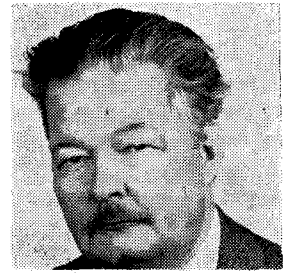


Vezetés vastagrétegekben

DR. AMBRÓZY ANDRÁS

EME Elektronikai Technológia Tanszék*



ÖSSZEFOGLALÁS

A vastagréteg ellenállások szerkezete bonyolult: üvegbe ágyazott vezető fénoxid szemcsékből áll. Ilyen szerkezetekre a klasszikus vezetési elméletek nem alkalmazhatók. A hőmérsékleti tényező, a termo-feszültség, a Hall-feszültség, a gauge-faktor és a járulékos zaj vizsgálata szükséges pontosabb ismeretek szerzéséhez. A cikk a zajvizsgálatokkal kiemelten foglalkozik. (▲)

Az utóbbi évtizedekben megszoktuk, hogy az elektronika új aktív eszközeit és passzív alkatrészeit viszonylag egyszerű fizikai-matematikai modellekkel lehet leírni. Ez elsősorban az új struktúrák egykristályos mivoltának köszönhető.

A vastagréteg ellenállások szerkezete ennél jóval bonyolultabb. Kikísérletezésük nagyrészt empirikus úton történt. A felhalmozott tapasztalatok birtokában azonban nagy megbízhatóságot, környezetállóságot, stabilitást sikerült elérni. A vastagrétegek olyan szélsőséges körülmények között is, mint a tartós űrutazás, vagy mint az emberi testbe való beépítés, megbízhatóan működtek. Időszerű olyan kísérleteket tenni, amelyek a bennük lejátszódó vezetési folyamatok megmagyarázására irányulnak.

Vastagréteg ellenállások szerkezete

A vastagréteg ellenállás üvegmátrixba ágyazott vezető szemcsékből áll. Az üveg általában ólom-bór szilikát, a vezető szemcsé pedig ruténiumoxid (RuO_2), bizmutruténát ($\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$) vagy ólomruténát ($\text{Pb}_2\text{Ru}_2\text{O}_6$). A vezető szemcsék mérete néhány szá-

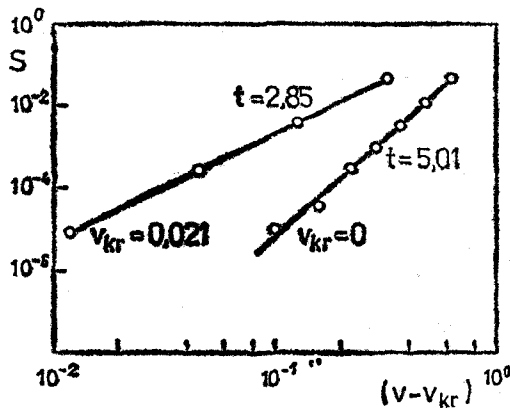
DR. AMBRÓZY ANDRÁS

Kitüntetéses villamosmérnöki oklevelét a Budapesti Műszaki Egyetemen szerezte 1953-ban, majd 1962-ben ugyanott doktori fokozatot szerzett. A műszaki tudományok kandidátusa fokozatot 1966-ban, a tudományok doktora fokozatot 1978-ban szerezte meg. 1953 óta a Budapesti Műszaki Egyetemen dolgozik, különböző beosztásokban. Először a Vezetéknélküli Híradástechnikai Tanszéken, majd az Elektro-

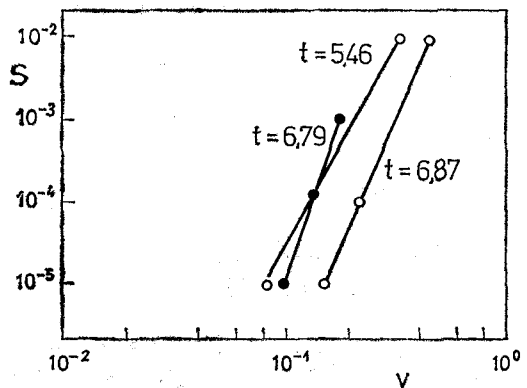
nikus Eszközök Tanszékén dolgozott. 1970-ben kapott megbízást az Elektronikai Technológia Tanszék vezetésére. 1979 óta egyetemi tanár. Az 50-es években ipari elektronikai kérdésekkel foglalkozott. A hatvanas évektől, az elektronikus zajokra és az analóg integrált áramkörökre irányult figyelmé. Három könyve és mintegy 90 publikációja jelent meg. A HTE elnökségi tagja és az Institute of Electrical and Electronics Engineers senior tagja.

zad μm – néhány μm között van, elhelyezkedésük rendszertelen. A szerkezeti felépítést korszerű mikroanalitikai módszerekkel alaposan megvizsgálták [1, 2, 3]; ezek kimutatták a vezető szemcsék kristályos és az üveg amorf szerkezetét. Néhol megfigyelhető a vezető szemcsék tömörülése (cluster), de a régebben feltételezett kacsaringós láncolatok általában nem észlelhetők [4].

Érdekes, hogy a fajlagos ellenállás több nagyságrenddel változtatható, ha a vezető/üveg arányt néhány %-tól néhányszor 10%-ig változtatjuk. Az 1. ábra a négyzetes ellenállás reciprokát mutatja a ve-



a.



b.

H883-1

Beérkezett: 1983. VI. 6.

* Dr. Ambrózy András 1957–1970-ig az Elektronikus Eszközök Tanszék tagja volt.

1. ábra. a) Ruténiumoxid tartalmú vastagréteg vezetése a fénoxidtartalom függvényében; b) bizmutruténát tartalmú vastagréteg vezetése a $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ tartalom függvényében

zető térfogatszázalékának függvényében. A görbékre felírható empirikus összefüggés [5]:

$$G_{\square} = C(v - v_{kr})^t \quad (1)$$

ahol G_{\square} a négyzetes ellenállás reciproka (siemens) v a térfogatszázalék, v_{kr} ennek a kritikus értéke és t tapasztalati kitevő. A legkisebb négyzetes hibával illesztett egyenesekre $t = 2,5 \dots 7$, $v_{kr} = 0 \dots 0,1$.

A szivárgási elmélet

Vezető és szigetelő szemcsékből álló keverékrendszerek vezetésének elmélete már Maxwell is foglalkoztatta [6]. Egy ilyen rendszeren az elektron-nem haladhat át olyan könnyedén, mint a tömör fémen. Az áthaladás mechanizmusát szivárgásnak, perkolációnak nevezik.

A szivárgási modellek kijelölt helyek sokaságából és a köztük feltételezett kötésekből állnak [7]. A kijelölt helyeken vezető részecskék lehetnek és ezek egy vagy több szomszédjukkal kölcsönhatásban állhatnak, elektront továbbíthatnak. A szivárgási modell leggyakrabban egy két-, vagy háromdimenziós ellenállásháló, amelynek egyes elemei hiányoznak.

A fenti problémát matematikai analízissel is meg lehet közelíteni [8]. A számítógépek elterjedése lehetővé tette a Monte-Carlo módszer alkalmazását [9]. Az analitikus vagy numerikus módszerekkel az (1) összefüggéshez hasonló adódik; a bökkenő csupán az, hogy v_{kr} értéke általában nagyobb, t pedig kisebb a tapasztaltnál ($v_{kr} = 0,2 \dots 0,4$, $t = 1,5 \dots 2,5$). Ez az ellentmondás talán feloldható, ha a vezető részecskékkel betöltött helyeket és a köztük fennálló kölcsönhatásokat nem szorítjuk bele egy túlságosan leegyszerűsített absztrakt matematikai modellbe. Ha például — a valósághoz közelebb állóan — feltételezzük, hogy a vezető részecskék érintkeznek egymással, de az érintkezési — szűkületi — ellenállások széles értéktartományban oszlanak el, a kísérleti eredményekhez közelebb álló formulákat vezethetünk le [10]. Javítja a modellt az is, ha figyelembe vesszük a vezető részecskék méreteloszlását [11, 12]. Kevésbé fontos az üvegpór méreteloszlása, hiszen a szinterezési folyamat úgy játszódik le, hogy az üvegszemcsék megolvadnak, bevonják a vezető részecskéket, majd összefüggő filmet alkotnak. Ennek mindenestre előfeltétele, hogy az üvegpór eredetileg eléggé finom eloszlású legyen. Nagyon lényeges viszont és kevésbé ismert, hogy az üveg hogyan nedvesíti a vezető részecskéket.

Az ellenállás hőmérsékletfüggése

A vastágréteg ellenállások elterjedtségének egyik oka az ellenállás kicsiny hőmérsékleti tényezője. Szélesebb hőmérsékleti tartományban vizsgálva azonban kiderül, hogy alacsony hőmérsékleten negatív, magas hőmérsékleten pozitív ez a tényező és tetejéig abszolút értéket is elérhet. Az előjelváltásból azonban az is következik, hogy valahol $\alpha = dR/RdT$ -nek zérusnak kell lennie, s itt az ellenállásnak szélső értéke van. A 2. ábra azt is mutatja, hogy a szélső

érték helye függ a fajlagos ellenállástól; nagyobb fajlagos ellenálláshoz magasabb szélsőérték-hőmérséklet tartozik.

Magyarázatként azt gondolhatjuk, hogy magas hőmérsékleten a vezető szemcsék fémes karaktere, alacsony hőmérsékleten pedig valamiféle félvezető tulajdonság dominál. A kvantitatív vizsgálatból azonban kiderül, hogy feltételezésünk nem pontos.

Kísérleti eredmények alapján jó közelítésnek bizonyult az

$$R = R_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \exp(T_0/T)^{1/4} \quad (2)$$

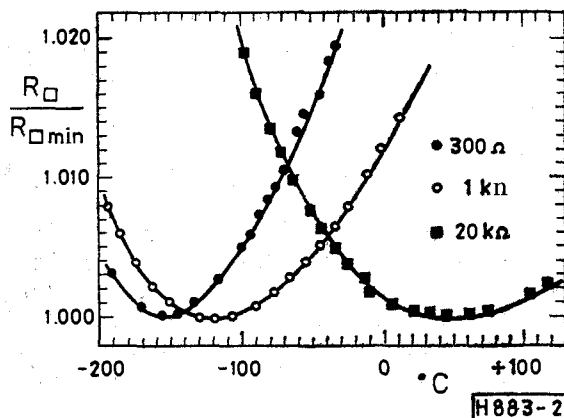
összefüggés, ahol R_0 a T_0 hőmérsékletre tartozó ellenállás [13, 14]. (Itt $R = R_0 e$.) Kiszámítva ebből α értékét

$$\alpha = \frac{dR}{RdT} = \frac{i}{2T} \left[1 - \frac{t}{2} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (3)$$

adódik, ami zérussal egyenlő, ha

$$T = T_{\min} = T_0/16 \quad (4)$$

ahol T_{\min} a 2. ábrán látható minimumokhoz tartozó érték, ahol tehát $\alpha = 0$. Ebből az is következik, hogy a (2) összefüggésben bevezetett T_0 paraméter $16T_{\min} = 1500 \dots 5000$ K nagyságrendbe esik, tehát a (2) formula csak $T \ll T_0$ értékekre érvényes és az összetartozó R_0 , T_0 értékpár mérésrel nem határozható meg.



2. ábra. Vastágréteg ellenállások hőmérsékletfüggése a minimum közelében

Piezorezisztív hatás

Mindenfajta ellenállás felmutat piezorezisztív hatást: mechanikai feszültség ellenállásváltozást okoz. Ezt használják fel a fémhuzalos nyúlásmérő bélyegekben is. Az ellenállásváltozásra jellemző tényező, a gauge factor,

$$GF = \frac{1}{\epsilon} \frac{dR}{R}, \quad (5)$$

ahol ϵ a relatív hosszváltozás. Fémekre $GF \approx 2$ nagyságrendjében van.

Nagyon érdekes, hogy a vastágréteg ellenállások GF -je ennél lényegesen nagyobb. Mérések szerint [15] a ruténiumoxid ellenállásokra $GF = 5 \dots 15$, ólom és bizmutruténátra $10 \dots 15$, iridiumoxidra

2...3,5. A nagy GF érték arra vall, hogy ezeknek a struktúráknak a vezetési mechanizmusa jelentősen eltér a fémes vezetéstől.

A piezorezisztivitás az ellenállás hőmérsékleti tényezőjét is befolyásolja. Ha a hordozó és az ellenállásfilm lineáris hőkiterjedési együtthatója eltér egymástól, akkor

$$\alpha_R = \alpha_e - \delta_{lf} - \left[2 \frac{\delta_{lf} - \delta_{ls}}{1 - \nu'} (GF - 1 - \nu') \right], \quad (6)$$

ahol α_R és α_e az ellenállás és a fajlagos ellenállás hőmérsékleti tényezője, δ_{lf} a film, δ_{ls} a hordozó lineáris hőkiterjedési együtthatója, ν' pedig az ellenállásfilm Poisson száma [16]. A (6) formula használata meglehetősen bonyolult, mert az sem kizárt, hogy a hordozó és az ellenállás között átmeneti réteg alakul ki [17], amelynek hőkiterjedési együtthatója mindkét szomszédjától különbözik.

Termikus zaj, $1/f$ faj

Minden ellenálláson keletkezik termikus zajfeszültség, az ellenállás anyagától és szerkezeti felépítésétől függetlenül, amint azt a fémes vezetés modelljéből kikövetkeztethetjük [18]: a termikus gerjesztés miatt mozgó elektronok minduntalan beleütköznek a rácsszerkezet tökéletlenségeibe és ettől impulzusuk megváltozik. Termikus zaj az áramtól át nem járt ellenállásban is keletkezik.

Nagyon vékony rétegeknek és szemcsés szerkezeteknek ezen felül járulékos zaja is van. Tapasztalat szerint a zajfeszültség négyzetének átlaga

$$M(u^2) = \text{konst} \frac{I^2}{f^\beta} \Delta f, \quad (7)$$

ahol I az átfolyó egyenáram, f a mérés közepes frekvenciája, Δf a sáv szélessége, $\beta \approx 1$. Az átfolyó áramtól való négyzetes függés arra utal, hogy a járulékos zajt az ellenállás (vagy a vezetés) ingadozása okozza [19]. Nincs azonban végleges és általánosan elfogadott magyarázata az $1/f$ frekvenciafüggésű teljesítményspektrumnak.

Sok megfigyelés alapján Hooge [20, 21] az alábbi empirikus formulát állította fel:

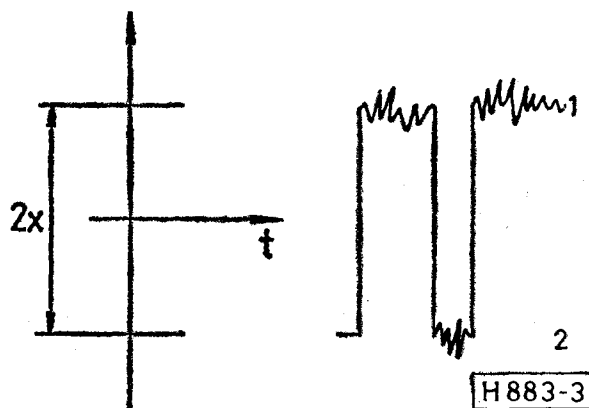
$$M \left[\left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2 \right] = \frac{\alpha}{N} \frac{\Delta f}{f} = \frac{\alpha}{nV} \frac{\Delta f}{f}, \quad (8)$$

ahol a bal oldalon az ellenállás négyzetes relatív ingadozásának a várható értéke áll, $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-5}$ univerzális állandó, N az ellenállásban található összes töltéshordozó, n a hordozósűrűség, V a térfogat. Eszerint a kisebb térfogatú ellenállások járulékos zaja a nagyobb.

Huzalból, vagy fóliából készített ellenállások gyakorlatilag nem mutatnak járulékos zajt. Kicsiny a zajuk a fémréteg ellenállásoknak is; (8)-ba helyettesítve a fémekre jellemző n hordozósűrűséget, olyan kicsiny zajszintet kapunk, ami a szokásos áramigénybevétel mellett messze a termikus zaj alatt van.

A vastagréteg ellenállásokra is igazolódni látszott a (8) összefüggés, legalábbis ami a térfogattal való fordított arányt illeti [22]. Az α szorzótényezőben

több nagyságrend eltérés mutatkozott. További kutatások kimutatták, hogy a járulékos zaj valószínű keletkezési helye a szemcsék érintkezési pontja, ahol a szűkületi ellenállás, vagy a rosszul vezetőköttes réteg ellenállása [23, 24] felelős mind az eredő ellenállás nagy részéért, mind pedig a járulékos zajt előidéző vezetéssingadozásért.



3. ábra. Impulzus zaj lehetséges időfüggvénye

Impulzus zaj

Mind aktív eszközökön, mind pedig passzív alkatrészekben észleltek impulzus zajt (burst noise). Ennek megjelenési formája a 3. ábra szerinti véletlen távirójelnek nevezett jelsorozat. Néha nemcsak 2, hanem 3 vagy több diszkrét szint is észlelhető, ezekkel az esetekkel azonban most nem foglalkozunk. Tapasztalat szerint az 1. jelű szinten tartózkodás valószínűsége

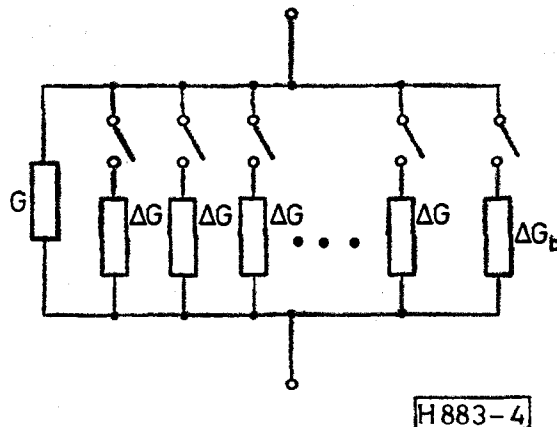
$$p_1(t_1 > t) = e^{-\nu_1 t} \quad (9)$$

a 2. jelűn pedig

$$p_2(t_2 > t) = e^{-\nu_2 t} \quad (10)$$

alakba írható, ahol t_1 és t_2 az 1. és 2. szinten tartózkodás időtartama, ν_1 és ν_2 pedig az átváltásra jellemző, $1/s$ dimenziójú mennyiségek. Utóbbiak segítségével könnyen megadhatjuk a 3. ábra szerinti sztochasztikus jel teljesítményspektrumát is:

$$S(\omega) = 8X^2 \frac{\nu_1 \nu_2}{\pi(\nu_1 + \nu_2)} \frac{1}{(\nu_1 + \nu_2)^2 + \omega^2} \quad (11)$$



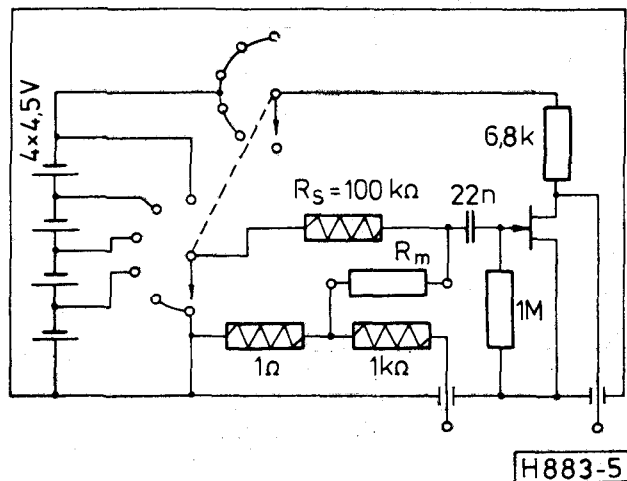
4. ábra. Szemcsés szerkezetű ellenállás zajmodellje

Ez az ún. Lorentz-spektrum vízszintes és $1/f^2$ meredekségű aszimptotákkal közelíthető.

A szemcsés szerkezetű ellenállás járulékos zajaira vonatkozó helyettesítőképp a 4. ábrán látható. Az $1/f$ zajt sok ΔG nagyságrendű vezetés ki-be kapcsolásával modellezhetjük; ezt a modellt korábbi statisztikai vizsgálatokkal [25] lehet valószínűsíteni. Természetes elemként jelenik meg a modellben a nagyságrendileg különböző ΔG_b összetevő, ami az impulzus-zajt reprezentálja.

Zajmérés vastagréteg ellenállásokon

A járulékos zajt előidéző ellenállásingadozások megfigyelhetővé tétele céljából a vizsgált mintán egyenáramot kell átfolytatni. Két lehetőség van: vagy elektronikus áramgenerátort alkalmazunk, vagy pedig egyenfeszültség-forrást és járulékos zajtól mentes soros ellenállást. Korábban bebizonyítottuk [26], hogy az áramgenerátoros táplálás mindig zajosabb, mint a soros ellenállásos. Ezért az 5. ábra szerinti mérési összeállítást használtuk.



5. ábra. Ellenállás-zajmérő kapcsolása

A ferromágneses anyagból készült mérődoboz jó statikus és mágneses árnyékolást biztosít. Fontos, hogy a mérendő ellenállás előfeszítő szárazelemek is a dobozban kaptak helyet.

Az előerősítő FET bemenetére jutó zajfeszültség:

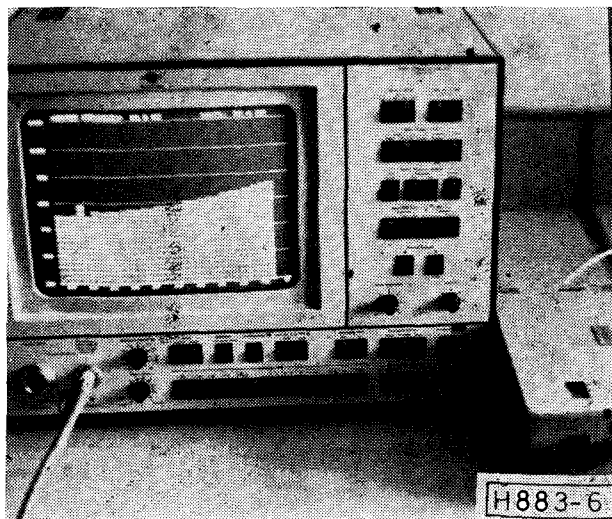
$$M(u^2) = 4kT(R_s \times R_m)\Delta f + c^2 I^2 R_m^2 \frac{R_s^2}{(R_s + R_m)^2} \frac{\Delta f}{f}, \quad (12)$$

ahol c a járulékos zajra jellemző tényező. Mivel $I = U_0 / (R_s + R_m)$,

$$M(u^2) = 4kT(R_s \times R_m)\Delta f + c^2 U_0^2 \frac{R_m^2 R_s^2}{(R_m + R_s)^4} \frac{\Delta f}{f} \quad (13)$$

A második tagnak lapos maximuma van, ha $R_m = R_s$. Ebből következik, hogy az 5. ábrán bemutatott elrendezés $R_m = 30 \dots 300$ kΩ között legalkalmasabb a mérésre.

Hasonló felépítésű másik elrendezés is készült az $R_m = 3 \dots 30$ kΩ tartományra, itt azonban az előerősítő bipoláris tranzisztorttal működik.



6. ábra. Mérés-elrendezés fényképe

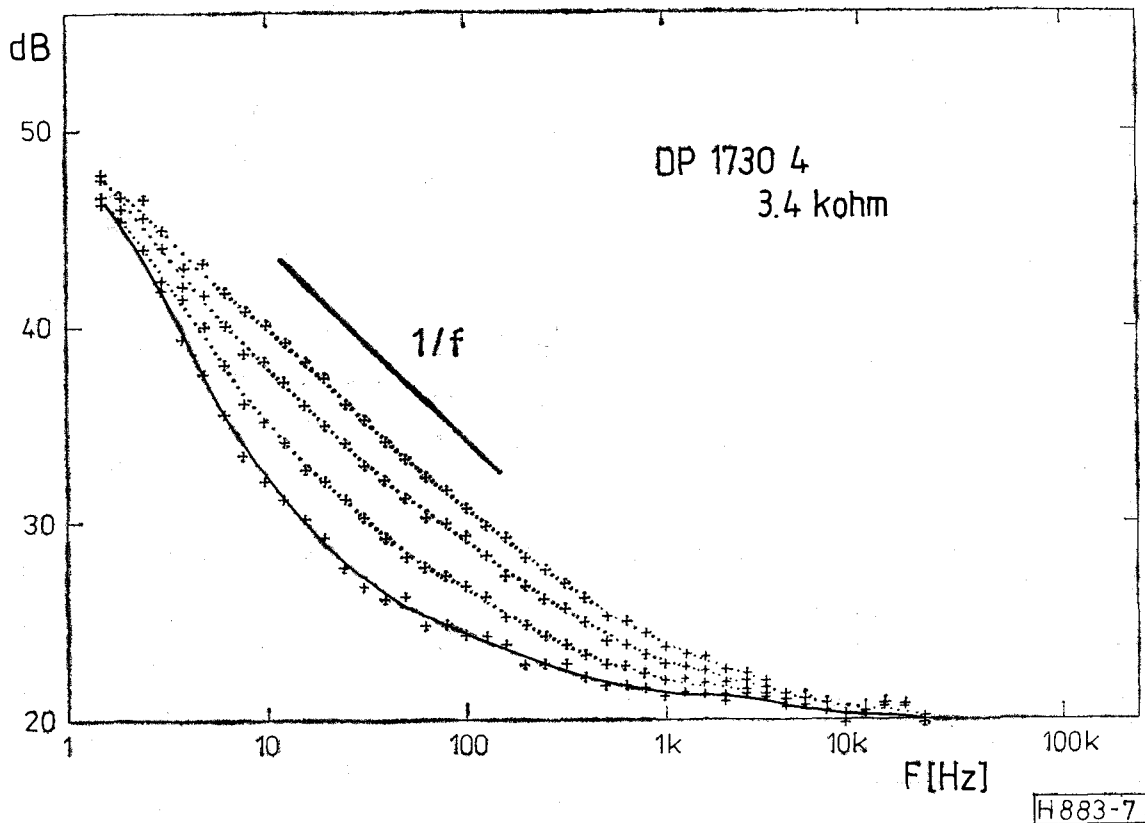
A teljes mérőállomás egy további 60 dB erősítésű kiszajú erősítéssel és egy Brüel & Kjaer 2131 típusú hangfrekvenciás spektrumanalizátorból áll (6. ábra). Mérés eredményt mutat be a 7. ábra. A négy görbét (alulról felfelé) 1, 2, 3 és 4 egység átfolyó egyenárammal vettük fel. Ha a járulékos zaj tisztán I^2/f karakterű lenne a (7) összefüggés szerint, akkor -45° iránýtangensű egyeneseknek kellene egymással párhuzamosan haladniuk egymástól rendre 6, 3,5 és 2,5 dB távolságban (alulról felfelé számítva). Nagyobb frekvenciákon a járulékos zaj csökken és beleolvad a fehér zajba.

A legelső görbe azonban jelentősen eltér a várttól: $1/f$ -nél lényegesen meredekebb tartománya is van, ami impulzuszajra utal. Érdekes, hogy némely komerciális pasztából előírt technológiával készített vastagréteg ellenállás éppúgy mutathat impulzus-zajt, mint egy olyan, amelyben mesterséges beavatkozással megszüntették az üveg kristályosodási hajlamát [27]. Az ellenállás szerkezetének megbontása azáltal, hogy az üvegfázist maratással részlegesen eltávolítjuk, lényegesen növeli a zajosságot [28]. A pasztaanyag, a technológia és a zajosság még kiderítendő kapcsolatai valószínűleg érdekes eredményekre fognak vezetni.

A zaj hőmérsékletfüggésének vizsgálata még viszonylag újkeletű [29, 30]; érdekes, hogy a hőmérséklet függvényében a járulékos zajnak minimuma van, de a zajminimum és az ellenállásminimum nem esik egybe és mindkettő a szobahőmérséklet közelében van. A hőmérsékletnek befolyása van a spektrumra is: a (7) összefüggésben szereplő β 100 K és 600 K között 0,9...1,2, monoton növekvő értékeket vesz fel [29].

Termofeszültség, Hali-feszültség

A termofeszültség és a Hali-feszültség előjeléből, hőmérsékletfüggéséből általában következtetni lehet egy szilárd test vezetési mechanizmusára, vezetési típusára. Ilyen méréseket vastagrétegen is elvégeztek, egyelőre nem sok eredménnyel.



7. ábra. Mérési eredmények vastagréteg ellenálláson. A függőleges tengely kezdőpontja önkényes

Termofeszültség hőmérsékleti gradiens hatására keletkezik. A gyakorlatban használt ellenállások termofeszültsége kicsiny, s ez alól a vastagrétegek sem kivételek. Mindenesetre zavaró az, hogy a PdO/Ag-Pd, illetve a bizmutruténát ellenállás egymással ellentétes előjelű termofeszültséget adott [31]. A hőmérséklet függvényében a termoelektromos együttartó monoton növekedett, abban a tartományban is, ahol a fajlagos ellenállásnak szélső értéke van. Az állandó előjelű és monoton növekvő termoelektromos együttartóból egyféle, míg az α előjelváltásából kétféle vezetési mechanizmusra következtethetünk. Az ellentmondást mindeddig nem sikerült feloldani.

Hali-feszültség akkor keletkezik, ha a mintát az átfolyó áram irányára merőleges mágneses térbe helyezzük. A Hali-feszültséget az előbb említett kettőre merőleges harmadik irányban mérhetjük. Félvezető vezetési típusa és adalékoltságának mértéke megállapítható a Hali-feszültség előjeléből és abszolút értékéből. A vastagréteg struktúrák Hali-feszültsége többnyire olyan kicsiny, hogy elvész a mérés zajában, illetve ha mérhető, előjele esetenként ellentmond a termoelektromos együttartóból meghatározható előjelnek.

Vezetési modellek

Egyértelműen megalapozott, minden részletében tisztázott vezetési modellt vastagrétegekre egyelőre nem sikerült alkotni. Már a vezető összetevőnél is nehézségbe ütközünk: bár a bizmutruténát és ólomruténát kristályszerkezete ismert — ún. pirolór rend-

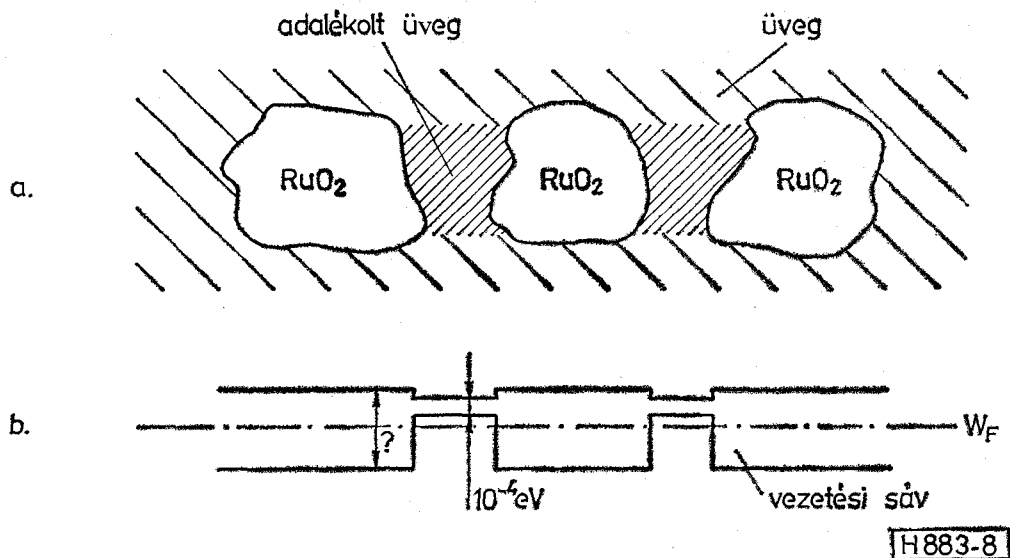
szerben kristályosodnak — csak annyit tudunk, hogy vezetőképességük a fémekéhez mérhető. Nem ismert a sáv szerkezet és az sem, hogy az α miért olyan szokatlanul kicsiny ($\rho = 7 \cdot 10^{-4} \dots 9 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}$ $T = 4,2 \dots 800 \text{ K}$ között [32]).

Vezető részecskék a 8a. ábra szerint lehetnek beágyazva az üvegbe. Beégetés előtt az üveg jó villamos szigetelő és optikailag átlátszó. Ez a két tény arra vall, hogy energiasáv-rendszerében egy széles tiltott sáv található, amely az elektronok áthaladását általában lehetetlenné teszi. A beégetés azonban döntően megváltoztat(hat)ja az üveg állapotát is és ez háromféle módon segítheti elő a vezetést [33]:

- nagy sűrűségű donorszintek beépülése által;
- mélyenfekvő energiaszintek beépülése által: ezek elősegíthetik a vezető szemcsék közötti alagút-áthaladást;
- nagyon keskeny, kollektivizált energiaszinteket tartalmazó energiasávnak az üveg tiltott sávjába beépülése által.

Az első lehetőséget általában elvetik, mert a tapasztalathoz képest jóval nagyobb hőmérsékletfüggést jósol. A második lehetőség gondosabb vizsgálatot igényel.

Amorf anyagokra kimutatták [34, 35], hogy rendszeren szerkezetükben sok, lokalizált betölthető energiaállapot van (ellentétben a fémekkel és félvezetőkkel, melyek vezetési sávjában kollektivizált energiaszintek vannak; ezeket bárhol tartózkodó elektronok betölthetik). Az ugró vezetés (hopping) elmélete szerint az elektronok egyik megengedett helyről a másikra ugrálva teszik meg a két vezető-



8. ábra. a) A tiszta üveg, a fémoxid és az adalékolt üveg vázlatos elhelyezkedése; b) elképzelt energia-sáv-diagram

szemcse közötti utat. Ennek az elméletnek az alapján írták fel a (2) összefüggést, amellyel magyarázni lehet — legalábbis jellegre helyesen — az ellenállás-hőmérséklet összefüggést.

Egy másik elképzelés szerint a szigetelő üvegen való áthaladás mechanizmusa az alagúthatás. Ki lehet azonban számítani, hogy a vezető részecskék egymástól való átlagos távolsága nagyobb, mint ami jelentős alagútáramhoz szükséges lenne (az áram fordítottan arányos az exponenciális függvény kitevőjében található távolsággal). Ezért feltételezik, hogy az üvegben levő energiaszintek „rezonáns centrumokként” segítik az alagúthataladást, látszólag lecsökkentve a megteendő távolságot [36].

Meg kell jegyezni, hogy a fenti két elképzelés egyáltalán nincs egymással ellentmondásban; az első inkább korpuszukulaként, a második pedig hullámként kezeli az elektront. Mindkét esetben (rossz) szigetelőt tételezünk fel a vezető szemcsék között: a kialakuló struktúra egy kis kondenzátor. Megvizsgálták ezért az ellenállás frekvenciafüggését, de jelentős kapacitív összetevőt nem találtak; talán azért nem, mert a szemcsék közti eredő kapacitás összemérhető a hordozó által bevitt kapacitással [24] és az utóbbinak a hatása elfedi az előbbiét.

A harmadik elképzelés szerint az üvegbe diffundáló adalékatomok hatására ott egy igen keskeny megengedett energiasáv alakul ki (8b. ábra). A Fermi-szint ezalatt kevéssel helyezkedik el, tehát az elektronok viszonylag kicsiny aktivációs energia hatására felkerülnek ebbe a sávba. Így magyarázni lehetne az alacsony hőmérsékleten negatív és kisértékű α -t. Magasabb hőmérsékleten a vezető szemcsék fémes vezetése dominál — erről a fémes vezetről azonban nem tudunk eleget, azt sem, hogy pl. a vezetési sáv milyen széles (8b. ábra). Ez a modell magyarázza legjobban az észlelt kicsiny Hali-feszültséget és termoelektromos együtthatót.

Közös vonása valamennyi fenti modellnek, hogy fontos szerepet tulajdonítanak az üveg szennyezőinek. Ezek származhatnak a vezető szemcsékből, de lehet-

nek külön adalékok. Az adalékok összetétele általában nem ismeretes — gyári titokként kezelik — és hatásukat csak empirikusan ismerik. Egy bizonyos: a vezetési egyszerű, klasszikus modelljei a vastagrétegekre nem alkalmazhatók.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] Ansell, M. P.: Conduction processes in thick film resistors. *Electrocomponent Science and Technology*, 3, 1976, p. 131—151.
- [2] Shah, J. S.—Hahn, W. C.: Material characterization of thick film resistor pastes. 28th Electronic Components Conference, Anaheim 1978, p. 234—243.
- [3] Kusy, A.: On the structure and conduction mechanism of thick resistive films. *Thin solid films* 37, 1976, p. 281—302.
- [4] Kusy, A.: Chains of conducting particles that determine the resistivity of thick resistive films. *Thin solid films* 43, 1977, p. 243—250.
- [5] Pike, G. E.: Conductivity of thick film (cermet) resistors as a function of metallic particle volume fraction. American Institute of Physics Conference Proceedings No 40, 1978, p. 366—371.
- [6] Maxwell, J. C.: A treatise on electricity and magnetism, Vol. 1., Clarendon Press, Oxford 1881.
- [7] Coutts, T. J.: Percolation conduction in mixed insulator-conductor systems. *Thin solid films* 38, 1976, p. 313—321.
- [8] Erdős, P.—Rényi, A.: On the evolution of random graphs. *Publ. Math. Inst. Hung. Acad. Sci.* 5, 1960, p. 17—61.
- [9] Pike, G. E.—Seager, C. H.: Percolation and conductivity: A computer study. *Physical Review B* 10, 1974/4, p. 1421—1446.
- [10] Smith, D. P. H.—Anderson, J. C.: Theory of electrical conduction in particulate systems. *Philosophical Magazine B*, 43, 1981/5, p. 797—810.
- [11] Boonstra, A. H.—Mutsaers, C.: The effect of particle size on the temperature coefficient of resistance of thick film resistors. *Thin solid films* 67, 1980, p. 13—20.
- [12] Carcia, P. F.—Ferretti, A.—Suna, A.: Particle size effects in thick film resistors. *J. Appl. Phys.* 53, 1982/7, p. 5282—5288.

- [13] Forlani, F.—Prudenziati, M.: Electrical conduction by percolation in thick film resistors. *Electrocomp. Sci. and Technol.* 3, 1976, p. 77–83.
- [14] Prudenziati, M.: On the temperature coefficient of resistivity in thick film resistors and the percolation model. *Alta Frequenza* 46, 1977/6, p. 287–288.
- [15] Canali, C. and al.: Piezoresistive effects in thick film resistors. *J. Appl. Phys.* 51, 1980/6, p. 3282–3288.
- [16] Morten, B. and al.: Strain sensitivity in film and cermet resistors: measured and physical quantities. *J. Phys. D.*, 12, 1979, p. L51–L54.
- [17] Shah, J. S.: Strain sensitivity of thick film resistors, 30th Electronic Components Conference 1980, San Francisco, p. 410–421.
- [18] Ambrózy, A.: *Electronic Noise*. Akadémiai Kiadó, Budapest — McGraw-Hill, New York, 1982.
- [19] Ambrózy, A.: Szemcsés szerkezetű ellenállások 1/f zaja. *Finommechanika-Mikrotechnika* 20, 1981/11, p. 321–322.
- [20] Hooge, F. N.: 1/f noise is no surface effect. *Phys. Lett.* 29/A, 1969/3, p. 139–140.
- [21] Hooge, F. N.: 1/f noise. *Physica* 83B, 1976, p. 14–23.
- [22] Kuo, C. Y.—Blank, H. G.: The effects of resistor geometry on current noise in thick film resistors. *Hybrid Microel. Symp.* 1968, p. 153–160.
- [23] Vandamme, L. K. J.: Criteria of low noise thick film resistors. *Electrocomp. Sci. and Technol.* 4, 1977, p. 171–177.
- [24] de Jeu, W. H.—Geuskens, R. W. J.—Pike, G. E.: Conduction mechanisms and 1/f noise in thick film resistors with $Pb_3Rh_7O_{15}$ and $Pb_2Ru_2O_7$. *J. Appl. Phys.* 52, 1981/6, p. 4128–4134.
- [25] Ambrózy, A.: Variance noise simulations. *Noise in Physical Systems*, Ed. D. Wolf, Springer, Heidelberg, 1978.
- [26] Ambrózy, A.: Hőérzékelők optimális zajillesztése. *Híradástechnika* 28, 1977/6, p. 161–165.
- [27] Ambrózy, A.—Wollitzer, G.: Vastagréteg ellenállások járulékos zajának vizsgálata. Előadás a BME Villamosmérnöki Karának jubileumi ülészakán, 1983. április.
- [28] Prudenziati, M.—Morten, B.—Masoero, A.: Temperature dependence of 1/f noise in thick film resistors. *Proc. of the Sixth International Conference on Noise in Physical Systems*, National Bureau of Standards Special Publication 614, 1981, p. 202–205.
- [29] Chen, T. M.—Su, S. F.—Smith, D.: 1/f noise in Ru-based thick film resistors. *Solid State Electronics* 25, 1982/8, p. 821–827.
- [30] Ambrózy, A.—Wollitzer, G.: Noise investigations on thick film resistors. *Proc. of the Physical Measuring Methods in Electrotechnology*, Prenet (Csehszlovákia) 1982, p. 9–14.
- [31] Prudenziati, M.—Cattaneo, A.: Thermoelectric power in thick film resistors. *Electrocomp. Sci. and Technol.* 3, 1976, p. 181–183.
- [32] Van Loan, P. R.: Ternary oxides of ruthenium and their use in TFR glazes. *Ceram. Bull.* 51, 1972, p. 231.
- [33] Prudenziati, M.: Conduction mechanisms in thick film resistors. *Third European Hybrid Microelectronics Conference*, Avignon 1981, p. 1–10.
- [34] Ambegaokar, V.—Hatperin, B. I.—Lauger, J. S.: Hopping conductivity in disordered systems. *Phys. Rev. B* 4, 1971/8, p. 2612–2620.
- [35] Mott, N. F.—Davis, E. A.: *Electronic processes in noncrystalline materials*, Oxford University Press, 1979.
- [36] Pike, G. E.—Seager, C. H.: Electrical properties and conduction mechanisms of Ru-based thick-film (cermet) resistors. *J. Appl. Phys.* 48, 1977/12, p. 5152–5169.