau = 0$ helyen felvett értékére az:

$$R_n(0) = \langle n \rangle \quad (2.6)$$

eredmény adódik. A Fourier-transzformáció az

$$S_n(f) = 2 \langle n \rangle = 2 \cdot \frac{I}{e} \quad (2.7)$$

egyoldali teljesítmény-sűrűség spektrumra vezet, melyből az áram ingadozásának spektruma az elemi töltés négyzetével történő szorzással kapható:

$$S_i(f) = 2 e \cdot I \quad (2.8)$$

A (2.8) egyenletet, mely bármely e töltést hordozó, független, azonos eseménysorozatra érvényes, Shottky-tételnek nevezik.

c/ A generációs-rekombinációs zaj

Ha egy félvezető elemében a töltéshordozó koncentráció generáció és rekombináció következtében ingadozik, akkor annak vezetőképessége is ingadozni fog, ami feszültség rákapcsolása esetén az áram fluktuációját okozza. Ezt a jelenséget generációs-rekombinációs zajnak nevezzük. E zaj

spektrumának a nullához közeli frekvenciatartományban történő kiszámításához a g generációt és az r rekombinációt egymástól független, sörétzajt termelő áramoknak tekintjük. A megfelelő spektrumok:

$$S_g(f) = 2g, \quad S_r(f) = 2r. \quad (2.9)$$

A vezetőkéesség fluktuációjának spektruma a generációs és rekombinációs spektrum összege, mely az egyensúlyt kifejező $g = r$ egyenlet segítségével az

$$S(f) = 2(g + r) = 4g = 4r \quad (2.10)$$

alakban írható.

Nagyobb frekvenciákon a spektrum elveszti fehér jellegét. A pontos érték egyszerűen megkapható a fluktuációdisszipáció-tétel alkalmazásával:

$$S(f) = 4g \cdot \frac{1}{1 + 4\pi^2 \cdot f^2 \cdot \tau^2}, \quad (2.11)$$

ahol τ a töltéshordozó koncentráció kis perturbációkkal szemben mutatott időállandója.

d/ Az 1/f zaj

Az 1/f zaj teljesen általános jelenség. Megtalálható többek között az áramvezetőkben, a fényforrások fényében, a kvarcoszcillátorok frekvencia-ingadozásában, és a biológiai membránok potenciáljában is.

1/f zajnak nevezik tágabb értelemben azokat a zajokat,

melyek spektruma az $1/f^k$ függvénnyel arányos, ahol k pozitív konstans:

$$S(f) = K \cdot f^{-k} . \quad (2.12)$$

A legtöbb esetben $k \approx 1$, de előfordulnak ettől eltérő esetek is: például a Föld forgási-frekvenciaingadozása a $k \approx 2$, a kozmikus sugárzás spektruma a $k \approx 2,7$ értékkel írható le. A továbbiakban $1/f$ zaj alatt a $k = 1$ esetet értjük. Ideális $1/f$ zaj fizikailag nem létezhet, ugyanis ennek teljesítménye végtelen lenne:

$$P = K \int_0^{\infty} \frac{df}{f} = K \cdot [\ln f]_0^{\infty} = \infty \quad (2.13)$$

Egyszerűen kimutatható, hogy reális zajoknál k értékének ki kell elégítenie a következő egyenlőtlenségeket:

$$\begin{aligned} k &\geq 2 , & \text{ha } f \rightarrow \infty , \\ k &\leq 0 , & \text{ha } f \rightarrow 0 . \end{aligned} \quad (2.14)$$

A $k = 1$ idealizált eset felső határfrekvenciája nem figyelhető meg az intenzív termikus zaj miatt, az alsó határfrekvenciát pedig még nem sikerült megfigyelni, /lásd 3. fejezet/.

A jelenlegi vélemények szerint az $1/f$ zaj keletkezését csak τ időállandóju elemi folyamatok

$$dS(\omega) = \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot g(\tau) d\tau \quad (2.15)$$

elemi teljesítmény-sűrűség spektrumainak szuperpozíciójával lehet kielégítően megmagyarázni, ahol a $g(\tau)$ sűrűségfüggvény τ -val fordítottan arányos:

$$g(\tau) \sim \frac{1}{\tau} \quad (2.16)$$

a $\tau_1 \gg \frac{1}{\omega_1}$, és $\tau_2 \ll \frac{1}{\omega_2}$ közötti időállandó-tartományban, ezen kívül pedig 0-hoz tart. ω_1 és ω_2 az 1/f spektrum tartomány határait jelöli.

Az utóbbi egyenlet által kifejezett feltétel igen súlyos megszorítást jelent az 1/f zajmodellek számára, ugyanis ahhoz, hogy a kísérletek szerinti spektrumot kapjuk a (2.16) feltételnek 10 nagyságrendet meghaladó tartományban kell teljesülni.

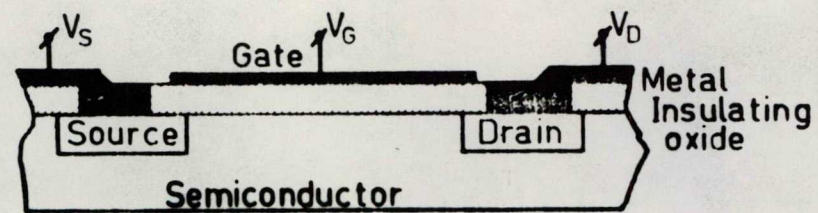
Az első sikeres 1/f zajmodell McWorther felületi modellje /1957/, mely alkalmas a MOS-térvezérlésű tranzisztorok 1/f zajának leírására. McWorther feltételezte, hogy a gate oxidrétegének egész térfogatában csapdák vannak konstans koncentrációval, és az elektronoknak a csatornából a csapdákba történő $P(x)$ befogódási valószínűsége a távolsággal exponenciálisan csökken /2.1 ábra/. Termodinamikai egyensúlyban a $P(x)$ valószínűség fordítottan arányos a csapdák $\tau(x)$ időállandójával:

$$e^{\frac{-x}{x_0}} \sim P(x) \sim \frac{1}{\tau} \quad (2.17)$$

Jelöljük a csapdák számát N -nel és képezzük a csapdák időállandó szerinti sűrűségfüggvényét:

$$g(\tau) = \frac{dN}{d\tau} = \frac{dN}{dx} \cdot \frac{1}{d\tau/dx} \quad (2.18)$$

A (2.17) és (2.18) egyenletek alapján - kihasználva a csapdák konstans $\frac{dN}{dx}$ koncentrációját - a (2.16) egyenletet kielégítő $g(\tau)$ függvényt kapunk.



2.1 ábra

MOS-FET sematikus rajza a McWorther-modell értelmezéséhez

A McWorther-modell a mai napig is a legjobb l/f zajmodellnek számít. Kielégítő pontossággal írja le a jó minőségű, kis felületi állapotsűrűségű MOS-FET-ek l/f zaját a kis elektródafeszültségek tartományában.

Részben e modell sikerének köszönhető, hogy a tudományos közvélemény az l/f zajt hosszú ideig kizárólag felületi jelenségnek tartotta. Ebben az időszakban nem váltottak ki jelentősebb visszhangot azon kutatók közleményei sem, akik kísérleteik alapján arra a következtetésre jutottak, hogy léteznek nem felületi jellegű l/f zajok is. Ilyen zaj a vezetőképesség l/f spektrumu fluktuációja is, mely térfo-gati effektus. E fluktuációval a következő fejezetben foglalkozunk.

3. A Hooge-féle 1/f zaj

a/ Kisérleti jelenségek

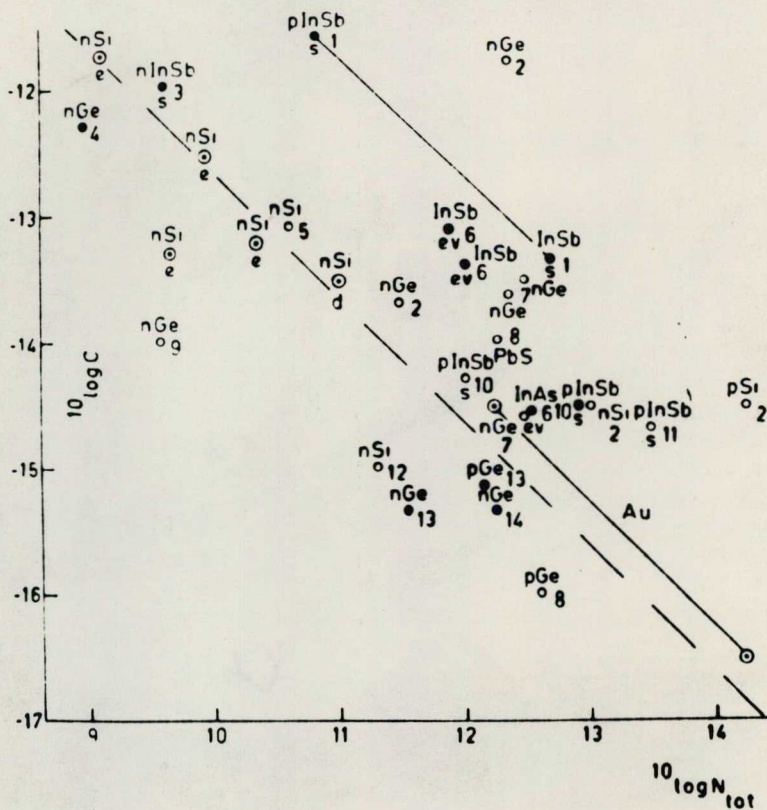
A homogén keresztmetszetű ellenállások 1/f spektrumu vezetőképesség-fluktuációját Bernamont /8/ már 1931-ben térfogati effektusnak tartotta. 1951-ben Bell /9/ megpróbált kísérletileg összefüggést keresni a fluktuáció nagysága és a szabad töltéshordozók száma között, de a kor mérés technikai színvonalán ez nem sikerült neki. A 60-as évek végén különféle megfontolások útján több szerző /10-12/ ismét arra a következtetésre jutott, hogy az ellenállás-fluktuáció térfogati jelenség.

Ezt Hooge bizonyította be, homogén keresztmetszetű félvezető mintákon történt mérésekkel /13/. Sikerült kapcsolatot találnia a zaj $S_R(f)$ teljesítmény-sűrűség spektruma és a minta N totális szabad töltéshordozószáma között:

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{\alpha}{N} \cdot \frac{1}{f} \quad , \quad (3.1)$$

ahol R a minta ellenállása, az α zajfaktor pedig egy dimenzió nélküli konstans /3.1 ábra/, melynek értéke a vizsgált anyagoknál $2 \cdot 10^{-3}$ körülnek adódott.

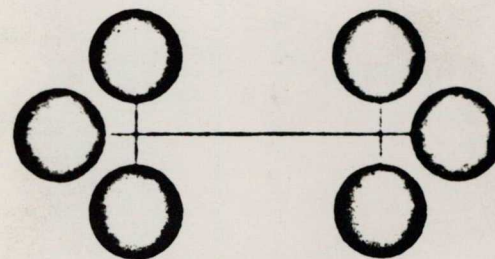
Hooge ezután kiterjesztette zajméréseit mikroáramköri eljárással készült aranyfilm-mintákra /3.2 ábra/, melyeken már a zaj hőmérsékletfüggését is tanulmányozni tudta a 4 K-tól szobahőmérsékletig terjedő tartományban /14/.



3.1 ábra

Hooge félvezetőkön végzett 1/f zajmérései

$$C = \left\langle \left(\frac{4R}{R} \right)^2 \right\rangle$$

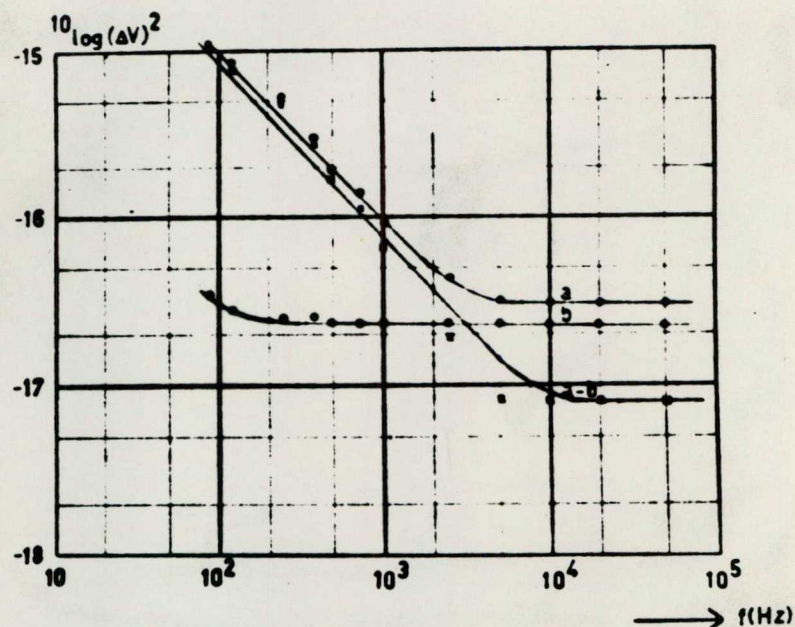


3.2 ábra

Hooge aranyfilm mintái. A középső rész hossza 0,8 mm, szélessége 0,01 mm

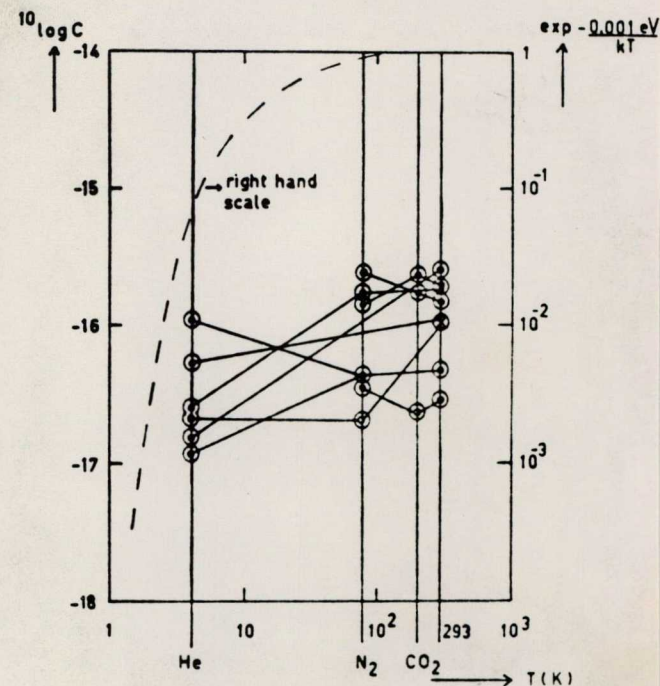


Hooge aranyfilmen végzett zajméréseinek eredményei



3.3. ábra

Az "a" görbe a mért spektrum, a "b" görbe az üresjárás zaj spektruma, az "a-b" görbe a tényleges zajspektrum



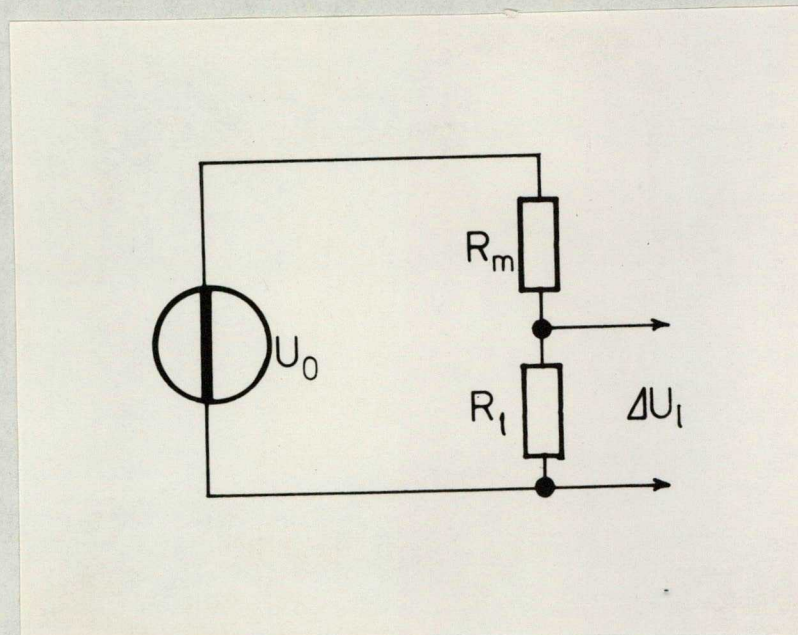
3.4. ábra

Az $1/f$ zaj a hőmérséklet függvényében. Az egyenes vonalakkal összekötött pontok azonos mintán történt méréseket jelölnek. A jobb oldali skálához tartozó szaggatott görbe 0,001 eV-os aktiválási energiához tartozik.

A 100 Hz-től 100 kHz-ig tartó frekvenciasávban végzett mérései szerint a zaj $1/f$ spektrumát a (3.1) egyenlet írja le $2 \cdot 10^{-3}$ zajfaktorral minden vizsgált hőmérsékleten /3.3 ábra/. A zajfaktor praktikusán hőmérséklet-függetlennek bizonyult, azonban a nagy mérési hibák miatt Hooge nem zárhatott ki egy olyan hőmérsékletfüggést, mely $\sqrt{T}$ -nél gyengébb /3.4 ábra/.

A következő években számos fém, félvezető-kristály, és üveg térfogati $1/f$ zaját vizsgálták /15-27/. A mérések szerint a (3.1) egyenlet - jó közelítéssel - leírja a hőmérséklet-től függetlenül a mért térfogati ellenállás-fluktuáció spektrumát. Tiszta és homogén anyagok esetén α értéke $2 \cdot 10^{-3}$ körülinek adódott a hőmérséklet-től függetlenül. A hőmérséklet-től való függetlenség szélsőséges példáját tapasztalta Kedzia és Vandamme /28/, akik gallium mintáik zajfaktorát megolvasztás után is változatlannak találták.

Itt szót kell ejtenünk a mérések technikai kivitelezéséről is. A (3.1) egyenlet alapján a relatív ellenállás-fluktuáció négyzete a szabad töltéshordozó számmal fordítottan arányos, ezért adott anyag esetén a zajfeszültség /zajáram/ amplitudóját a mintára kapcsolt mérőegyenfeszültség növelésével, vagy a minta méreteinek csökkentésével növelhetjük /3.5 ábra/.



3.5 ábra

Az $1/f$ zaj mérése, R_m a minta ellenállását,
 R_l a terhelőellenállást,
 ΔU_l a mért zajfeszültséget jelöli.

A mintára rákapcsolható feszültség nagysága azonban korlátozott a minta melegedése miatt. Hooge szerint /20/ a mm-es nagyságrendbe eső mintaméretek esetén a zajspektrum 100 Hz-en felvett értéke $N \lesssim 10^{13}$ töltéshordozószám esetén mérhető meg a minta felfűtése nélkül. Homogén geometriájú fémminták esetén az $1/f$ zaj csak mikroáramköri eljárással elkészített filmmintákon mérhető, de ekkor is meglehetősen sok komplikáció adódik /24-26/.

A zajmérés problematikáját nagy töltéshordozó koncentráció esetére Hooge, Hoppenbrouwers és Vandamme oldották meg a pontkontaktusos mérési módszer kifejlesztésével /29-32/. A (3.1) egyenlet érvényességének infinitezimálisan kis térfogatelemekre való feltételezésével kimutatták, hogy egy izotróp anyagon lévő pontkontaktus $1/f$ zajspektrumát a (3.1) egyenlet leírja az

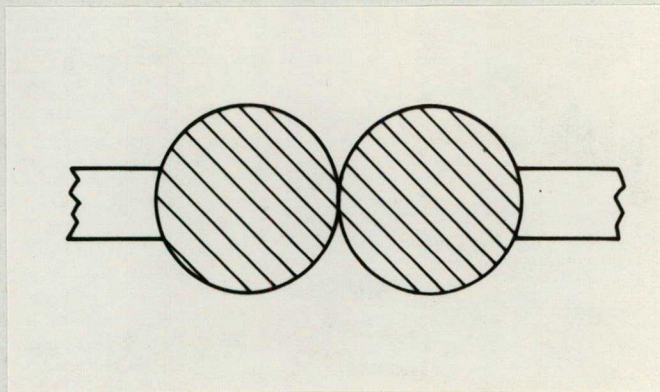
$$N = n \cdot V_{\text{eff}} \quad (3.2)$$

behelyettesítéssel, ahol n a töltéshordozó koncentráció, V_{eff} pedig az r sugaru pontkontaktus effektív térfogata:

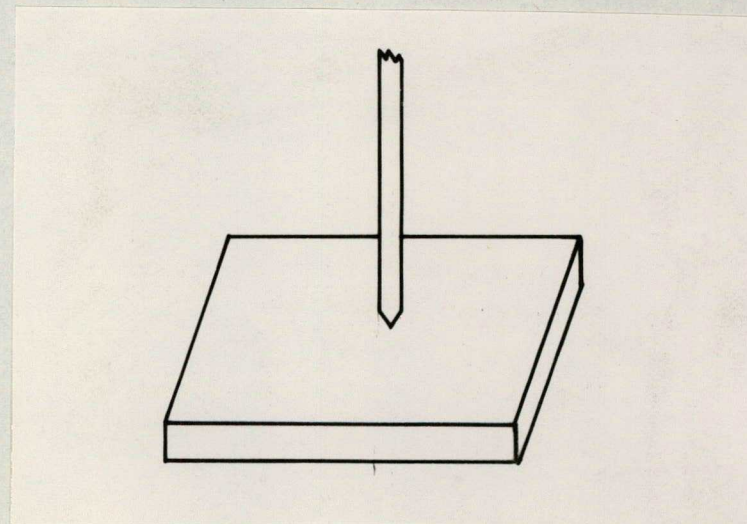
$$V_{\text{eff}} = \kappa \cdot r^3 \quad (3.3)$$

Két azonos anyagu gömb összenyomásával kapott pontkontaktus esetén /3.6.a ábra/:

$$\kappa = 20\pi, \quad (3.4)$$



3.6 a/ ábra



3.6 b/ ábra

A pontkontaktus fajtái

ha pedig a pontkontaktus egy a minta felületéhez nyomott fémtű /3.6.b ábra/, akkor /feltéve, hogy a töltéshordozó koncentráció a tüben sokkal nagyobb, mint a mintában/:

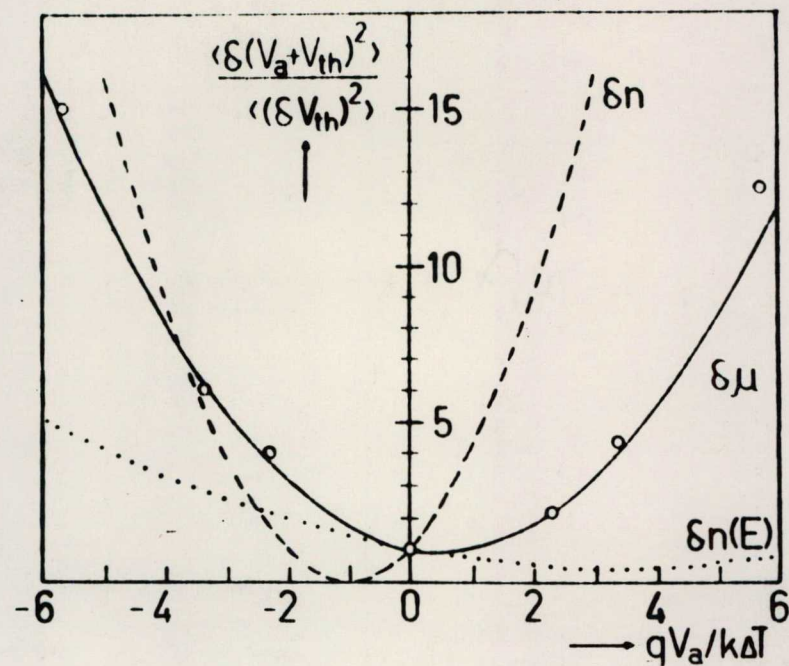
$$\kappa = 10\pi \quad . \quad (3.5)$$

A pontkontaktussal biztosítható a kellően kis effektív térfogat, valamint nagy mérőáramoknál a kontaktus környezetében fejlődő hő megfelelő elvezetése. A pontkontaktus volt az első olyan inhomogén áramsűrűségű elrendezés, melynek zaját a (3.1) homogén áramsűrűségre vonatkozó egyenlet érvényességének feltételezésével sikerült megkapni.

Az ellenállás fluktuáció keletkezési mechanizmusának megértéséhez lényeges az $1/f$ -es jelleg alsó határfrekvenciájának megtalálása, valamint annak eldöntése, hogy a részesekszám, vagy a mozgékonyág fluktuációja okozza a zajt. Caloyannides 10^{-6} Hz-es frekvenciáig történt spektrumvizsgálatainál nem tapasztalt eltérést az elvi $1/f$ spektrumtól /33/. Kleinpenning inhomogén hőmérsékleteloszlású pontkontaktusokon végzett zajmérései szerint /34/ a térfogati $1/f$ zajt a mozgékonyág fluktuációja okozza /3.7 ábra/.

A töltéshordozók mozgékonyágát a szórás határozza meg, és felmerült a gyanu, hogy valamiképpen a szórási mechanizmusok termelnek $1/f$ zajt. A gyanut megerősítették Hooge és Vandamme 1978-as vizsgálatai /35/, melyek során erősen szennyezett félvezetők zajfaktorát vizsgálva a következő empirikus egyenletet állították fel:

$$\alpha = \alpha_l \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_l} \right)^2, \quad (3.6)$$



3.7. ábra

Kleinpenning mérései

A mérési eredményeket a karikák jelzik. A folytonos görbe a mozgékonyág fluktuáció, a szaggatott vonal a részecskeszám fluktuáció, a pontozott vonal az állapotonkénti részecskeszám független fluktuációjának feltételezésével számított eredményt ábrázolja

ahol μ_l és α_l a mozgékonyság és a zajfaktor tiszta rácscsórás esetén, μ és α pedig a szennyezett félvezetőre vonatkozó megfelelő mennyiségek.

A (3.6) egyenlet a mozgékonyságokra vonatkozó ismert

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_l} + \frac{1}{\mu_i} \quad (3.7)$$

összefüggésből elméleti uton is levezethető annak feltételezésével, hogy csak a rácscsórás okoz $1/f$ zajt. /A (3.7) egyenletben μ_i a szennyező ionokon történő csórásból eredő mozgékonytságot jelöli./

Következő években az $1/f$ zajjal foglalkozó kutatások súlypontja a kísérletek területéről az elméletek területére tevődött át, ezen belül is a fononszórás lehetséges fluktuációinak tanulmányozására.

A fejezet b/ részében néhány olyan elméleti modellt tekintünk át, melyekkel a Hooge-féle $1/f$ zaj keletkezését próbálták megmagyarázni.

b/ Elméleti próbálkozások

A térfogati $1/f$ zaj leírására nem alkalmazható McWorther jól bevált felületi modellje. Nehéz olyan térfogati effektust találni, mely 10^6 secundumos nagyságrendű időállandókat produkál fémekben és félvezetőkben egyaránt. Az első említésre méltó próbálkozás Clarke-tól és munkatársaitól származik /36,37/, akik az $1/f$ zajt a hőmérséklet fluktuációjával próbálták magyarázni.

1./ A hőmérséklet fluktuációs modell

A termodinamika szerint a rendszer hőmérséklet-fluktuációjának nagyságát a rendszer C hőkapacitásával a

$$\left\langle \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 \right\rangle \equiv \frac{k}{C} \quad (3.8)$$

egyenlet kapcsolja össze, ahol k a Boltzmann-állandó. Az ellenállás fluktuációját a

$$\langle (\Delta R)^2 \rangle_f = \left(-\frac{\partial R}{\partial T} \right)^2 \cdot \langle (\Delta T)^2 \rangle_f \quad (3.9)$$

egyenletből, a spektrumot pedig a hő diffúziójának egyenletéből határozták meg. Három dimenziós hődiffúziót feltételezve egy négy régióból álló spektrumot kaptak. A négy régióban a spektrum rendre ω^0 -nal, $\ln \omega^{-1}$ -nel, $\omega^{-1/2}$ -nel és $\omega^{-2/3}$ -nal volt arányos. A kétdimenziós diffúzióra $\ln \omega^{-1}$ -nel, $\omega^{-1/2}$ -nel és $\omega^{-2/3}$ -nal arányos, az 1 dimenziósra pedig $\omega^{-1/2}$ -nel és $\omega^{-2/3}$ -nal arányos szakaszokat kaptak.

A hőmérséklet-fluktuáció hatására tehát nem alakul ki $1/f$ spektrumu frekvenciatartomány a vezetőképesség fluktuációjában. A zajfaktor kis hőkoeficiensű mangánin ellenállásokon mért $2 \cdot 10^{-3}$ körüli értékei is azt bizonyítják, hogy a térfogati $1/f$ zajt más mechanizmus okozza, /27/.

2./ A fonon fluktuációs modell

A tiszta félvezető- és fémminták vezetési elektronjainak mozgékonyságát széles hőmérséklettartományban a longitudinális akusztikus fononokon történő szórás határozza

meg /5/. A fononok a Bose-Einstein-statisztikát követik így a q hullámszámu fononok $\langle n_q \rangle$ száma és ennek $\langle n_q^2 \rangle$ fluktuációja az ismert:

$$\langle n_q \rangle = k \cdot T \cdot (e^{\frac{\hbar \cdot \omega_q}{k \cdot T}} - 1)^{-1} \quad (3.10)$$

$$\langle n_q^2 \rangle = \langle n_q \rangle \cdot (1 + \langle n_q \rangle) \quad (3.11)$$

egyenletekkel fejezhetők ki. Jindal és van der Ziel zajmodellje a fononszám fluktuációján alapszik /38/. A pontdefektuson szóródó fononok várható élettartama a hullámszámuk reciprokának negyedik hatványával arányos, így a fononok három dekádós hullámszámtartományát feltételezve tizenkét nagyságrendet átugró időállandó tartomány adódik. A q hullámszámu fonon élettartamát τ_q -val jelölve a

$$\tau_q \sim \frac{1}{q^4} \quad (3.12)$$

összefüggés alapján a

$$\frac{d\tau}{dq} q = -4 \cdot \frac{dq}{q} \quad (3.13)$$

egyenletet kapták, mely (3.10) felhasználásával és a $\hbar \omega_q \ll kT$ feltétellel az elemi időállandók

$$g(\tau) \sim \frac{1}{\tau^{\frac{1}{4}}} \quad (3.14)$$

alaku sűrűségfüggvényre vezet. A (3.14) összefüggés alapján kvantummechanikai elektron-fonon-szórásszámítással bebizonyították, hogy a fononszám fluktuációja a mozgákonyság

1/f zaját okozza. A zaj nagysága és spektruma a modell feltevélei között hőmérsékletfüggetlennek bizonyult.

A modell nagy hiányossága azonban az, hogy az α zajfaktor értékét csak egy konstans szorzó erejéig határozza meg.

3./ A diffúziós állandó fluktuációján alapuló modell

Palenskis és Shoblitskas az 1/f zajt az elektron Brown-mozgásával hozták kapcsolatba /39/. A Brown-mozgást végző elektron x koordinátájának a D diffúziós állandóval és a t idővel való kapcsolatát kifejező

$$\langle x^2 \rangle = 2Dt \quad (3.15)$$

Einstein-egyenlet alapján kimutatták, hogy a diffúziós állandó fluktuációja formálisan $t^{-1/2}$ -nel arányosan lecsengő elemi fluktuáció szuperpozíciójaként értelmezhető. /Egy ilyen elemi fluktuáció energia-sűrűség spektruma 1/f-el arányos. Másodpercenként ν számú független elemi fluktuáció bekövetkezése esetén az eredő zaj teljesítménysűrűség spektruma az elemi fluktuáció energiaspektrumának ν - szöröse./

Longitudinális akusztikus fononokon történő szórást feltételezve szemiklasszikus fizikai úton meghatározták a zajfaktor közelítő értékét:

$$\alpha \approx 4 \left(\frac{u}{v} \right)^2 \quad (3.16)$$

ahol v az elektronok termikus sebessége, u pedig a lon-

gitudinális hangsebesség.

A (3.16) összefüggés szerint a zajfaktor az anyag minőségétől és hőmérsékletétől egyaránt függ, ami ellentmond a kísérleti eredményeknek.

Az eddigieket összefoglalva megállapítható; a térfogati l/f zaj pontos keletkezési mechanizmusa még nem tisztázott.

4. A vanádiumpentoxid egykristályok elektromos tulajdonságai

A vegyiparban katalizátoranyagként ismert vanádiumpentoxid a félvezetők csoportjába tartozik, melynek szilárdtestfizikai tulajdonságait már az 1930-as évek óta kutatják.

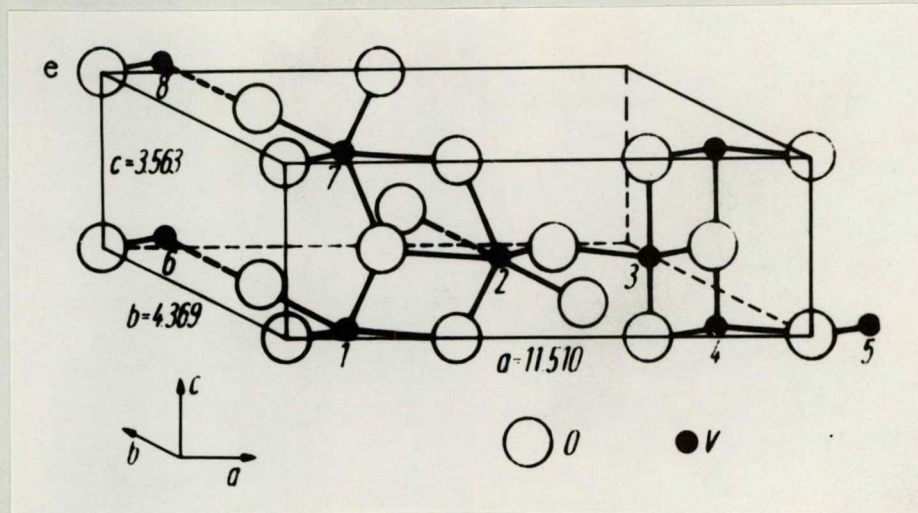
Kristálytanilag a rombos rendszerbe tartozik, és a (010) irányban lemezes szerkezetű. A rétegeket egymással csak a van der Waals-féle kötés tartja össze, így az egykristály nagyon könnyen lemezekre hasad. A V_2O_5 elemi cellára a 4.1 ábrán látható /Bachmann és munkatársai nyomán/ /40/.

Erősen anizotróp anyag. Az 589,3 nm-es hullámhosszu a három kristálytani tengely irányában, a fő-törésmutatók értékei Glazürin szerint /41/ 2,84; 2,54 és 1,986.

Hevesi /42/ az alapabszorpciós él alakját vizsgálta poláros fényben, és szobahőmérsékleten a tiltott sáv szélességét $E_g^c = 2,30$ eV, illetve $E_g^a = 2,32$ eV értékűnek találta. /A c ill. a index a lineárisan polarizált fény E vektorának irányát jelöli./

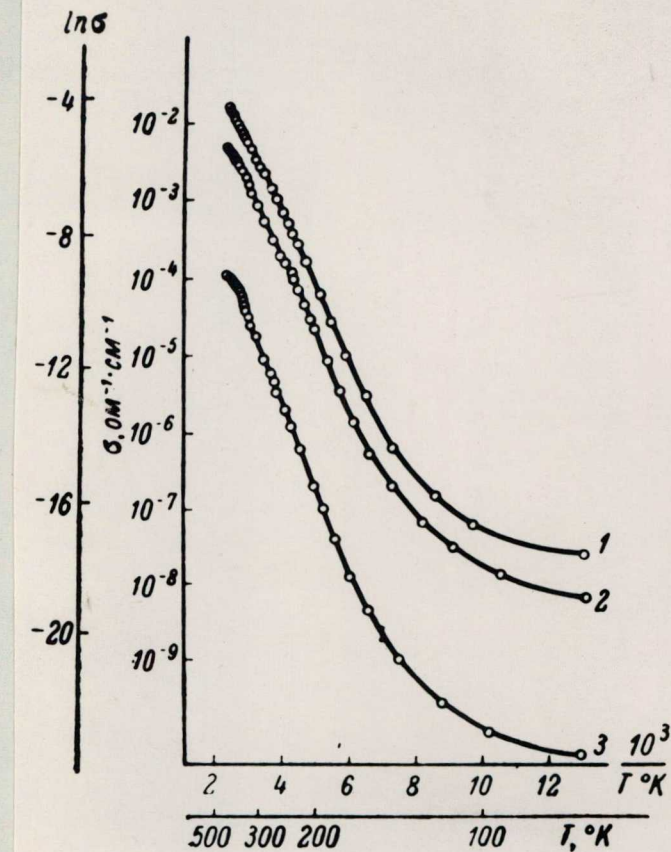
A kísérletekben a vanádiumpentoxid elektronvezetést mutat. A vezetési mechanizmus nem ismert, a mérések és elvi megfontolások alapján alkalmazott modellek ellentmondásos eredményekre vezettek /43-49/.

Volzsenszkij és Paskovszkij /43/ a 77-450 K-es tartományban vizsgálták egykristály mintáik vezetőképességét 4.2 ábra.



4.1 ábra

A V_2O_5 egykristály elemi cellája



4.2 ábra

Volzsenszkij és munkatársának vezetőképesség mérései: 1-c irányban, 2-a irányban, 3-b irányban

Szobahőmérsékleten a kristálytani tengelyek irányában a következő értékeket kapták:

$$\sigma_a = 4,85 \cdot 10^{-2} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$$

$$\sigma_b = 8,24 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$$

$$\sigma_c = 1,79 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1} .$$

A vezetőképesség görbéinek menetében 250 K-nél és 390 K-nél töréseket figyeltek meg, a termoelektromos erő mérés alapján pedig arra következtettek, hogy 390 K-nél az $n(T)$ töltéshordozó koncentráció-függvénynek is törése van.

Allermsa és munkatársai /44/ feltételezték, hogy a V^{4+} ion legkülső elektronja polarizálja és deformálja a környező rácsot, azaz a környező ráccsal együtt egy polaron képez. Méréseik és modelljük alapján a töltéshordozó koncentrációra szobahőmérsékleten $7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ értéket kaptak. Ezután feltételezték, hogy a V_2O_5 egykristály egy olyan szennyezéses félvezető, melyben a szennyező szerepét a V^{4+} ionok játsszák. Ez a modell a töltéshordozó koncentrációra $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ értéket adott.

Joffe és Patrino /45,46/ a kis- polaron elmélettel hasonlították össze mérési eredményeiket. Méréseik szerint a $300 \text{ K} < T < 600 \text{ K}$ hőfoktartományban a vanádiumpentoxid vezetőképessége a hőmérséklettel lineárisan változik, így ebben az intervallumban már az összes elektront szabadnak tekintették. Elképzelésüket EPR mérésekkel is alátámaszt-

tották, ezen a tartományon már eltűnt a spektrum hiperfinom szerkezete.

Vinogradov és munkatársa /47/ a vezetőképesség és a Hall-effektus mérése alapján a töltéshordozók koncentrációját $3,6 \cdot 10^{17} - 8,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ -nak találta.

Haemers és munkatársai /48/ a vezetőképességet a 90 - 350 K hőmérséklettartományban mérték DC és AC módszerrel. A $140 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$ tartományban a vezetőképesség exponenciális hőmérsékletfüggést mutatott $E = 0,26 \text{ eV}$ -os aktivációs energiával. Alacsony hőmérsékletű, valamint AC méréseik eredményeit hopping mechanizmus feltételezésével magyarázták.

Spisák /49/ a töltéshordozó koncentrációt a termoelektromos erő méréseiből határozta meg. A kapott koncentráció szobahőmérsékleten $2,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ és a $3,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ között mozgott.

Az ismerttetett munkák közös vonása az, hogy a töltéshordozó koncentrációjának, vagy mozgékonyságának meghatározásához segédhipotézisre van szükség /ilyenek pl. a vezetési mechanizmusra, az elektron effektív tömegére és az állapotsűrűségre vonatkozó feltételezések/.

Az eredmények meglehetősen ellentmondásossága indokoltá teszi, egy olyan mérési módszer alkalmazását, mely a fenti módszerektől függetlenül nyújt információt a V_2O_5 egykristály vezetési mechanizmusáról. Ilyen módszer a töltéshordozók koncentrációjának az $1/f$ spektrumu vezetőképesség-fluktuáció mérése alapján történő meghatározása.

II. A TÖLTÉSHORDOZÓ KONCENTRÁCIÓ MEGHATÁROZÁSA

ZAJMÉRÉSEK ALAPJÁN

A disszertáció második részében a V_2O_5 töltéshordozó koncentrációjának, valamint a töltéshordozó koncentráció hőmérsékletfüggésének l/f zajmérések útján történő meghatározásával foglalkozunk.

A (3.1) egyenlet alapján a homogén keresztmetszetű fém és félvezető minták l/f zajának mérésével meghatározható a töltéshordozók koncentrációja a mintában, ha ismerjük az α zajfaktor értékét. Mivel a rácsszórás esetén érvényes $\alpha_1 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ zajfaktor értékekevessé függ az anyagtól /lásd 3. fejezet/, a töltéshordozó koncentráció nagysága rácsszórás esetén akkor is megbecsülhető, ha a zajfaktor pontos értéke ismeretlen. Ez a becslés akkor jogos, ha a mérendő anyagban a szórási mechanizmusok közül a rácsszórás a domináns, megfelelően tiszta és jó minőségű egykristályoknál azonban általában teljesül ez a feltétel. Az α_1 zajfaktor hőmérsékletfüggetlensége rácsszórás esetén lehetőséget nyújt a töltéshordozó koncentráció hőmérsékletfüggésének meghatározására is, az l/f zaj hőmérsékletfüggésének mérése alapján.

A vezetési mechanizmus vizsgálatának fenti, zajméréseken alapuló módszerei függetlenek a klasszikus vizsgálati módszerektől, így különösen nagy jelentőségűek ott,

ahol a klasszikus módszerek ellentmondásos eredményekre vezettek, így a V_2O_5 egykristályok esetén is.

A vanádiumpentoxid egykristályból nehéz olyan megfelelően kisméretű homogén keresztmetszetű mintát készíteni, melynek $1/f$ zaja mérhető nagyságu, de egyébként is az ilyen kisméretű minták esetén - tapasztalataink szerint - az $1/f$ zajt elfedi egy jóval erősebb, meglehetősen ingadozó, megközelítőleg $1/f^2$ spektrumu zaj, mely valószínűleg a felületi vezetési effektus következménye.

Reprodukálható $1/f$ zajméréseket csak pontkontaktus segítségével sikerült végezni, ahol a pontkontaktust egy az a-c- síkhoz nyomott, a b iránnyal párhuzamos állású fémtű hozta létre. A pontkontaktussal történt zajmérések kiértékeléséhez azonban a (3.3) - (3.5) egyenletek itt nem használhatóak fel közvetlenül, ugyanis a V_2O_5 egykristály erősen anizotróp vezetőképességű anyag, az anizotrópia pedig eltorzítja az ekvipotenciális felületek alakját, a pontkontaktus környezetében, így megváltozik az effektív térfogat nagysága is.

Az 5. fejezetben becslést adunk anizotróp anyagok pontkontaktusának $1/f$ zajára, felhasználva az izotróp anyagokra vonatkozó ismert összefüggést. Megmutatjuk, hogy az elemi térfogatokhoz tartozó ellenállásfluktuációk invariánsak egy megfelelően választott affin transzformációval szemben. Az affin transzformáció az anizotróp kristály kör alakú pontkontaktusa $1/f$ zajának kiszámítását visszavezeti egy izotróp kristály ellipszis alakú pontkontaktusa $1/f$ zajának

kiszámítására. Az utóbbi modellhez tartozó zajra egy egyszerű becslést adunk meg. Az 5. fejezet anyagát /50/-ben publikáltuk. A 6.-8. fejezetekben a V_2O_5 -ön végzett zajméréseinket tárgyaljuk. A zajmérések eredményeit, /melyeket a 7.-8. fejezetben ismertetünk/ /51/-ben publikáltuk.

5. Anizotróp vezetőképességű minta pontkontaktusának

1/f zaja

a/ Az affin transzformáció alkalmazása a zajprobléma leírásában

Anizotróp anyagoknál a potenciálprobléma tárgyalását az affin transzformáció lényegesen megkönnyíti /52 /. A /52 / alapján az affin transzformáció alkalmazásának néhány olyan következményét foglalkozunk össze, amelyet a későbbiekben az ellenállásfluktuáció vizsgálatánál felhasználunk.

Válasszuk a koordináta rendszert úgy, hogy annak tengelyei a vezetőképességi tenzorellipszoid főtengelyeivel egybeessenek. Ekkor az

$$\begin{aligned}x'_1 &= \beta_1 \cdot x_1 , \\x'_2 &= \beta_2 \cdot x_2 , \\x'_3 &= \beta_3 \cdot x_3 ,\end{aligned}\tag{5.1}$$

transzformációval elérhető, hogy a

$$\underline{j} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} \underline{E}\tag{5.2}$$

Ohm-törvény a transzformált rendszerben:

$$\underline{j} = \sigma_0 \underline{E}$$

alaku legyen, ahol σ_0 egy skalár mennyiség. Ez bármilyen tetszőlegesen választott γ ($\gamma \neq 0$) érték esetén a

$$\beta_i^2 = \frac{\sigma_0}{\sigma_i} \cdot \gamma \quad (5.3a)$$

választással elérhető, ahol

$$\sigma_0^3 = \sigma_1 \cdot \sigma_2 \cdot \sigma_3 \cdot \gamma^{-1} \quad (5.3b)$$

Egyszerűen megmutatható, hogy $\gamma = \sigma_1 \cdot \sigma_2 \cdot \sigma_3$.

Az áramerősség és a potenciál a transzformáció invariáns jelenségei közé taroznak /52/. Egyszerűen kimutatható, hogy a $\gamma = 1$ választás esetén az eredeti és a transzformált térfogatok megegyeznek, ezért a sűrűségmennyiségek, így a töltéshordozó koncentráció is invariáns a transzformációval szemben. Az alábbiakban megmutatjuk, hogy a $\gamma = 1$ feltétellel végrehajtott affin transzformációval szemben az ellenállásfluktuáció is invariáns.

Az elemi ellenállásfluktuációk összegezése céljából bontsuk fel a kontaktus környezetét egymáshoz infinitezimálisan közel fekvő ekvipotenciális felületek seregével, a régi és az új koordinátarendszerben is. Bármely ekvipotenciális felületen áthaladó áram értéke ugyanakkora. Defináljuk két ekvipotenciális felület közötti héj ellenállását

a potenciálkülönbségnek és a rajta átfolyó áram hányadosával.

A kontaktus eredő ellenállását az egyes héjak ellenállásainak összege adja. Megmutatjuk, hogy ha az α zajfaktor skaláris mennyiség, akkor az ekvivalens héjak ellenállásfluktuációi megegyeznek, következésképpen a kontaktus ellenállásfluktuációja a régi és az új koordinátarendszerben is azonos. Bontsuk fel a héjakat infinitezimálisan kicsi keresztmetszetű ekvivalens áramcsövekre. Mivel az áramcsövek egymástól függetlenül vezetik az áramot, így a k -adik héjhoz tartozó R_k ill. R'_k ellenállások az egyes áramcsövek $r_{kl} = r'_{kl}$ ellenállásaiból az

$$R_k^{-1} = \sum_l r_{kl}^{-1}, \quad R'_k{}^{-1} = \sum_l r'_{kl}{}^{-1} \quad (5.4)$$

összefüggésekkel fejezhetők ki.

Az elemi áramcsövekre a (3.1) egyenlet érvényességének feltételei már teljesülnek. A töltéshordozó-koncentráció és a térfogatelem invarianciája miatt az ekvivalens áramcsövekhez tartozó relatív ellenállásfluktuációk megegyeznek:

$$\left\langle \left(\frac{\Delta r_{kl}}{r_{kl}} \right)^2 \right\rangle = \left\langle \left(\frac{\Delta r'_{kl}}{r'_{kl}} \right)^2 \right\rangle \quad (5.5)$$

Az egyes héjak ellenállásai az áramcsövek ellenállásaiból mindkét rendszerben azonos módon adódnak. Ebből, és

az áramcsövek relativ ellenállásfluktuációjának megegyezéséből következik, hogy a héjak relativ ellenállásfluktuációja is azonosnak adódik.

Az (5.3) egyenletekkel a $\gamma = 1$ feltétel mellett végrehajtott affin transzformációval elérhető, hogy az új koordinátarendszerben egy izotróp minta zaját kelljen kiszámítani. Természetesen, ennek következtében az új koordinátarendszerben a kontaktus már nem lesz kör alakú.

b/ Az effektív térfogat becslése

Tekintsük azt az elrendezést, melynél az anizotróp anyag kör alakú, r sugaru pontkontaktusa a vezetőképességi tenzorellipszoid főtengelyrendszerének x_1 - x_2 -síkjában van. A koordinátarendszer tengelyeinek indexeit választjuk meg úgy, hogy a $\sigma_1 < \sigma_2$ feltétel teljesüljön. Az (5.1), (5.3) transzformáció ekkor egy izotróp esetre vezet, amelynél a kontaktus ellipszis alakú. Az ellipszis tengelyei:

$$a = \beta_1 \cdot r = \frac{(\sigma_1 \cdot \sigma_2 \cdot \sigma_3)^{\frac{1}{6}}}{\sigma_1^{\frac{1}{2}}} \cdot r, \quad (5.6)$$

$$b = \beta_2 \cdot r = \frac{(\sigma_1 \cdot \sigma_2 \cdot \sigma_3)^{\frac{1}{6}}}{\sigma_2^{\frac{1}{2}}} \cdot r.$$

Az (5.6) -ből következik, hogy

$$1 < \frac{a}{b} \equiv m. \quad (5.7)$$

Az ellipszis alaku kontaktushoz tartozó effektív térfogat értékét a köralaku kontaktusokra vonatkozó (3.3) összefüggés alapján becsüljük meg.

Mindenekelőtt megvizsgáljuk, hogy miképpen változik meg az effektív térfogat abban az esetben, ha egy kontaktus területét szétdaraboljuk, és egymástól eltávolítjuk az egyes részterületeket. Affin transzformációval egyszerűen megmutatható, hogy például egy négyzet alaku kontaktus esetén az effektív zajtérfogat, a $V_{\text{eff}} = \eta \cdot c^3$ alakba írható, ahol a c a négyzet oldala, és az η alakfaktor független a négyzet méreteitől. Ha a négyzetet $\frac{c}{s}$ oldalú /ahol s egész/ kis négyzetekre bontjuk, és a kis négyzeteket egymástól "végtelen" távolságban helyezzük el, akkor az s^2 számú kontaktushoz $s^2 \cdot \eta \cdot \left(\frac{c}{s}\right)^3 = \frac{V_{\text{eff}}}{s}$ nagyságú effektív térfogat tartozik, vagyis a kontaktusok területének szétbontásával az effektív térfogat értéke csökken.

Az ellipszis alaku kontaktus effektív térfogatának becsléséhez először tegyük fel, hogy (5.7) -ben definiált m értéke egy egész szám. Ezzel kifejezve a kontaktus területét: $F = a \cdot b \cdot \pi = m \cdot b^2 \cdot \pi$. Ugyanakkora területű az a kontaktus is, melyet m számú b sugaru köralaku kontaktus párhuzamos kapcsolásával kapunk. Helyettesítsük az eredeti kontaktust m darab b sugaru köralaku kontaktussal, amelyek egymást érintik, és középpontjaik az ellipszis nagytengelyén vannak.

Mivel ez az ellipszis területének egyféle szétbontását jelent, ezért az előbbiek figyelembevételével mondhatjuk, hogy az ellipszishez tartozó effektív térfogat biztosan nem kisebb, mint az egymást érintő körkontaktusokhoz tartozó együttes zajtérfogat. Ha a köröket egymástól eltávolítjuk, a zajtérfogat csökken. Az ellipszishez tartozó zajtérfogatra tehát az előzőek alapján a következő egyenlőtlenséget írhatjuk fel:

$$V_{\text{eff}} > m \cdot \kappa \cdot b^3 \equiv V_{\text{eff}}^{\min} . \quad (5.8)$$

Adott F kontaktus-felület esetén a legnagyobb zajtérfogatot egyetlen $\sqrt{ab}$ sugaru kör alakú kontaktus biztosítja. Ebből következik az alábbi egyenlőtlenség:

$$V_{\text{eff}} < \kappa (a \cdot b)^{\frac{3}{2}} = m^{\frac{3}{2}} \cdot \kappa \cdot b^3 \equiv V_{\text{eff}}^{\max} . \quad (5.9)$$

Mivel a zajtérfogatra kapott (5.8) és (5.9) felső korlát közötti eltérés nagy anizotrópia ($m \gg 1$) esetén is meglepően kicsi, ezért a számtani középvel (V_{appr}) történő közelítés elfogadható becslésnek tekinthető:

$$V_{\text{appr}} = \kappa \cdot b^3 \cdot m \cdot \frac{1 + m^{\frac{1}{2}}}{2} . \quad (5.10)$$

Az (5.6) és (5.7) felhasználásával:

$$V_{\text{appr}} = \kappa \cdot r^3 \cdot \left(\frac{\sigma_3}{\sigma_2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1 + \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{\frac{1}{4}}}{2} \equiv \kappa \cdot r^3 \cdot \sigma \quad (5.11)$$

A σ állandót, mely a vezetőképesség anizotrópiájával kapcsolatos - és értéke izotróp anyagok esetén 1 - a későbbiekben anizotrópia faktornak nevezzük.

A közelítés relatív hibája:

$$\varepsilon < \frac{V_{\text{appr}} - V_{\text{eff}}^{\min}}{V_{\text{appr}}} = \frac{V_{\text{eff}}^{\max} - V_{\text{appr}}}{V_{\text{appr}}} = \frac{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{\frac{1}{4}} - 1}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{\frac{1}{4}} + 1} \quad (5.12)$$

A $\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = 100$ viszony esetén a relatív hibára $\varepsilon < 0,52$ értéket kapunk. Az (5.11) közelítés jóságát nyilvánvalóan nem érinti az a körülmény, ha az ellipszis tengelyeinek viszonya nem egész szám.

Az ajánlott eljárás tehát lehetőséget ad arra, hogy az (5.11) -el megadott V_{appr} -t használva a (3.1) -ben szereplő V helyett, még erősen anizotróp anyagok pontkontaktusának zaját is leirhassuk (3.1) segítségével.

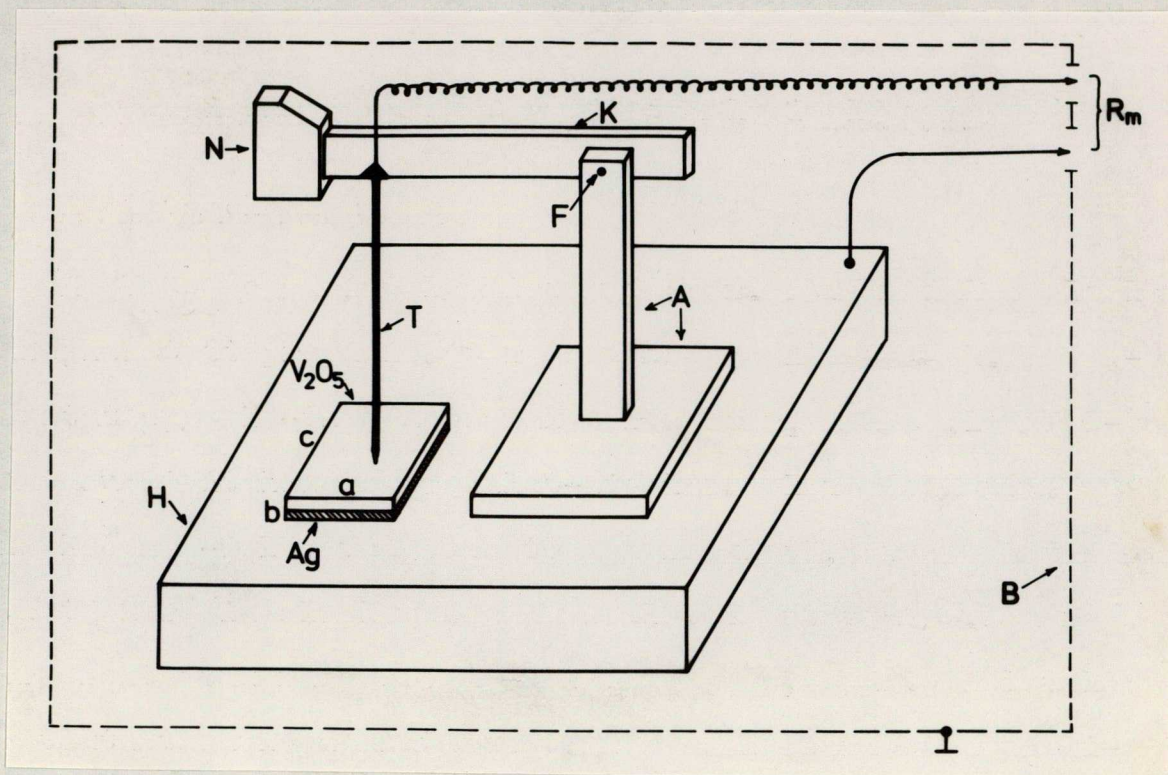
6. A mérési elrendezés és a kiértékelési eljárás

A minta elhelyezése

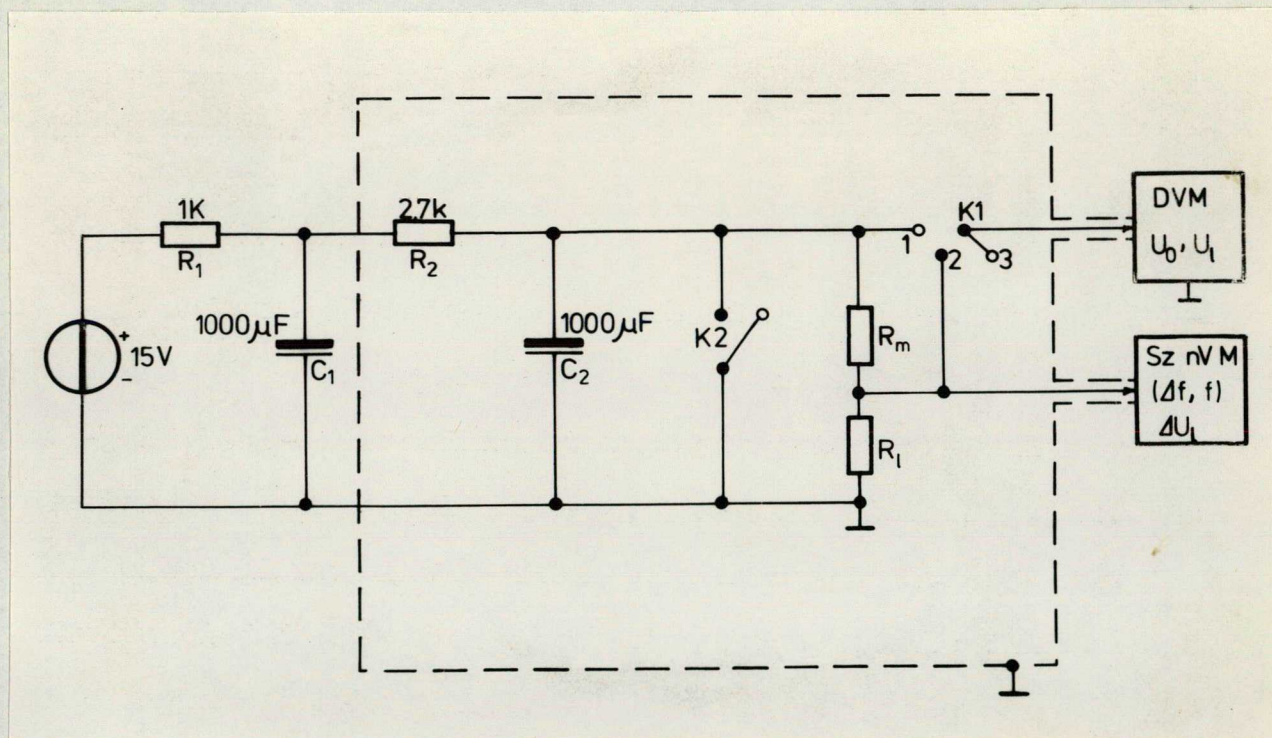
A V_2O_5 egykristály mintákat a Dr. Török Miklós által kifejlesztett precíziós termosztátban helyeztük el. A termosztát egy PID-típusú szabályzórendszer, mely 0,1 K felbontású digitális hőmérséklet-kijelzéssel van ellátva. A kijelző a H-jelű, vezérelhető hőmérsékletű, aranyozott felületű kerámia alaplemez hőmérsékletét mutatja /6.1 ábra/. Erre fektettük rá a 0,5 mm-nél vékonyabb, ezüstpasztával kontaktált hátlapu mintáinkat. A stabil pontkontaktus kialakításához szükséges nyomóerőt a tütartó állvány K karjának végére akasztott 10 gr tömegű N nehezék szolgáltatta. A termosztát B árnyékoló-dobozát - a földhurkok kialakulásának elkerülésére - csak egy ponton csatlakoztattuk a hidegponthoz.

A mérési elrendezés

A zajmérő elrendezés kapcsolási rajza a 6.2 ábrán látható. A méréshez szükséges zavarmentes egyenfeszültséget a G -jelű 15 V-os stabilizált tápegység forrásfeszültségének kettős RC -szűrésével (R_1-C_1 ; R_2-C_2) biztosítottuk. Az R_m ellenállású mintán átfolyó áram nagyságát és annak fluktuációját az R_l /47 k/ kiszaju munkaellenálláson eső U_l egyenfeszültség ill. ΔU_l zajfeszültség mérésével határoztuk meg /a K1 kapcsoló 2-es, ill. 3-as állása/.



6.1 ábra
A mintatartó sematikus rajza



6.2 ábra
A zajmérő elrendezés kapcsolási rajza

A minta ellenállásfluktuációjának meghatározásához szükség van az U_0 feszültség ismeretére is, melynek mérése a K1 kapcsoló 1-es állásában történt. A K2 kapcsoló zárt állapotában a mintán nem folyik áram. Az így mért ΔU_{l_0} zajfeszültség az ellenállások termikus zajából és a mérőműszer saját zajából tevődik össze, melynek értékét a kiértékeléskor figyelembe kell venni.

Az egyenfeszültségeket egy Keithley 179 TRMS típusu digitális voltmérővel, a zajfeszültséget pedig egy Unipan Selective Nanovoltmeter 227 típusu szelektív nanovoltmérővel mértük.

A kiértékelési eljárás

a/ A teljesítmény-sűrűség spektrum meghatározása

A szelektív nanovoltmérő relatív sáv szélessége konstans az egész mérési tartományban, így az (1.9) egyenlet alapján $S(f) \sim f^k$ alakú zajspektrumot feltételezve az f_1 és f_2 frekvenciákon mért U_{z1} és U_{z2} zajfeszültségekre felírható az

$$\frac{U_{z2}^2}{U_{z1}^2} = \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^k \cdot \frac{f_2}{f_1} \quad (6.1)$$

összefüggés, ami a

$$k = \frac{\lg \left(\frac{U_{z2}}{U_{z1}} \right)^2}{\lg \frac{f_2}{f_1}} - 1 \quad (6.2)$$

egyenletre vezet, mely alapján k értéke a mérésekből közvetlenül meghatározható.

A (6.2) egyenlet alapján k értéke más uton is meghatározható: az $\ln \frac{U_z^2}{f}$ mennyiséget - mely $S(f)$ -fel arányos - ábrázoljuk az $\ln f$ függvényében. Az így kapott egyenes meredeksége megadja k értékét. Az utóbbi eljárás előnyösen alkalmazható statisztikai számítások esetén, így ezt a módszert alkalmaztuk a spektrum meghatározásánál.

b/ A töltéshordozó-koncentráció meghatározása

Fémű által létrehozott pontkontaktus $\langle (\Delta R_m)^2 \rangle$ ellenállásfluktuációjának mérésével meghatározható a töltéshordozók n koncentrációja a mintában:

$$n = \frac{\alpha}{\sigma \cdot 10\pi \cdot r^3} \cdot \frac{\Delta f}{f} \cdot \frac{R_m^2}{\langle (\Delta R_m)^2 \rangle} \quad (6.3)$$

ahol: f és Δf a zajmérés frekvenciája, ill. sávszélessége, r és R_m a pontkontaktus sugara, ill. ellenállása, α a zajfaktor, és σ az anizotrópia faktor.

A (6.3) egyenlet a (3.1) - (3.5) és (5.15) egyenletekből nyerhető.

A mért U_l feszültség nagysága:

$$U_l = U_o \cdot \frac{R_l}{R_m + R_l} \quad (6.4)$$

Képezzük U_l R_m szerinti megváltozását:

$$dU_l = U_o \cdot \frac{R_l}{(R_m + R_l)^2} \cdot dR_m = U_l \cdot \frac{dR_m}{R_m + R_l} \quad (6.5)$$

A (6.4) és (6.5) egyenletek alapján az R_m és U_l relatív fluktuációját összekapcsoló

$$\frac{R_m}{\Delta R_m} = \frac{\nu-1}{\nu} \cdot \frac{U_l}{\Delta U_l} \quad (6.6)$$

egyenletet kapjuk, ahol ν a feszültségosztási tényező:

$$\nu = \frac{U_o}{U_l} . \quad (6.7)$$

A pontkontaktus r sugarát az R_m kontaktusellenállás értékéből határoztuk meg az

$$R_m \sim \frac{1}{r} \quad (6.8)$$

összefüggés alapján /27 /, mely akkor érvényes, ha r sokkal kisebb a minta méreteinél. Tételezzük fel, hogy egy r_o sugaru "etalon" pontkontaktus R_o ellenállású, ekkor (6.8) alapján:

$$r = r_o \cdot \frac{R_o}{R_m} \quad (6.9)$$

azaz r_o , R_o és R_m ismeretében a kontaktus sugara meghatározható. A (6.4) és (6.7) egyenletek alapján:

$$R_m = (\nu - 1) \cdot R_l \quad (6.10)$$

azaz (6.9) az

$$r = r_o \cdot \frac{R_o}{(\nu - 1) \cdot R_l} \quad (6.11)$$

alakban is felírható.

A (6.6) és (6.11) összefüggéseket (6.3) -ba helyettesítve a töltéshordozók koncentrációjára az

$$n = \frac{\alpha}{\sigma \cdot 10\pi} \cdot \frac{\Delta f}{f} \cdot \frac{(\nu - 1)^5}{\nu^2} \cdot \left(\frac{R_l}{r_o \cdot R_o} \right)^3 \cdot \left(\frac{U_l}{\Delta U_l} \right)^2 \quad (6.12)$$

egyenletet kapjuk.

A kiértékelési eljárás során először a vezetőképesség mérésének eredményeiből az (5.15) reláció alapján meghatároztuk a σ anizotropia faktor értékét, majd felhasználva az "etalon" pontkontaktus szobahőmérsékleten (296 K) mért

ellenállásának R_0 értékét a (6.12) és (6.7) egyenletek alapján kiszámítottuk a töltéshordozó koncentráció szobahőmérsékleten felvett értékét.

Magasabb hőmérsékleteken a kiértékelés a (6.3) és (6.6) egyenletekből kapható:

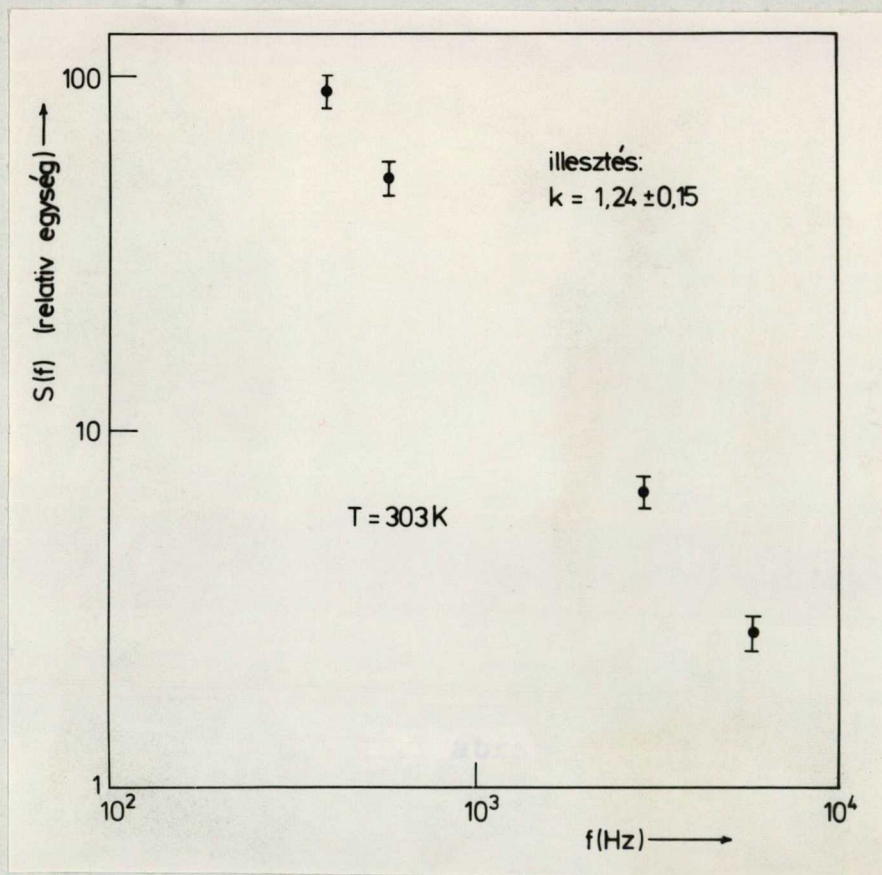
$$n = n_0 \cdot \left(\frac{\frac{\nu-1}{\nu}}{\frac{\nu_0-1}{\nu_0}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\frac{U_l}{\Delta U_l}}{\frac{U_{l0}}{\Delta U_{l0}}} \right)^2 \quad (6.13)$$

formulával történt, ahol a 0 index a szobahőmérsékleten kapott értékeket jelöli.

7. Zajspektrum vizsgálatok vanádiumpentoxid egykristályokon

A zajspektrum vizsgálatok eredményei a 7.1 - 7.3 ábrákon láthatók. A spektrum a vizsgált hőmérsékleti tartományban a hőmérséklettől és mintától függetlenül $1/f^k$ jellegűnek bizonyult, $k \approx 1,2$ kitevővel.

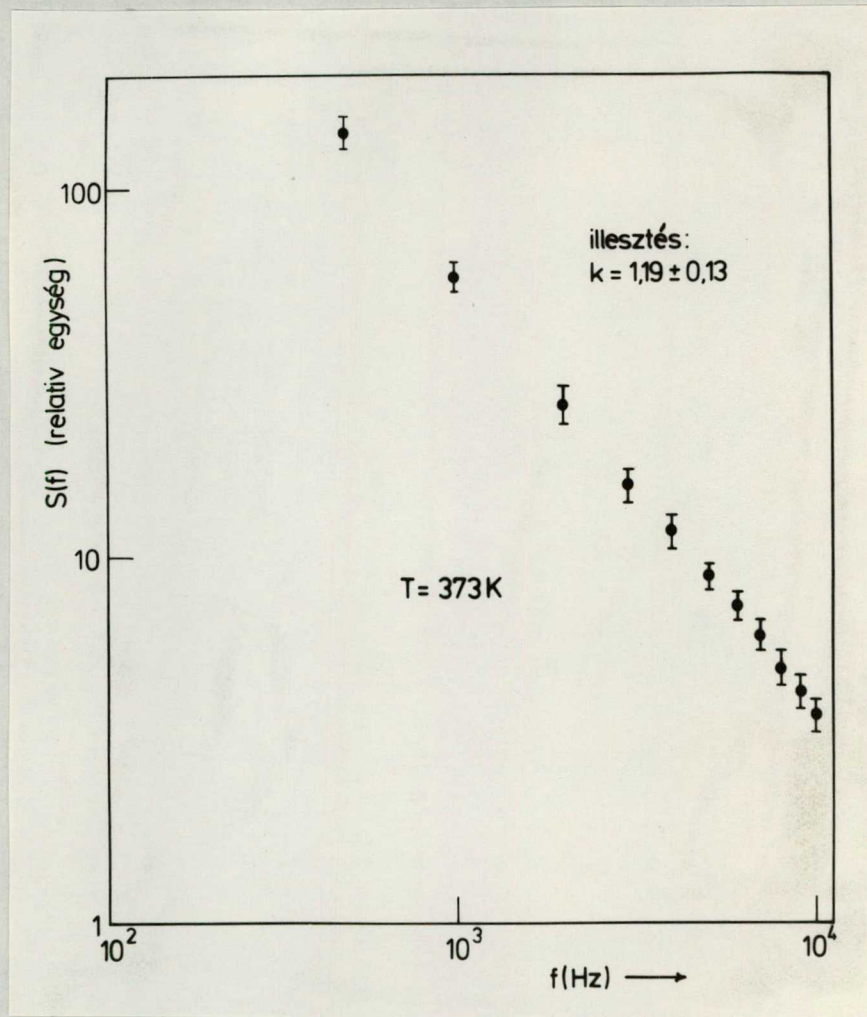
Hooge 1976-os összefoglaló cikke /27/ szerint addig a $k = 0,8$ és $k = 1,2$ határok között találtak k értékeket a (3.1) egyenletet közelítőleg kielégítő vezetőképesség fluktuációk méréseinél, így a (3.1) egyenletet esetünkben is jó közelítéssel érvényesnek tekinthetjük.



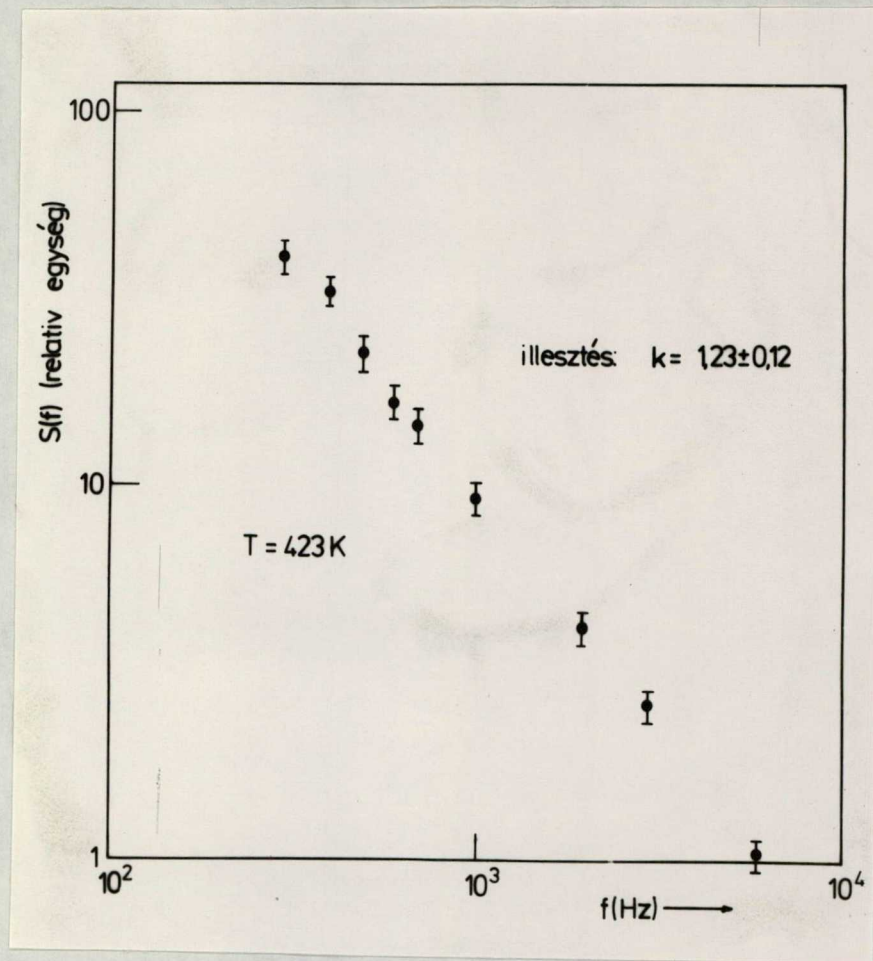
7.1 ábra

A zajspektrum 303 K hőmérsékleten





7.2 ábra
 A zaj spektruma 373 K-nél



7.3 ábra
 A spektrum 423 K-nél

8. A töltéshordozó koncentráció és vezetőképesség meghatározása a hőmérséklet függvényében

Szobahőmérsékleten végzett vezetőképesség méréseink szerint egykristályaink vezetőképességi tenzorellipszoidjának tengelyei:

$$\begin{aligned}\sigma_a &\approx 4,0 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}, \\ \sigma_b &\approx 4,9 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}, \\ \sigma_c &\approx 1,42 \cdot 10^{-1} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1},\end{aligned}$$

melyek felhasználásával az anizotrópia faktorra az (5.15) egyenlet alapján $\bar{\sigma} = 0,10$ értéket kaptuk.

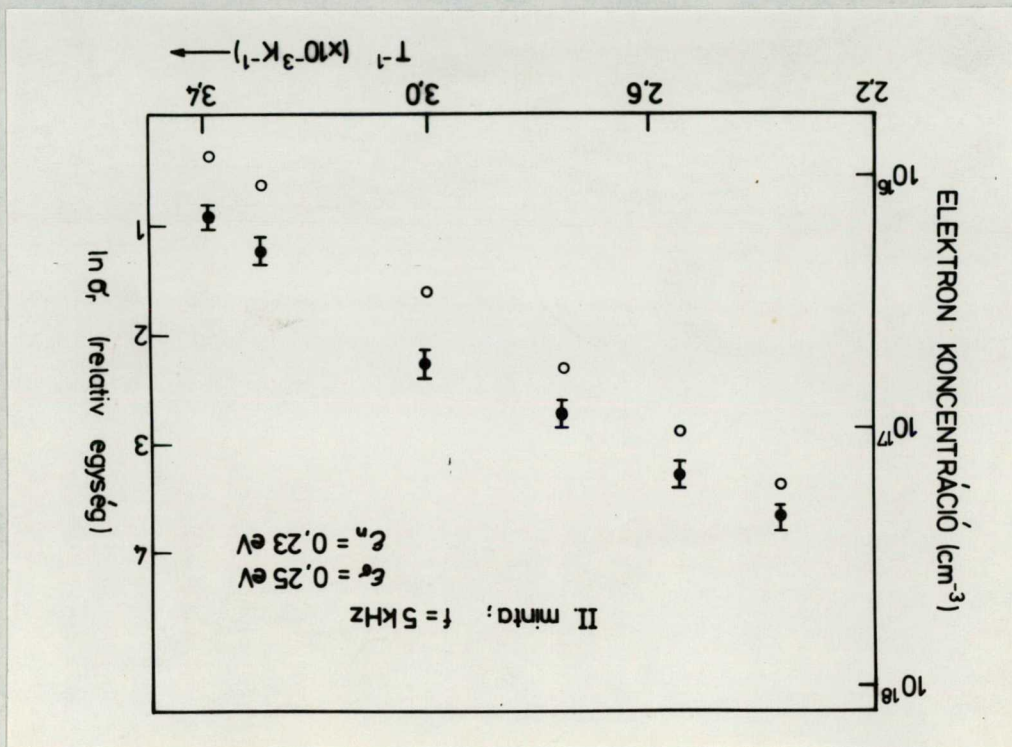
Az $r_0 = 0,4$ mm sugaru etalon pontkontaktusok ellenállásait szobahőmérsékleten $R_0 \approx 33 \text{ k}\Omega$ értékűnek találtuk.

A tükontaktussal végzett méréseink eredményei a 8.1 - 8.4 Táblázatban és a 8.1 - 8.4 ábrákon láthatók. Az elektronkoncentrációra szobahőmérsékleten minden esetben 10^{15} cm^{-3} körüli értékeket kaptuk.

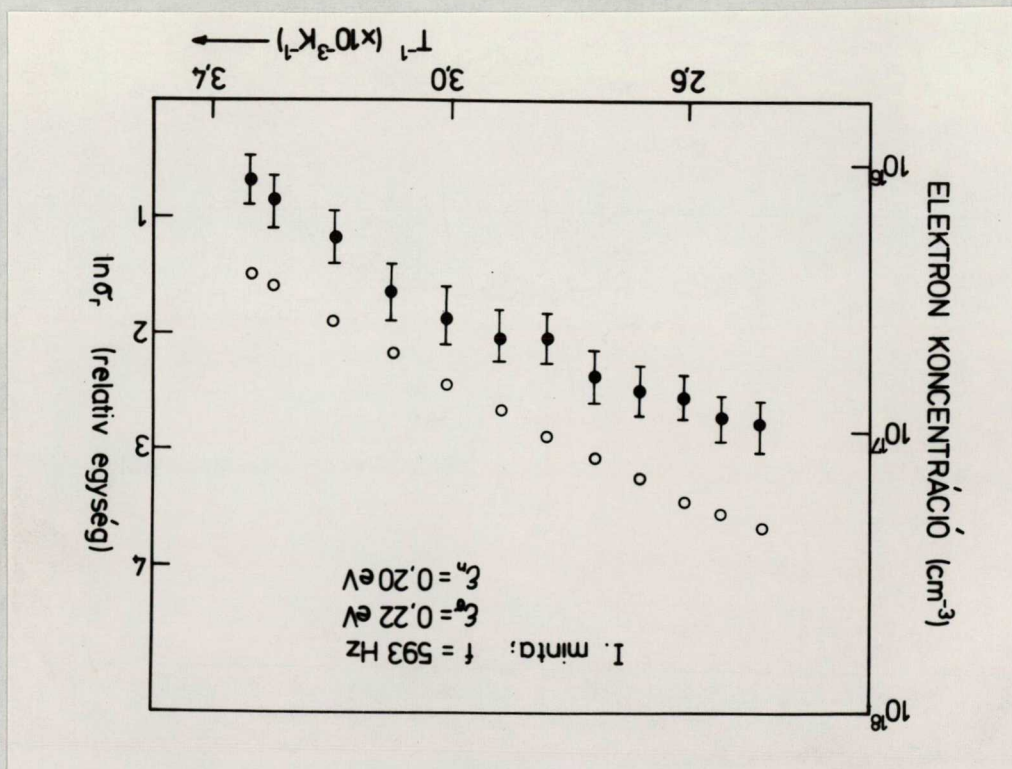
A vezetőképesség hőmérsékletfüggését a tükontaktus vezetőképességének hőmérsékletfüggéséből határoztuk meg. A szobahőmérséklettől 430 K-ig terjedő hőmérsékleti tartományban végzett méréseink szerint a vezetőképesség és a töltéshordozó koncentráció a hőmérséklettől exponenciálisan függ, $\epsilon \approx 0,2$ eV-os aktiválási energiával.

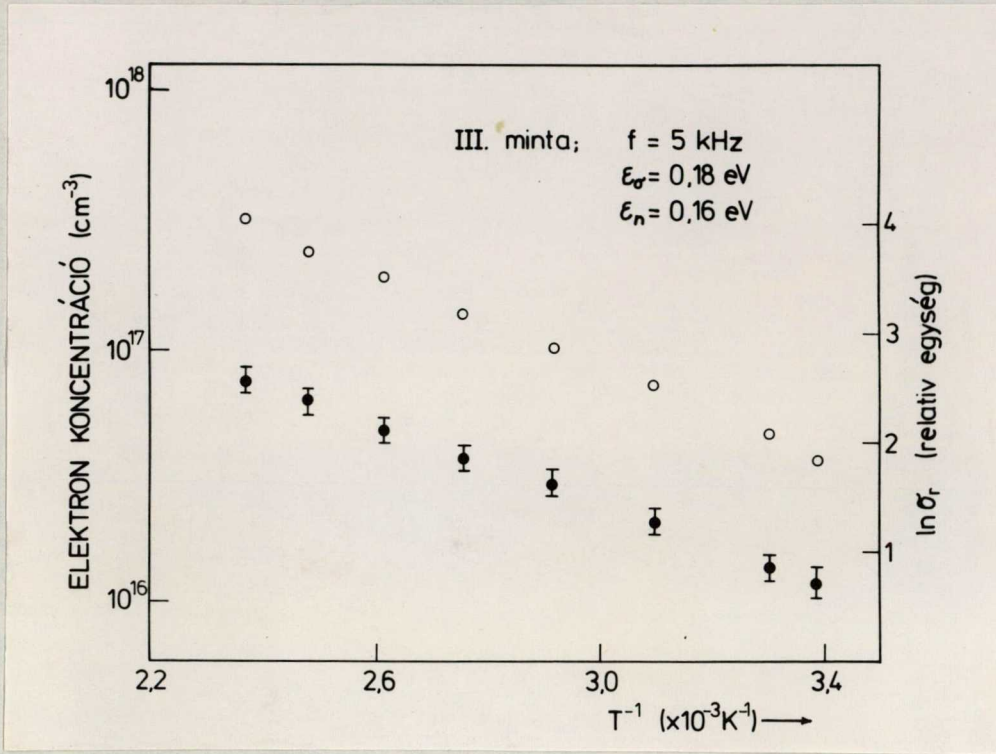
A mérésekből megállapítható, hogy a vezetőképesség hőmérsékletfüggését elsősorban az elektronkoncentráció hőmérsékletfüggése határozza meg.

8.2 ábra
Az ábrákon a pontok az elektronkoncentrációt,
a karikák a relatív vezetőképességet jelölik.

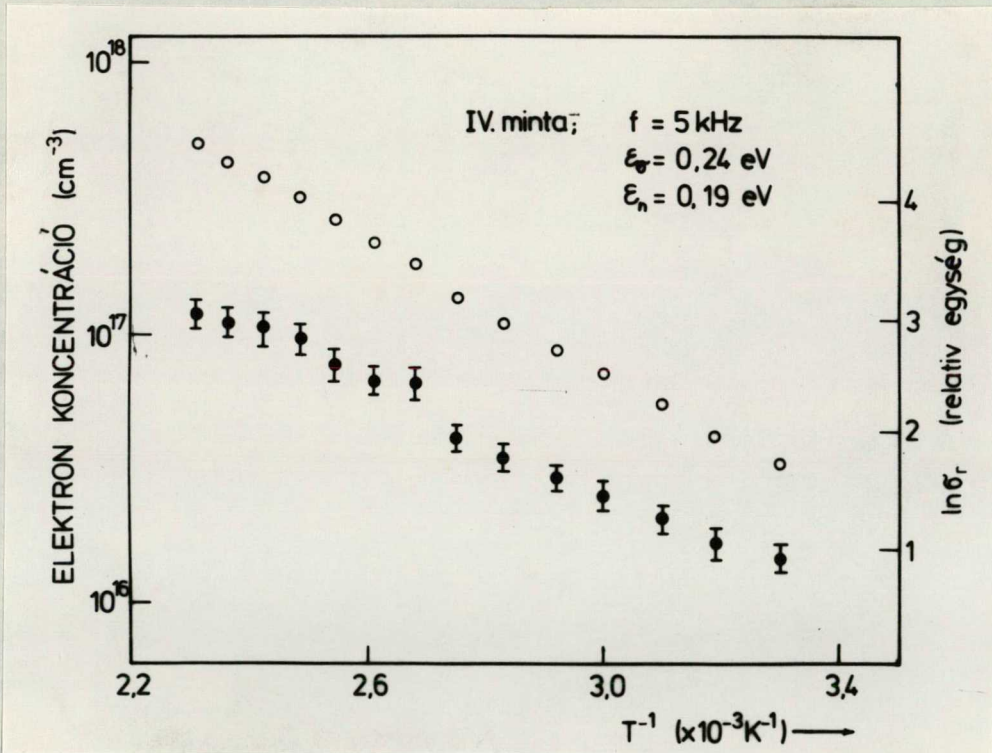


8.1 ábra





8.3 ábra



8.4 ábra

1. Táblázat

I. minta $f = 593 \text{ Hz}$ $U_0 = 14,2 \text{ V}$ $\Delta(\Delta U_l) \approx 10 \% \rightarrow \Delta(n) \approx 20 \%$ $\frac{\Delta f}{f} = 0,04$

T(K)	$U_l \text{ (V)}$	$\Delta U_l (\mu\text{V})$	σ_r	$\times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ $n(T)$
300	0,74	0,50	5,50	6,3
303	0,819	0,50	6,12	7,6
313	1,073	0,55	8,17	10,4
323	1,386	0,55	10,8	16,8
333	1,746	0,60	14,0	20,8
343	2,148	0,66	17,8	24,0
353	2,576	0,75	22,2	24,8
363	2,998	0,72	26,8	34,4
373	3,422	0,75	31,8	38,4
383	3,925	0,80	38,2	40,0
393	4,32	0,78	43,7	47,2
403	4,64	0,78	48,5	51,2

Jelölések: σ_r : a pontkontaktus relatív vezetőképessége,

$\Delta(\Delta U_l)$: ΔU_l mérésének relatív szórása,

$\Delta(n)$: n értékének relatív szórása.

$\varepsilon_0 = 0,22 \text{ eV}$

$\varepsilon_n = 0,20 \text{ eV}$

2. Táblázat

II. minta $f=5 \text{ kHz}$ $\Delta(\Delta U_l') \approx 5 \% \rightarrow \Delta(n) \approx 10 \%$ $\frac{\Delta f}{f} = 0,04$

T(K)	$U_l \text{ (V)}$	$\Delta U_l' \text{ (}\mu\text{V)}$	$\Delta U_{l_0} \text{ (}\mu\text{V)}$	$U_0 \text{ (V)}$	σ_r	$n(\times 10^{15} \text{ cm}^{-3})$
295	0,771	0,48	0,135	15,040	5,40	12,0
303	0,959	0,50	0,135	15,020	6,82	16,8
333	2,299	0,64	0,129	14,861	18,30	45,6
363	3,977	0,76	0,123	14,662	37,36	71,2
393	5,786	0,68	0,117	14,448	66,80	128
423	7,470	0,57	0,100	14,250	110,2	191

- 61 -

$$\mathcal{E}_G = 0,25 \text{ eV}$$

$$\mathcal{E}_n = 0,23 \text{ eV}$$

3. Táblázat

III. minta $f = 5 \text{ kHz}$ $\Delta(\Delta U_l') \cong 5\% \rightarrow \Delta(n) \cong 10\%$ $\frac{\Delta f}{f} = 0,04$

T(K)	U_l (V)	$\Delta U_l'$ (μ V)	ΔU_{l_0} (μ V)	U_0 (V)	σ_r	$n(\times 10^{15} \text{ cm}^{-3})$
295,5	0,954	0,64	0,135	14,15	7,23	6,2
303	1,151	0,70	0,133	14,13	8,87	7,4
323	1,699	0,80	0,131	14,06	13,7	11,2
343	2,292	0,86	0,129	14,00	19,6	16,0
363	2,940	0,92	0,125	13,93	26,8	20,0
383	3,710	0,96	0,124	13,84	36,6	24,8
403	4,381	0,92	0,121	13,76	46,7	32,8
423	5,308	0,90	0,120	13,65	63,6	40,8

$$\mathcal{E}_\sigma = 0,18 \text{ eV}$$

$$\mathcal{E}_n = 0,16 \text{ eV}$$

4. Táblázat

IV. minta $f = 5 \text{ kHz}$ $\Delta(\Delta U_l^2) \cong 5 \% \rightarrow \Delta(n) \cong 10 \%$ $\frac{\Delta f}{f} = 0,04$

T(K)	U (V)	$\Delta U_l^2 (\mu V)$	$\Delta U_{l0} (\mu V)$	$U_0 (V)$	σ_r	$n(x10^{15} \text{ cm}^{-3})$
303	0,80	0,50	0,13	15,08	5,60	14,4
313	1,02	0,58	0,13	15,06	7,26	16,8
323	1,30	0,65	0,13	15,05	9,45	20,8
333	1,65	0,72	0,13	15,00	12,40	25,6
343	1,98	0,78	0,13	14,95	15,30	29,6
353	2,41	0,83	0,13	14,91	19,30	36,0
363	2,90	0,88	0,12	14,84	24,30	42,4
373	3,60	0,82	0,11	14,76	32,3	66,4
383	4,15	0,88	0,11	14,69	39,4	68,8
393	4,74	0,88	0,11	14,63	47,9	80,0
403	5,35	0,83	0,11	14,55	58,2	101
413	5,88	0,83	0,10	14,49	68,3	107
423	6,38	0,82	0,10	14,43	79,3	114
433	6,87	0,80	0,10	14,38	91,5	122

1
53
1

$$\varepsilon_{\sigma} = 0,24 \text{ eV}$$

$$\varepsilon_n = 0,19 \text{ eV}$$

III. AZ EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA

Jelen disszertációban a vanádiumpentoxid egykristályok elektronkoncentrációját a kristályok felületén kialakított pontkontaktus 1/f zajának méréséből határoztuk meg.

Saját eredményeinket a következőkben foglalhatjuk össze:

1./ Az izotróp anyagok pontkontaktusára vonatkozó ismert összefüggést felhasználva, becslést adtunk anizotróp anyagok pontkontaktusának 1/f zajára.

a/ A számítási eljárás során megmutattuk, hogy az elemi térfogatokhoz tartozó ellenállásfluktuációk invariánsak egy megfelelően választott affin transzformációval szemben.

b/ Az affin transzformáció segítségével az anizotróp kristály kör alakú pontkontaktusa 1/f zajának számítását visszavezettük egy izotróp kristály ellipszis alakú pontkontaktusa 1/f zajának számítására.

c/ Az utóbbi modellhez tartozó zajra egy egyszerű közelítést alkalmaztunk.

A kapott eredmény lehetővé tette az erősen anizotróp V_2O_5 egykristályok töltéshordozó koncentrációjának meghatározását a kristályon létrehozott pontkontaktus zajának mérése alapján.

2./ Összeállítottuk a zajmérésekhez szükséges elrendezést és megadtuk a kiértékelő formulákat.

3./ Méréseink során meghatároztuk a pontkontaktus zajának spektrumát a 0,2 kHz - 10 kHz közötti frekvenciasávban. A zajspektrumot a hőmérséklettől függetlenül $1/f$ jellegűnek találtuk.

4/ A zajmérések szerint a 295 K-tól - 430 K-ig terjedő hőmérsékleti tartományban a töltéshordozó koncentráció és a vezetőképesség egyaránt exponenciális hőmérsékletfüggést mutatott 0,2 eV körüli aktivációs energiával.

5./ Megállapítottuk, hogy a vezetőképesség hőmérsékletfüggését elsősorban az elektronkoncentráció hőmérsékletfüggése határozza meg.

Köszönetnyilvánítás

A disszertáció a József Attila Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Tanszékén készült.

Megköszönöm Dr. Ketskeméty István tanszékvezető egyetemi tanárnak a munkák során tanusított érdeklődését és segítőkészségét.

Köszönetemet fejezem ki Dr. Hevesi Imre egyetemi docensnek, a fizikai tudományok kandidátusának, aki irányította és segítette munkámat, s az értekezés összeállításában értékes tanácsokkal látott el.

Köszönöm Dr. Török Miklós tudományos munkatársnak az elméleti problémák diszkussziójában és a kísérleti munkában nyújtott segítségét.

Köszönettel tartozom Dr. Nánai László adjunktusnak, a fizikai tudományok kandidátusának a téma kiválasztása, a munkák és a disszertáció összeállítása során nyújtott segítségéért.

Köszönet illeti az értekezés technikai kivitelezéséért Szemmári Lászlónét, Renkecz Editet és Iványi Zoltánnét.

Irodalomjegyzék

- /1/ Csáki Frigyes: Szabályozások dinamikája,
Akadémiai Kiadó, Budapest, 1974.
- /2/ Fazlollah M. Reza: Bevezetés az információelméletbe,
Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1966.
- /3/ G.A. Korn - T.M. Korn: Matematikai kézikönyv műsza-
kiaknak, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1975.
- /4/ Landau-Lifsic: Statisztikus fizika I.,
Tankönyvkiadó, Budapest, 1981.
- /5/ A. van der Ziel: Szilárdtest-elektronika,
Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1982,
- /6/ Bevezetés a véletlen folyamatok elméletébe és alkal-
mazásaiba, ELTE Fizikus Diákkör,
Budapest, 1979.
- /7/ Motchenbacher - Fitchen: Kis-zaju elektronikus áram-
körök tervezése, Műszaki Könyvkiadó,
Budapest, 1977.
- /8/ Bernamont, J. Ann. Physique,
7 /1931/ 71.
- /9/ Bell, D.A., Brit. J. appl. Phys.,
6 /1955/ 284.
- /10/ Ganefel'd, R.V. and Repa: I.I., Soviet Phys.,
Semiconductors, 3 /1969/ 22.
- /11/ Conti, M.: Solid-State Electronics,
13 /1970/ 1461.
- /12/ Jaeger, R.C. and Brodersen, A.J.:
IEEE Tras. Electron Dev. ED.
17 /1970/ 128.
- /13/ Hooge, F.N.: Phys. Letters,
29A /1969/ 139.
- /14/ Hooge, F.N. and Hoppenbrouners, A.M.H.: Physica,
45 /1969/ 386.
- /15/ Hooge, F.N., H.J.A. van Dijk, A.M.H. Hoppenbrouners:
Philips Res. Rep. 25 /1970/ 81.

- /16/ K. Heyke, G. Lautz, H. Schummy: Phys. States Sol.
/a/ 1 /1970/ 459.
- /17/ C. Main, A.E. Owen: Phys. Stat. Sol.,
/a/ 1 /1970/ 297.
- /18/ M.L. Meade: Radio Electronic Engr.
41 /1971/ 126.
- /19/ A. Mircea, A. Roussel, A. Mittonnean: Phys. Lett.,
41A /1972/ 345.
- /20/ F.N. Hooge: Physica,
60 /1972/ 130.
- /21/ J.A. Ringo, P.O. Lauritzen: Sol. State Electr.
16 /1973/ 327.
- /22/ J.P. Nougier, M. Rolland: Sol. State Electr.
16 /1973/ 1399.
- /23/ H.R. Bilger, J.L. Tandon, M.A. Nicolet: Sol. State
Electr., 17 /1974/ 599.
- /24/ F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpennig: Appl. Phys. Lett.,
27 /1975/ 160.
- /25/ M. Celasco and F. Fiorillo: Appl. Phys. Lett.,
27 /1975/ 161.
- /26/ M. Celasco and F. Fiorillo: Appl. Phys. Lett.,
27 /1975/ 211.
- /27/ F.N. Hooge: Physica,
83B /1976/ 14.
- /28/ J.Kedzia and L.K.J. Vandamme: Phys. Lett.,
A66, 313 /1978/
- /29/ F.N. Hooge, A.P.H. Hoppenbrouners: Phys.Lett.,
29A /1969/ 642.
- /30/ A.P.H. Hoppenbrouners, F.N. Hooge: Philips Res.Repts.
25 /1970/ 69.
- /31/ L.K.J. Vandamme: J. Appl. Phys.,
45 /1974/ 4563.
- /32/ L.K.J. Vandamme, R.P. Tijburg: J. Appl. Phys.,
47 /1976/
- /33/ M.A. Calonyannides: J. Appl. Phys.,
45 /1974/ 307.

- /34/ T.G.M. Kleinpenning: Physica.,
77 /1974/ 78.
- /35/ F.N. Hooze and L.K.J. Vandamme: Phys. Lett.,
A66 315 /1978/.
- /36/ J. Clarke, G. Hawkins: IEEE Transaction on Magnetism
MAG, 11 /1975/ 841.
- /37/ J. Clarke, T.Y. Hsiang: Phys. Rev. Lett.,
34 /1975/ 1217.
- /38/ R.P. Jindal, A. van der Ziel: J. Appl. Phys.,
52 /1981/ 2884.
- /39/ V. Palenskis and Z. Shoblitskas: Sol. Stat. Comm.
43 /1982/ 761.
- /40/ H.G. Bachmann, F.R. Ahmed and W.H. Barnes: Z. Kristallogr.,
115 /1961/ 110.
- /41/ M.P. Glarüzin, A.A. Fotiev: Kristallográfia,
9 /1964/ 506.
- /42/ Hevesi I.: Kandidátusi értekezés,
Szeged, 1967.
- /43/ D.Sz. Volzsenszkij, M.V. Paskovszkij: Fiz. Tverdого
Tela, 11 /1963/ 1168.
- /44/ T. Allersma, R. Hakim, T.N. Kennedy, J. D. Mackenzie:
J. Chem. Phys. 46 /1964/ 154.
- /45/ V.A. Joffe, I.B. Patrino: Phys. Stat. Sol.,
40 /1970/ 389.
- /46/ J.B. Patrino, V.A. Joffe: Fiz. Tverd. Tela.,
6 /1964/ 3226.
- /47/ A.A. Vinogradov, A.I. Selüh: Fiz. Tverd. Tela.,
13 /1971/ 3310.
- /48/ J. Haemers, E. Baetens, J. Vennik: Phys. Stat. Sol.,
/a/ 20 /1973/ 381.
- /49/ Spisák L.: Doktori disszertáció,
Szeged, 1979.
- /50/ L.B. Kiss, M.I. Török, L. Nánai, I. Hevesi: Phys.
Stat. Sol. /megjelenőben/.
- /51/ I. Hevesi, L.B. Kiss, M.I. Török, L. Nánai: Phys.
Stat. Sol. (a) 81, K 67 /1984/.
- /52/ L. Gutai.: MÜFI Közlemények, 0-12, 146 /1974/.