

MIKRO BOLOMETER (I: TEORETIČNE OSNOVE)

Marijan Maček

Fakulteta za Elektrotehniko, Laboratorij za mikroelektroniko, Ljubljana

Ključne besede: bolometri polisilicijevi, bolometri mikro, mikroelektronika, NETD razlika temperaturna ekvivalenta šumnega, NEP moč šuma ekvivalentna, osnove teoretične, meje temeljne, detektivnost, odzivnost, Johnson šum, šum fononski, IR sevanja infrardeča, IR detektorji sevanja infrardečega, IR senzorji sevanja infrardečega, ločljivost temperaturna

Povzetek: V mejnem primeru, ko je napetostni šum omejen z Johnsonovim šumom $(4kTR)^{1/2}$, sledi na osnovi teoretičnih predpostavk, da je za dobro detektivnost bolometrov ključnega pomena dobra izolacija senzorja, oziroma majhna toplotna konduktanca G , medtem ko temperaturni koeficient spremembe upora β v mejnem primeru sploh ni pomemben. Najmanjša zaznavna temperaturna razlika NETD narašča v tem primeru sorazmerno z $G^{1/2}$. V bolj realističnem primeru, ko je šum omejen s šumom zaradi fluktuacij temperature (fononski šum), pa se NETD povečuje linearno s toplotno konduktanco G in pada s kvadratnim korenom temperaturnega koeficienta upornosti β .

Micro Bolometer (Part I: Theoretical Backgrounds)

Keywords: polysilicon bolometers, micro bolometers, microelectronics, NETD, Noise Equivalent Temperature Difference, NEP, Noise Equivalent Power, theoretical backgrounds, fundamental limits, detectivity, responsivity, Johnson noise, phonon noise, IR radiation, InfraRed radiation, IR detectors, InfraRed detectors, IR sensors, InfraRed sensors, temperature resolution

Abstract: In the extreme case, when the noise of bolometer is limited by Johnson noise $(4kTR)^{1/2}$, the insulation of the sensor from the substrate is of the crucial importance. Therefore heat conductance G , and not the temperature coefficient of resistance β is the limiting factor for sensor detectivity. In this extreme case the fundamental limits for noise equivalent temperature difference NETD is proportional to $G^{1/2}$. On the other hand, when the noise is limited by the thermal fluctuations (phonon noise) the NETD is proportional to G and inversely proportional to square root of β .

1. UVOD

Za detekcijo toplotnega (IR) sevanja se uporabljajo v glavnem dve skupini senzorjev. V prvo sodijo tako imenovani fotonski detektorji (fotoprevodni, fotonapetostni...), pri katerih se tvorijo v snovi pod vplivom radiacije pari elektron-vrzel. Ker so zelo hitri in občutljivi so bili do nedavnega edini primerni detektorji za uporabo na področju termovizije. Imajo pa dve pomanjkljivosti:

- zaradi velikega temnega toka običajno potrebujejo hlajenje na zelo nizke temperature.
- njihov odziv je odvisen od valovne dolžine svetlobe tako, da ne zaznavajo svetlobe z valovno dolžino večjo od kritične valovne dolžine (približno $12\ \mu\text{m}$), ki je določena z izbiro detektorskega materiala.

V drugo skupino detektorjev IR sevanja sodijo toplotni detektorji, v katerih se termična energija sevanja pretvori v toploto. Kljub temu, da so nekaj velikostnih redov manj občutljivi od fotonskih, so naleteli na široko uporabo. Njihov odziv ni odvisen od valovne dolžine in so preprosti za uporabo in vzdrževanje, saj ne potrebujejo nobenega hlajenja. Do nedavnega so se uporabljali predvsem za nekontaktno merjenje temperature in razne opozorilne (alarmne) naprave. V zadnjem času, pa je razvoj mikromehanike in materialov omogočil celo izdelavo nehlajenih nizov (array) za uporabo v termoviziji $1/\text{f}$.

Toplotni detektorji pretvarjajo IR sevanje v toploto, zaradi česar se spremeni temperatura detektorja. Sprememba temperature se prevede v spremembo izhodnega signala na osnovi $2/\text{f}$:

- spremembe upornosti (kovinski, polvodniški, superprevodni, feroelektrični bolometri)

- spremembe termonapetosti
- spremembe tlaka (Gollayeva celica)
- piroelektričnega efekta....

V nadaljnjem si bomo ogledali osnovne za uporabo nehlajenih toplotnih detektorjev za detekcijo IR sevanja, pri čemer se bomo usmerili predvsem na bolometre, ki so najperspektivnejši med vsemi zgoraj naštetimi vrstami $1/\text{f}$.

2. TEORETIČNE OSNOVE NEHLAJENIH TOPLOTNIH DETEKTORJEV

Pri načrtovanju toplotnih detektorjev se običajno izhaja iz želje po izbiri materiala s čim večjo odzivnostjo, to je razmerju spremembe merjene lastnosti zaradi vpliva sevanja IR sevanja. V primeru uporavnih bolometrov se tako želi izbrati material z največjim možnim termičnim koeficientom spremembe električne upornosti R

$$TC = \beta = \frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dT} \right) \quad (1)$$

Podobno se želi tudi v primeru uporabe ostalih mehanizmov detekcije izbrati tak mehanizem ali material, ki ima čim večji termični koeficient.

Uspešnejši je pristop pri katerem optimiziramo toplotno izolacijo detektorja. V naslednjem podpoglavju bo teoretično prikazano, kakšen odziv bolometra na sevanje lahko pričakujemo in ali se lahko približamo ultimativnim mejam, to je mejam, ko bo šum bolometra omejen samo z šumom zaradi termičnih fluktuacij nosilcev naboja. V tem primeru lahko pričakujemo, da bo najmanjša zaznavna temperaturna razlika (NETD) blizu limitni vrednosti, ki jo predstavlja šum ozadja.

2.1 Odziv toplotnega detektorja na modulirano IR svetlobo

Spremembo temperature ΔT mikrobolometra kateremu pripišemo toplotno kapaciteto C in toplotno konduktanco G , ob predpostavki, da je efektivna absorpcija η , pod vplivom časovno modulirane svetlobe $P(t) = P_0 e^{i\omega t}$ s frekvenco ω ($= 2\pi\nu$) in amplitudo P_0 , izračunamo iz naslednje enačbe /3, 4/:

$$C \frac{d(\Delta T)}{dt} + G(\Delta T) = I^2 R + \eta P_0 e^{i\omega t} \quad (2)$$

V enačbi je upoštevana časovno neodvisna Joulova toplota $I^2 R$ zaradi obremenitve s konstantnim tokom I . Zaradi tega se dvigne temperatura bolometra. Konstantni dvig temperature zaradi Joulovega segrevanja izračunamo iz naslednje enačbe:

$$G\Delta T = I^2 R(T, I) \quad (3)$$

V primeru, da je koeficient β temperaturno neodvisen, velja zveza $R = R_0(1 + \beta\Delta T)$ in enačba (3) preide v znano Schafftovo enačbo za spremembo temperature ali upornosti vodnika, skozi katerega teče električni tok /5/:

$$\Delta T = \frac{1}{\beta} \frac{I^2}{I_0^2 - I^2}, \quad \frac{R(I)}{R(I=0)} = \frac{1}{1 - (I/I_0)^2} \quad (4)$$

V njej je konstanta I_0 (karakteristični tok za bolometer) definirana kot

$$I_0^2 = \frac{P}{\Delta R} = \frac{G}{\beta_0 R_0} \quad (5)$$

- β_0 = temperaturni koeficient spremembe upornosti pri 300 K,
- R_0 = upor pri sobni temperaturi in $I \rightarrow 0$ A.

Iz enačbe (5) lahko na preprost in hiter način določimo toplotno konduktanco G , to je parameter, ki enolično določi lastnosti detektorja. Enačba velja za pozitiven temperaturni koeficient β . V tem primeru upor (in temperatura) bolometra, ki ga segrevamo s tokom $I \rightarrow I_0$ močno naraste. V primeru negativnega koeficienta (polprevodniki, primer polisilicija) sledi, da se upornost s segrevanjem znižuje in pade v primeru konstantnega temperaturnega koeficienta na $1/2$.

Rešitev enačbe (2), v kateri upoštevamo samo časovno spremenljivo komponento moči (sevanje), je naslednja:

$$\Delta T = \frac{\eta P_0}{G(1 + (\omega\tau)^2)^{1/2}} \quad (6)$$

V njej je toplotna časovna konstanta τ podana kot razmerje med kapaciteto in konduktanco.

$$\tau = C/G \quad (7)$$

Dvig temperature pod vplivom vpadlega sevanja je torej obratno sorazmeren s toplotno konduktanco, kar seve-

da pomeni, da jo je potrebno čim bolj zmanjšati. Po drugi strani pa je potrebno ustrezno zmanjšati tudi toplotno kapaciteto detektorja. Le na ta način se zagotovi čim večja sprememba temperature, podana z enačbo (6).

Sprememba upornosti bolometra, skozi katerega teče električni tok I , in ob predpostavki, da je temperaturni koeficient upornosti β neodvisen od temperature (za polprevodne materiale velja to le v ozkem območju, drugače pa je eksponentno odvisen od temperature), je enaka:

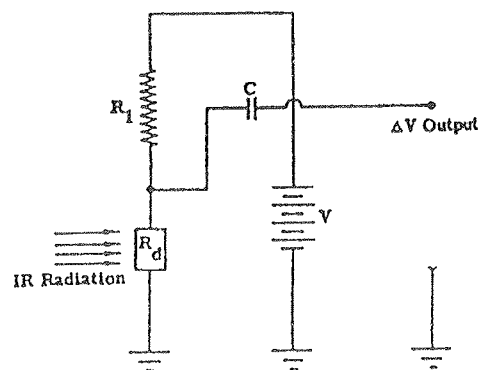
$$\Delta R = R(I)\beta \cdot \Delta T = R(T_s)\beta \frac{\eta P_0}{G(1 - (I/I_0)^2)(1 + (\omega\tau)^2)^{1/2}} \quad (8)$$

Odzivnost bolometra S je določena kot sprememba padca napetosti na enoto vpadle radiacije. Za preprosto vezavo, prikazano na sliki 1a, velja pri pogoju $R_1 \gg R_d$ naslednja zveza /3/:

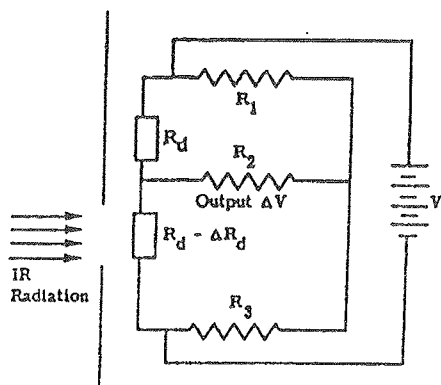
$$S = \frac{V_s}{P_0} = \frac{R_1}{(R_1 + R_d)} \cdot \frac{\ln \beta R_d}{G(1 + (\omega\tau)^2)^{1/2}} \approx \frac{\ln \beta R_d}{G(1 + (\omega\tau)^2)^{1/2}} = \frac{\ln \beta R_d(T_s)}{G(1 + (\omega\tau)^2)^{1/2} (1 - (I/I_0)^2)}$$

Podoben rezultat dobimo tudi za mostično vezavo prikazano na sliki 1b.

Iz enačbe (9) vidimo, da je odzivnost obratno sorazmerna s toplotno konduktanco G in kakor je za pričakovati sorazmerna s koeficientom β . To pomeni, da lahko s primerno uporabo tehnološko obvladanih materialov in z uporabo mikromehanskih postopkov, ki zmanjšajo konduktanco na zelo nizek nivo, dosežemo mnogo boljša razmerja β/G , kot če se posvetimo izbiri "eksotičnega" materiala s čim višjim temperaturnim koeficientom β . Po drugi strani vidimo iz enačbe (9), da odzivnost narašča s tokom. V primeru negativnega temperaturnega koeficienta (polprevodniki, polisilicij) je največja odzivnost dosežena pri $I = I_0$, medtem, ko v



Slika 1a. Vezava bolometra za spremljanje časovno modulirane radiacije.



Slika 1b. Mostična vezava bolometra za spremljanje konstantnega signala.

primeru negativnega temperaturnega koeficienta hitro narašča s tokom, vendar smo omejeni z dvigom temperature, ki preseže vse vrednosti, ko se tok I približuje I_0 .

2.2 Detektivnost toplotnega detektorja

Velikost izmerjenega signala $V_s = RP_0$ je pomembna, vendar je še bolj pomembno razmerje med signalom V_s in napetostnim šumom V_j . Možne so tri vrste šuma:

- Johnsonov V_j , zaradi termičnega gibanja nosilcev naboja
- šum zaradi fluktuacij temperature, imenovan tudi fononski šum.

Oba sta frekvenčno neodvisna (bela šuma). Pri nizkih frekvencah pa lahko postane pomemben tudi

- $1/f$ šum, ki je lahko posledica rekombinacijsko generacijskih pojavov v polprevodnih materialih ali pa pojavov na površinah in mejah /6/.

Johnsonov šum opišemo z enačbo

$$V_j = \sqrt{4kTRB} \quad (10)$$

k = Boltzmanova konstanta, 1.38×10^{-23} J/K

B = pasovna širina

medtem ko napetostni šum zaradi temperaturnih fluktuacij znaša /1/:

$$V_T = \beta(T)R(I) \cdot (\Delta T^2)^{1/2} = \beta R \cdot \sqrt{kT^2/C} \quad (11)$$

Enačba kaže, da je ta šum linearen s tokom. V primeru, da je toplotna konduktanca G dovolj majhna (vakuum, prevodne povezave dolžine > 50 kvadratov ($=W/l$)) in obremenimo bolometer z majhnim tokom (glej enačbo (5) za karakteristični tok I_0), se šum zaradi temperaturnih fluktuacij približuje mejni vrednosti, podani z Johnsonovim šumom.

Takoj se seveda postavi vprašanje, pri kateri vpadni moči (NEP) bo odziv detektorja enak (ekvivalenten) šumu. Na splošno velja, da je moč NEP_n ekvivalentna šumu V_n enaka

$$NEP_n = \frac{V_n}{S} \quad (12)$$

Količina, ki določi kvaliteto detektorja, je njegova detektivnost D ($\text{cmHz}^{1/2}/W$). Maksimalna detektivnost je definirana kot razmerje med izmerjenim padcem napetosti (signalom V_s) in Johnsonovim šumom V_j , vpadlo močjo P , upošteva pa se tudi površina detektorja A . Določena je kot /1/:

$$D_j = \frac{(A_d B)^{1/2} V_s}{P V_j} = \frac{(A_d B)^{1/2}}{V_j} \Re = \frac{\beta \eta R^{1/2} A^{1/2}}{G \sqrt{4kT(1 + \omega^2 \tau^2)}} \quad (13)$$

Praktično dosegljiva detektivnost, omejena s šumom V_t zaradi termičnih fluktuacij, znaša ob obremenitvi s karakterističnim tokom I_0 (samo v primeru negativnega temperaturnega koeficienta, drugače manj)

$$D_t = 2D_j \sqrt{\frac{BC}{\beta GT}} \quad (14)$$

Iz gornjih enačb ponovno vidimo, da je detektivnost obratno sorazmerna s konduktanco. Zato je za doseganje visoke odzivnosti in detektivnosti predvsem pomembna dobra toplotna izolacija, oziroma nizka toplotna konduktanca G , seveda ob primerno nizki toplotni kapaciteti C , zaradi ohranjanja časovne konstante τ , (enačba (7)) v željenih mejah. Iz enačbe (14) za šum pri obremenitvi s karakterističnim tokom I_0 sledi, da je ob upoštevanju zahtevane frekvence slike ($\nu = 25\text{--}30$ Hz), dosegljivo naslednje razmerje detektivnosti

$$D_t/D_j = \sqrt{2/B} \sqrt{1/\beta \pi \nu T}.$$

Minimalna temperaturna razlika, ki jo lahko zazna bolometer, je podana z razmerjem med močjo ekvivalentno šumu (16) in spremembo izsevanega energijskega toka črnega telesa, ki vpade na detektor v odvisnosti od temperature, merjeno znotraj intervala $\lambda_1\text{--}\lambda_2$ enaka $(dj/dT)_{\lambda_1\text{--}\lambda_2}$, pri čemer še upoštevamo lastnosti uporabljene optike s $f/no = F$ in s prepustnostjo τ_0 .

$$NETD = \frac{NEP_n}{A_d \left(\frac{dj}{dT} \right)_{\lambda_1\text{--}\lambda_2}} = \frac{(4F^2 + 1)B^{1/2}}{DA^{1/2}\tau_0 \left(\frac{dj}{dT} \right)_{\lambda_1\text{--}\lambda_2}} \quad (15)$$

2.3 Teoretične meje bolometrov

Postavlja se vprašanje, kakšna je teoretična omejitev bolometrov, oziroma drugače rečeno, katero najmanjšo energijo bo bolometer zaznal in kakšna bo minimalna zaznana temperaturna razlika.

Dobro skonstruirani bolometri bi naj bili omejeni z Johnsonovim šumom. Moč, ekvivalentna Johnsonovemu šumu (NEP_j), znaša /2/

$$NEP_j = \sqrt{4kT_d^2 BG} \quad (16)$$

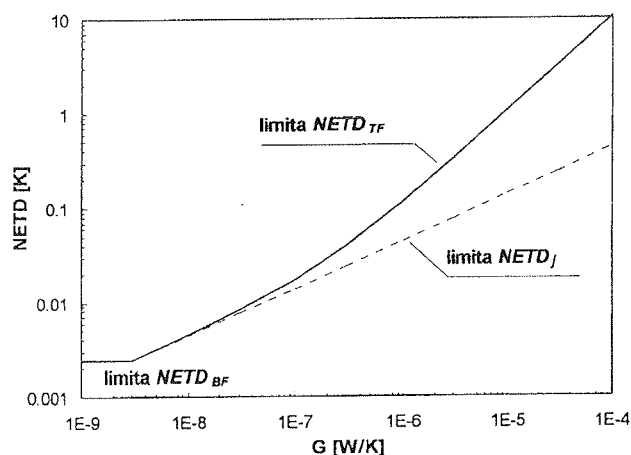
V tem primeru sledi iz enačbe (12), da je najmanjša temperaturna razlika, ki jo lahko bolometer zazna, sorazmerna z $G^{1/2}$ in je enaka:

$$NETD_{TF_j} = \frac{2(4F^2 + 1)T_d(kBG)^{1/2}}{\eta \cdot A_d \left(\frac{dj}{dt} \right)_{\lambda_1 - \lambda_2}} \quad (17)$$

V bolj realnem primeru, ko je šum omejen s šumom zaradi fluktuacij temperature V_t , sledi iz enačb za detektivnost (13) in (14), da je $NETD_{TF,T} = 1/2 \cdot NETD_{TF,j} \cdot (\beta G/C)^{1/2}$. Sposobnost detekcije torej linearno narašča z konduktanco G in pada samo s kvadratnim korenom temperaturnega koeficienta.

V primeru, ko pa bi imeli idealni detektor brez šuma in neskončno dobro izolacijo, bi bila njegova sposobnost zaznavanja temperaturne razlike omejena s šumom ozadja. Če upoštevamo, da je v tem primeru efektivna konduktanca posledica sevanja $G_{ef} = 4\eta A \sigma T^3$, sledi iz enačbe (16) naslednji izraz za minimalno dosegljivo temperaturno ločljivost "neskončno" dobro izoliranega detektorja:

$$NETD_{BF} = \frac{(4F^2 + 1)}{\left(\frac{dj}{dT} \right)_{\lambda_1 - \lambda_2}} \left[\frac{8k\sigma \cdot B(T_d^5 + T_b^5)}{\eta \cdot A_d} \right]^{1/2} \quad (18)$$



Slika 2. Najmanjša zaznavna temperaturna razlika, izračunana za nehlajeni bolometer ob naslednjih predpostavkah:

- $A_d = 50 \times 50$ mm
- absorpcija = 50%
- faktor polnitve = 50%
- optična transmisija $\tau = 90\%$
- optika s $f/no = 1$
- frekvenca = 30 Hz
- temp. ozadja = 300K
- temp. koeficient = 2%

Črtna krivulja predstavlja $NETD_j$ (omejeno s šumom V_j) in je povzeta iz ref. [1], polna krivulja $NETD_{TF}$ in upošteva tudi šum V_{TF} iz enačbe (11).

Teoretična najmanjša temperaturna razlika za "neskončno" dobro izolirane senzore pri pasovni širini $B = 30$ Hz in temperaturi detektorja $T_{d,b} = 300$ K znaša okrog 0.002 K.

Odvisnost NETD je prikazana na sliki 2. Črtna krivulja je povzeta iz reference [1] in predstavlja mejo $NETD_j$ (samo Johnsonov šum), dodana pa je krivulja za $NETD_{TF}$ (polna črta), izračunana za primer, ko je omejujoč dejavnik šum zaradi temperaturnih fluktuacij in je temperaturni koeficient enak 2%. Vidimo, da se pri konduktancah okrog 100 nW/K približamo fundamentalni limiti za ločljivost detektorja, medtem ko pri okrog 3 nW/K dosežemo ločljivost enako šumu ozadja.

3. ZAKLJUČEK

Na osnovi prikazanih teoretičnih predpostavk sledi, da je za izdelavo dobrega bolometra pomembna predvsem dobra toplotna izolacija, in manj sprememba opazovane fizikalne količine zaradi spremembe temperature.

Stanje današnje tehnologije površinske mikromehanske obdelave omogoča doseganje željenih vrednosti za toplotno konduktanco, $G < 1 \mu W/K$, na voljo pa so tudi dobro okarakterizirani materiali, kot sta polisilicij s temperaturnim koeficientom od -1 - -2 %/K za senzorski material in SiN za absorber in kot eventualna nosilna struktura.

Upravičeno se torej lahko pričakuje, da se da na osnovi omenjenih materialov in tehnologij izdelati ustrezne bolometre s temperaturno ločljivostjo NETD pod 0.1 K.

4. LITERATURA

- /1/ P.W. Kruse, Design of Uncooled Infrared Imaging Arrays, SPIE 2746 Infrared Detectors and Focal Plane Arrays IX, Orlando, FL, April 1996
- /2/ P.W. Kruse, Uncooled IR Focal Plane Arrays, AeroSense 1996, Los Angeles 10. Apr. 1998
- /3/ W. D. Rogatto, Electro-Optical Components, Infrared Information Analysis Center, Environmental research Institute of Michigan and SPIE Optical Engineering Press, Bellingham 1993.
- /4/ P.L. Richards, Bolometers for infrared and millimeter waves, J. Appl. Phys, 76 (1), 1994, 1-24
- /5/ H.A. Schafft, Thermal Analysis of Electromigration Structures, IEEE Trans, ED-34, 1987, 664-672
- /6/ H.C. Wright, Elementary Semiconductor Physics, Van Nostrand Reinhold, NY, 1979

Dr. Marijan Maček, dipl.ing.
Fakulteta za Elektrotehniko, Laboratorij
za mikroelektroniko
University of Ljubljana, Faculty of Electrical
Engineering, Laboratory for Microelectronics
SI 1000 Ljubljana, Tržaška c. 25
Tel.: +386 61 1768 301
E-mail: marijan.macek@fe.uni-lj.si

Prispelo (Arrived): 22.5.1998

Sprejeto (Accepted): 7.7.1998