Piroelektromos anyagok vizsgálata

A mérés célja: Megismertetni a hallgatókat a piroelektromos illetve ferroelektromos anyagok legfontosabb tulajdonságaival, ezek mérési módszereivel és a piroelektromos effektus gyakorlati alkalmazásával a piroelektromos detektor példáján.

Ennek érdekében :

- összefoglaljuk a ferroelektromos anyagokra vonatkozó legfontosabb ismereteket,
- felvesszük egy ferroelektromos anyag hiszterézisgörbéjének, a remanens polarizációnak és a koercitív térnek a hőmérséklet-függését, és meghatározzuk az anyag Curie-hőmérsékletét,
- meghatározzuk az anyag piroelektromos együtthatójának hőmérsékletfüggését,
- megvizsgálunk egy infravörös sugárzás érzékelésére alkalmas piroelektromos detektort.

1. Elméleti összefoglaló

A dielektrikumok egyik jellegzetes tulajdonsága, hogy elektromos tér hatására polarizálódnak, ami a bennük a tér által létrehozott , illetve a tér nélkül is meglévő dipólusok rendeződésének következménye. A dipólusok orientációjának mértékét – az anyag polarizálódását - jellemezhetjük a $\mathbf{p_i}$ molekuláris dipólusmomentum vektorok összegével, vagyis az anyag teljes dipólusmomentumával ($\mathbf{P_T}$):

$$\mathbf{P_T}=\sum_i \mathbf{p_i} \qquad (1)$$

ahol az i index az egyes molekuláris dipólusokat jelöli. Ez a mennyiség azonban lokális jellemzésre nem Alkalmas, ezért a polarizációt inkább a térfogategység dipólusmomentumával szokás jellemezni:

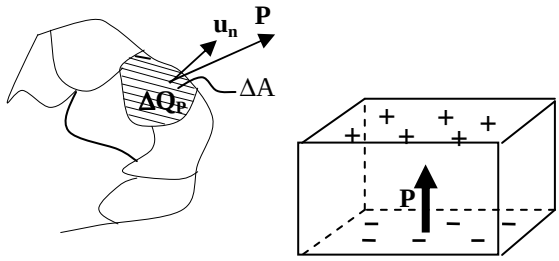
$$\mathbf{P}=d\mathbf{P_T}/dV \qquad (2)$$

Ahol $d\mathbf{P_T}$ a dV térfogat teljes dipólusmomentuma. Az így definiált vektormennyiség az elektromos polarizáció, vagy polarizáció vektor. A polarizáció egyik következménye az, hogy az anyag belsejében létrejött dipólusok saját elektromos tere is megjelenik, így ott az elektromos térerősség a külső elektromos tér és a dipólusok lokális terének eredője lesz. Egy másik fontos következménye az, hogy a polarizált anyag határfelületén elektromos töltések jelennek meg. Mint kimutatható, egy $\mathbf{u_N}$ **normálisú,** ΔA nagyságú felületelemen (1a. ábra) ahol a polarizáció **P**, a polarizációs töltés nagyságát (ΔQ_P) az alábbi összefüggés adja meg:

$$\Delta Q_P=\Delta A\ \mathbf{u_N}\mathbf{P} \qquad (3)$$

Ennek megfelelően, egy derékszögű hasáb alakú mintán, amelyben a polarizáció vektor homogén, és merőleges az egyik szemben lévő lappárra (1b. ábra), az ezen a két lapon megjelenő polarizációs töltések nagysága (Q_P)

$$Q_P=AP. \qquad (4)$$



1.a ábra 1.b ábra

1.1 Piroelektromos anyagok, piroelektromos effektus

Az anyagban elektromos polarizációt (illetve polarizáció-változást) többféle hatás okozhat. (részletesebben l. a „Piezoelektromos állandók mérése” c. laboratóriumi segédletben), vannak azonban olyan anyagok, amelyekben külső hatás nélkül is kialakulhat nullától különböző polarizáció. Az így létrejött polarizációt *spontán polarizációnak* (P_S), a spontán polarizációval rendelkező anyagokat pedig *piroelektromos anyagok*nak nevezik. Anélkül, hogy a részletekbe belemennénk, megjegyezzük, hogy a spontán polarizáció kialakulásának energetikai okai vannak: az anyag ilyen módon kedvezőbb energetikai állapotba kerül a polarizálatlanhoz képest. Kristályokban spontán polarizáció csak a kristályszerkezet által maghatározott irányban (vagy irányokban) jöhet létre, az ilyen irányt (irányokat) a kristály poláris tengelyének (tengelyeinek) nevezik.

A piroelektromos anyag spontán polarizációját elvileg a felületén elhelyezkedő polarizációs töltések mérése útján a (3) illetve (4) egyenlet alapján határozhatjuk meg. A töltések például úgy lennének mérhetők, hogy a két ellenkező előjelű töltést tartalmazó felületen elektródokat helyezünk el, és mérjük az összekötésük után folyó áramot. Ez a közvetlen módszer azonban nem alkalmazható, mert a polarizált dielektrikum felületén a polarizációs töltések általában közvetlenül nem figyelhetők meg. Ennek oka az, hogy az anyag belsejéből, vagy a környező közegből (pl. levegő) kompenzáló töltések áramlanak a felületekre, és igen rövid idő alatt semlegesítik a polarizációs töltéseket (2a ábra).

A polarizáció változása azonban meghatározható, hiszen ez a felületi töltések mennyiségének változásával jár, ami a 2b. ábrán látható módon a külső áramkörben áramot létesít, még mielőtt egyéb töltéskiegyenlítő effektusok számottevő hatást fejthetnének ki. Az ilyenkor folyó polarizációs ára (4) alapján:

$$I_P = \frac{\Delta Q_P}{\Delta t} = A\frac{\Delta P}{\Delta t} \ . \qquad (5)$$

Eszerint az áram mérésével a polarizáció változásának sebessége (5) alapján meghatározható.

A piroelektromos anyagok a nevüket arról a jellegzetes tulajdonságukról kapták, hogy spontán polarizációjuk függ a hőmérséklettől, és ezért hőmérsékletváltozás hatására felületükön elektromos töltés jelenik meg. Ez a jelenség a *piroelektromos effektus*. A hőmérsékletváltozás ($\Delta\Theta$) által (állandó mechanikai feszültség és állandó külső elektromos tér esetén) okozott spontán polarizáció-járulék i-edik komponense a

$$P_{Si} = \gamma_i \Delta\Theta \qquad (6)$$

egyenlettel adható meg (i=1, 2, 3), ahol γ_i a piroelektromos állandó-vektor i-edik komponense. Mivel a mérés során egyetlen polarizációs iránnyal rendelkező anyagot vizsgálunk, a (6) egyenletet index nélküli alakban is használhatjuk az alábbiak szerint: *3* iránynak – a szokásoknak megfelelően – a spontán polarizáció irányát választjuk, így $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, ezért bevezetve a $\gamma_3 = \gamma$, és a $P_{S3} = R_S$ jelölést, a piroelektromos effektus által okozott polarizáció-járulékra a

$$P_S = \gamma\Delta\Theta \qquad (7)$$

összefüggést kapjuk.

A piroelektromos effektus kísérletileg úgy vizsgálható, hogy a piroelektromos anyagból megfelelő módon kivágott mintát a 2. ábrán látható áramkörbe kapcsoljuk, és változtatjuk a hőmérsékletét. Ekkor a (7) egyenletnek megfelelően változik a minta polarizációja, ami a külső körben (5) alapján az

$$I_P = \gamma \cdot A\frac{\Delta\Theta}{\Delta t} \qquad (8)$$

polarizációs áramot okoz. (Ezt az áramot - eredetére utalva – gyakran piroáramnak nevezik.) Ha tehát ismerjük a minta hőmérsékletének időbeli változását, akkor a piroáram mérésével (8)-ból a piroelektromos együttható meghatározható.

Méréseink során az egyik legismertebb piroelektromos kristályt a triglicinszulfátot (TGS) vizsgáljuk, de gyakran használt piroelektromos anyag a bárium titanát ($Ba\ TiO_3$) és a lítium niobát ($LiNbO_3$) is. Ezenkívül használnak piroelektromos kerámiákat (ezek porrátört piroelektromos kristályból préseléssel és kiégetéssel készült anyagok), sőt az utóbbi időben piroelektromos polimer fóliákat is készítenek.

1.2 Ferroelektromos anyagok, ferroelektromos hiszterézis

A kristályos piroelektromos anyagok egy részében a spontán polarizáció iránya külső elektromos térrel megváltoztatható. Ha a polarizációnak csak egy lehetséges iránya van, akkor ez azt jelenti, hogy a polarizáció vektor ellenkező irányúvá tehető, több polarizációs irány esetén pedig a lehetséges irányok bármelyikébe beforgatható. Az ilyen – változtatható irányú spontán polarizációval rendelkező – piroelektromos anyagokat *ferroelektromos anyagok*nak nevezik.

Ha egy ferroelektromos anyagból készült makroszkopikus minta polarizációját megvizsgáljuk, akkor azt találjuk, hogy abban a spontán polarizáció iránya rendszerint csak kisebb tartományokban – az ún. *domének*ben – azonos. Ennek az az oka, hogy azonos irányú spontán polarizáció túlságosan nagy elektrosztatikus energiát eredményezne, ezért különböző irányba polarizált domének jönnek létre, és ezek - az elektrosztatikus energia csökkentése érdekében - úgy rendeződnek, hogy a minta eredő polarizációja kicsi (rendszerint nullához közeli értékű) legyen. Ennek a következménye például az, hogy egy ilyen – rendezetlen doméneket tartalmazó – ferroelektromos anyag a kis eredő polarizáció miatt csak igen gyenge piroelektromos effektust mutat. Megfelelő erősségű elektromos térrel azonban a ferroelektromos anyagban a domének polarizációja egy irányba rendezhető,

és ez az állapot – annak ellenére, hogy energetikailag nem kedvező – hosszú időn át fennmaradhat. Az így kapott polarizált ferroelektromos anyag már rendszerint jelentős piroelektromos effektust mutat.

A domének elektromos térrel történő rendezése során a minta polarizációja sajátos, a ferroelektromos anyagokra jellemző módon változik: a polarizációnak az elektromos terétől való függését egy jellegzetes zárt hurok, az ú.n. *ferroelektromos hiszterézis görbe* (vagy *hiszterézis hurok*) adja meg. Egy ilyen jellegzetes hiszterézis hurok látható a 3. ábrán.

Az eredetileg polarizálatlan mintát (*O* pont) elektromos térbe helyezve, a domének a térerősség növelésével fokozatosan a tér irányába polarizálódnak át (a szokásos kifejezéssel: a tér irányába „fordulnak”), így az eredő polarizáció növekszik (*OA* szakasz). Amikor már az összes domén a tér irányába fordult, a polarizáció nem nő tovább (*AB* szakasz). Ha ebben az ú.n. *telítési állapot*ban a térerősséget csökkentjük, akkor a domének rendezett állapota lényegében megmarad, ezért a polarizáció csak kis mértékben csökken (*BC* szakasz), és nulla térerősségnél (*C* pont) is jelentős, ú.n. *maradék* (*remanens*) *polarizáció*t (P_R) találunk. Ez a ferroelektromos anyag fontos jellemzője. Ellenkező irányú térrel a polarizáció nullára csökkenthető (*CD* szakasz), az ehhez szükséges elektromos térerősség az anyag egy másik jellemzője, amelyet *koercitív tér*nek (E_C) neveznek. Az ellenkező irányú tér növelésével ellenkező irányú telítési polarizáció (*DEF* szakasz), majd $E=0$-nál (*G* pont) ellenkező irányú remanens polarizáció jelenik meg. A tér eredeti irányban való növelése a polarizációt előbb nullára csökkenti (*GH* szakasz), majd újra telítésben viszi (*HAB* szakasz), amivel a hiszterézis hurok zárul és újabb hasonló ciklus önmagát ismétli.

A ferroelektromos állapot egyikjellegzetessége, hogy csak egy bizonyos, az anyagtól függő Θ_C hőmérséklet, az ú.n. *Curie-hőmérséklet* (vagy *Curie-pont*) alatt áll fenn. Ennek oka az, hogy túl magas hőmérsékleten a molekuláris dipólusok rendezett állapota a hőmozgás miatt nem tud kialakulni. Az anyag hőmérsékletét a Curie-pont fölé emelve, az anyag spontán polarizációja eltűnik, a hiszterézis hurok által bezárt terület nullára csökken. (egyúttal nulla lesz a remanens polarizáció és a koercitív tér), s Curie-ponton történő áthaladás során az anyag számos fizikai tulajdonsága (pl. dielektromos állandó, fajhő, piroelektromos állandó) drasztikus változáson megy át. Az anyagnak ezt az állapotát *paraelektromos állapot*nak nevezik. Ha az anyag hőmérsékletét a Curie-pont alá csökkentjük, akkor ismét ferroelektromossá válik. (A kristály viselkedésének a Curie-hőmérsékleten bekövetkező változása a kristály szerkezetében bekövetkező átalakulással (fázisátalakulással) függ össze.) A 4. ábrán a ferroelektromos anyagok polarizációjának (P_R), piroelektromos állandójának (γ) és dielektromos állandójának (κ) jellegzetes hőmérsékletfüggését mutatja be a Curie-hőmérséklet közelében.

A legismertebb ferroelektromos anyagok egyike a laboratóriumunkban vizsgálandó TGS, de ilyen kristályos anyag például a kálium-dihidrogén-foszfát (KH_2PO_4; szokásos rövidítéssel: KDP), a bárium-titanát, a lítium-tantalát és a lítium-niobát is. Előállíthatók ferroelektromos kerámiák is, sőt egyes folyadékkristályok (rendezett láncmolekulákat tartalmazó folyadékok) is ferroelektromosak.

2. Az elvégzendő vizsgálatok és a mérőberendezések

A laboratóriumban megmérjük TGS kristályok hiszterézisének, remanens polarizációjának, koercitív terének és piroelektromos állandójának hőmérsékletfüggését, majd megvizsgálunk egy piroelektromos detektort

2.1 *Ferroelektromos anyagok vizsgálata*

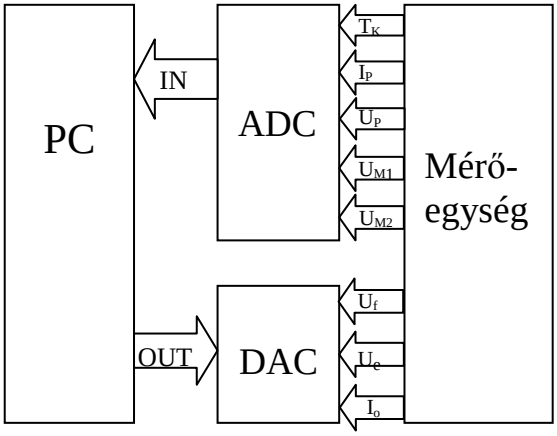
A ferroelektromos anyagok kutatása mind tudományos, mind pedig gyakorlati szempontból igen fontos. A tudományos vizsgálatokat az indokolja, hogy különleges és érdekes anyagfajtáról van szó, gyakorlati szempontból pedig azért fontosak ezek az anyagok, mert különböző eszközökben (pl. a sugárzás és hőmérsékletmérésre használt pirodetektorokban) felhasználják őket.

2.1.1 A mérőkészülék

A laboratóriumban egy számítógéppel vezérelt mérőberendezéssel vizsgáljuk a ferroelektromos anyagok néhány jellegzetes tulajdonságát. A berendezés alkalmas a ferroelektromos hiszterézis (egyben a remanens polarizáció és a koercitív tér) vizsgálatára, a Curie-hőmérséklet, a piroelektromos együttható, a

dielektromos állandó és az elektromos vezetőképesség mérésére. A mérés során csak a hiszterézis vizsgálatával, a Curie-hőmérséklet mérésével és a piroelektromos együttható meghatározásával foglakozunk.

A számítógép egyrészt vezérli a mérési folyamatot (fűtést szabályoz, elektromos feszültséget, áramot ad a mérendő mintára), másrészt a mérőműszerekkel a mért mennyiségeket összegyűjti, tárolja és kiértékeli. A mérési összeállítás működését bemutató blokkdiagram az 5. ábrán látható.



5. ábra

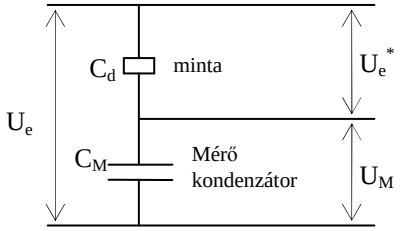
A számítógép a mérőegységgel két jelátalakító segítségével tartja a kapcsolatot. A vezérlést egy digitál-analóg átalakító, a mért adatok begyűjtését analóg-digitál átalakító végzi. Az ábrán jelölt mennyiségek az alábbiak:

T_K: a minta hőmérsékletével arányos jel
I_P: a mintán keresztül folyó áram
U_P: a mintán mérhető feszültség
U_{M1}: a mintával sorbakapcsolt C_M mérőkapacitás feszültsége
U_{M2}: a mintával sorbakapcsolt R_M ellenállás feszültsége
U_f: a fűtést szabályozó feszültség
U_e: a mintára kapcsolható nagyfeszültségű jel
I_0: a mintára kapcsolható áram.

A mérőegység tartalmazza a méréshez szükséges elektronikai elemeket, a minta rögzítéséhez szükséges mechanikát és a fűtőrendszert, amelylyel a minta hőmérséklete a kívánt módon szabályozható.

2.1.2 Ferroelektromos hiszterézis vizsgálata

A hiszterézisgörbe, vagyis a polarizáció (P) – elektromos térerősség (E) összefüggésének felvétele az alábbi elrendezésben történik (6. ábra)



6. ábra

A mintát tartalmazó C_d kondenzátorból és a C_M mérőkondenzátorból álló rendszerre a számítógép U_e feszültséget kapcsol és (megfelelő műszerek közvetítésével) méri a mintán megjelenő U_e^* és a mérőkondenzátoron megjelenő U_{M1} feszültséget.

Bebizonyítható, hogy $C_M > C_d$ esetén

$U_e \approx U_e^* \sim E$, vagyis $U_e \sim E$,

másrészt a kondenzátor töltéseire érvényes, hogy

$Q_M = C_M \cdot U_M = Q_d \sim P$, vagyis $U_{M1} \sim P$

A mérés úgy történik, hogy a számítógéppel szabályozott U_e feszültség segítségével a mintán a térerősséget lineárisan változtatjuk a megfelelően választott $-E_0 ... +E_0$ értékek között, és mérjük a polarizációval arányos U_{M1}-et. A mért adatokból a számítógép meghatározza P-t és E-t, majd ábrázolja összefüggésüket (a hiszterézisgörbét a képernyőn ábrázolja, egyúttal meghatározza a remanens polarizációt és a koercitív teret is.

2.1.3 A piroelektromos együttható mérése

A piroelektromos együttható közvetett úton a hiszterézisgörbe vizsgálatával, a spontán (remanens) polarizáció hőmérsékletfüggéséből kapható meg. A mérés a γ piroegyüttható

$$\gamma = \frac{\Delta P_S}{\Delta T}$$

definíciós egyenleten alapul.

A másik ú.n. direkt módszernél az

$$I_P = \gamma \cdot A \frac{\Delta T}{\Delta t}$$

összefüggést használjuk (T a hőmérséklet, t az idő, A a minta felülete). Ha a mérendő mintát állandó sebességgel fűtjük, vagy hűtjük ($\Delta T/\Delta t =$ állandó), akkor I_P mérésével γ meghatározható, hiszen a két érték csak egy állandó faktorban különbözik egymástól. Ha a fűtési sebesség nem állandó, akkor a számítás kicsit bonyolultabb, de számítógép segítségével ez a feladat is megoldható (ilyenkor a $\Delta T/\Delta t$ hányados pillanatnyi értékeit kell meghatározni).

2.1.4 Mérési feladatok

- **Ferroelektromos hiszterézis vizsgálata**

Mivel a mérőkészülék jelenleg átalakítás alatt van, a mérőprogram megismerése és a régebben elvégzett mérési adatok kiértékelését lesz a feladat.

- Nézze végig a mérőprogram funkcióit, ismerkedjen meg a mérési paraméterek beállításának lehetőségeivel és a begyűjtött adatok kiértékelésével, megjelenítésével!

- A hiszt40, hiszt42, hiszt44, hiszt45, hiszt46, hiszt47, hiszt48 fájlokat beolvasva (program: hiszterézismérés, load), a hiszterézishurkokból olvassa le a spontán polarizáció és a koercitív tér értékeket! (Ezek az ábrákon relatív egységekben szerepelnek. A fájlnevekben szereplő számok a minta hőmérsékletét jelentik, ^{o}C-ban.)

- A leolvasott adatokra illesszen legalább harmadfokú polinomot. Ábrázolja a spontán polarizációt és a koercitív teret a hőmérséklet függvényében! A polinom deriválásával állítsa elő a $k \cdot \gamma(T)$ függvényt (k csupán egy arányossági tényező)!

-Olvassa be a gamma nevű fájlt (program: gamma, load)! A gamma függvény T_C hőmérséklet alatti szakaszáról olvasson le 5 értéket! A pontokra illesszen egy polinomot, melynek fokszáma megegyezik az előző pontban előállított $k \cdot \gamma(T)$ fokszámával!

Vizsgálja meg az előző két pontban kapott függvények hasonlóságát!

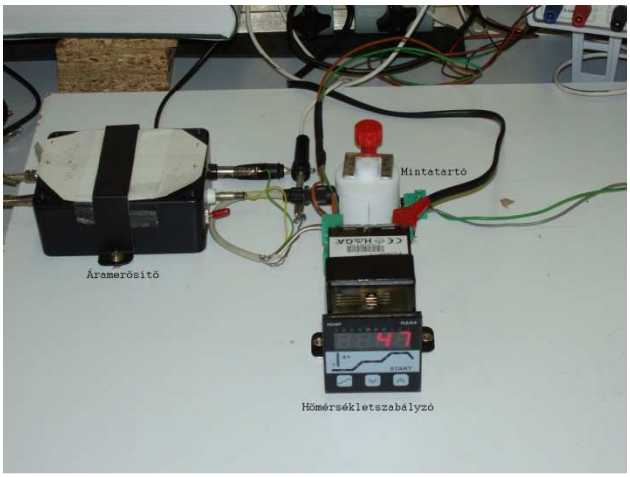
- A piroelektromos együttható direkt mérése

A mérés során egy piroelektromos lapka hőmérsékletét időben lineárisan növeljük és mérjük a keletkezett áramot. A fűtési sebességből és a minta felületének nagyságából a piroelektromos együttható, γ (T) meghatározható.

A mintát egy teflonból készült mintatartóban 10Ω-os 10W-os ellenállással melegítjük. A minta hőmérsékletét egy Pt100, 100Ω-os platina ellenállás-hőmérővel mérjük. A keletkezett piroáramot, amely nA nagyságrendű egy áramfeszültség konverter (I/U konverter) ~100mV nagyságrendbe erősíti. A konverter erősítése: $U_{ki} = 10^8\Omega \cdot I_{be}$. Ezt a feszültséget mérjük és jelenítjük meg a Logger Lite 1.4 programmal. A hőmérséklet-szabályzó az ellenállás-hőmérő értékéből és a program állásából képzett hibajellel vezérli a tápegységet, ami ennek megfelelően fűti a 10Ω-os ellenállást. A szabályzó P, I, D paraméterei be vannak állítva, egy egy kis túllövés után stabilizálódik a fűtési sebesség.

A beállított fűtési sebesség $3\frac{°C}{perc}$, a véghőmérséklet 100°C, a kerek minta átmérője 14mm. A mintatartóból jövő vezeték árnyékolását és a vezérlő feszültség negatív pontját le kell földelni!

Az adatgyűjtőn állítsunk be 25 perc mérési időt és 600minta/perc mintavételi sebességet.



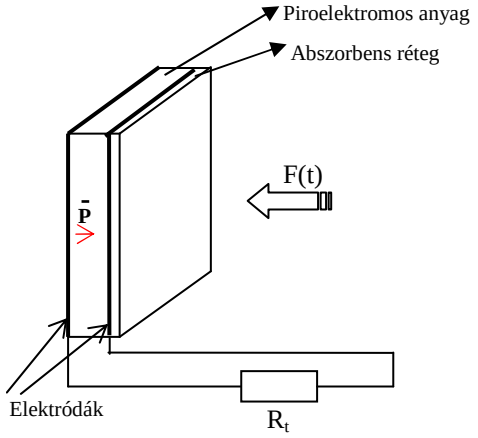
2.2 Piroelektromos detektor vizsgálata

2.2.1 Elméleti összefoglaló

Az elektromágneses sugárzás detektálására szolgáló eszközök egyik csoportját a termikus detektorok alkotják. Ezeknek az eszközöknek a hőmérséklete az elnyelt sugárzás hatására megváltozik, ez pedig valamilyen fizikai tulajdonság megváltozását okozza, ami elektromos jellé alakítva mérhetővé válik.

A piroelektromos anyagból a 7. ábrának megfelelő kis síkkondenzátor –szerű mintát készítenek (szokásos mérete: 1*1*0,05 mm^3). A

detektor hőmérsékletváltozását a homloklapon elhelyezett abszorbens rétegben elnyelődő változó (periodikusan váltakozó) elektromágneses sugárzás (tipikusan 1μm - 100μm hullámhossztartományba eső közepes és távoli infravörös sugárzás) okozza. A hőmérsékletváltozás a spontán polarizáció változásán keresztül a felületi töltéssűrűség megváltozását okozza az elektródákkal ellátott, a polarizációs irányra merőleges felületeken.

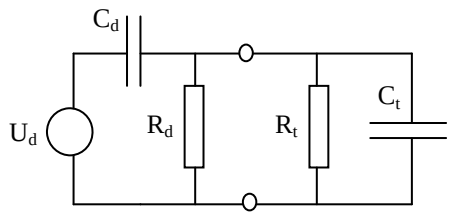


7. ábra

A piroelektromos effektus lényegéből következik, hogy egy piroelektromos detektor csak akkor ad folyamatosan elektromos jelet, ha a hőmérséklete folyamatosan változik. Viszont állandó sugárzási teljesítmény mellett egy bizonyos hőmérsékleten a detektor termikus egyensúlyban van környezetével, vagyis nincs elektromos jele. Állandó sugárzás esetén (pl. állandó hőmérsékletű test hőmérsékleti sugárzásának, vagyis hőmérsékletének mérésekor) a detektorra jutó sugárzást meg kell szaggatni. Ez legegyszerűbben egy kis motorra szerelt szegmentált tárcsa (chopper) alkalmazásával történhet olyan módon, hogy a tárcsa lapjainak a sugárútba fordulásakor a detektorra a lapát sugárzása, a kivágott szabad rész sugárútba fordulásakor pedig a vizsgált sugárzás jut a detektorra. A két sugárzás különböző mértékben melegíti a detektort, vagyis a folyamatos hűlés-melegedés, azaz a folyamatos elektromos jel ilyen módon előáll. A lapát hőmérsékletét referenciának tekintve (ez viszonylag egyszerűen megmérhető) a kapott elektromos jel a bejövő sugárzási teljesítménynyel arányos. Az eddigiekből következik, hogy a piroelektromos detektor egy összetett hőtani és elektromos rendszert alkot.

A piroelektromos detektor jóságát (érzékenységét) alapvetően meghatározza a hőtani tervezés. A fő szempont, hogy a detektorra jutó sugárzási teljesítmény lehető legnagyobb része melegítse a detektor anyagát és minimális legyen a környezetnek átadott hő. Ezért a homlokelektródára olyan abszorbens réteget kell elhelyezni, ami jól elnyeli a detektálni kívánt elektromágneses hullámokat. A detektorlapkát úgy kell rögzíteni és az elektromos elvezetéseket kialakítani, hogy a hőelvezetések csak minimális veszteséget okozzak.

A piroelektromos detektort elektromos szempontból a 8. ábrán látható helyettesítő képpel lehet leírni.



8. ábra

A terhelő ellenálláson keletkező feszültség, amit a detektor válaszjelének neveznek, a következő:

$$U(t) = \frac{\gamma}{\rho \cdot \varepsilon \cdot c \cdot A} e^{\left(-\frac{t}{R \cdot C}\right)} \int e^{\left(-\frac{t}{R \cdot C}\right)} F(t) dt ,$$

ahol:

γ: piroelektromos együttható
ε: a piroelektromos anyag abszolút dielektromos állandója
ρ: a piroelektromos anyag sűrűsége
c: a piroelektromos anyag fajhője
A: a detektor felülete
R_d: a detektor ellenállása
R_t: a terhelő ellenállás
$R = R_d \times R_t$
C_d: a detektor kapacitása
C_t: a terhelő kapacitás
$C = C_d \times C_t$
$F(t)$: a sugárzás teljesítményének időfüggése.

Az egyenlet különböző időtartományokra és gerjesztésekre számított megoldásai a detektor válaszjelének jellemzőire adnak felvilágosítást.

a: $t < RC$ és $F(t)$ állandó, akkor

$$U(t) = \frac{\gamma \cdot t}{\rho \cdot \varepsilon \cdot c \cdot A} F(t)$$

b: $t > RC$ és $F(t)$ állandó, akkor

$$U(t) = \frac{\gamma \cdot R}{\rho \cdot a \cdot c} F(t)$$

c: ha a bejövő sugárzás teljesítménye szinuszosan változik, akkor

$$U(t) = \frac{\gamma \cdot R}{a \cdot \rho \cdot c\sqrt{1+\omega^2 R^2 C^2}} F(t).$$

A gyakorlatban a detektorokat a válaszjel és a gerjesztés hányadosával, az érzékenységgel jellemzik:

$$r(\omega) = \frac{\gamma \cdot R}{a \cdot \rho \cdot c\sqrt{1+\omega^2 R^2 C^2}} \quad \left[\frac{V}{W}\right].$$

A fenti egyenlet alapján a tervezéshez szükséges következő megállapításokat tehetjük:

- Mivel a detektor ellenállása igen nagy (~$10^{12}\Omega$) a terhelő ellenállás növelésével az érzékenység növelhető.
- Ha a gerjesztés körfrekvenciája kicsi, a válaszjel független ω-tól:

$$r(\omega) = \frac{\gamma \cdot R}{a \cdot \rho \cdot c}$$

- elég nagy körfrekvencián az érzékenység fordítottan arányos ω-val:

$$r(\omega) = \frac{\gamma}{\rho \cdot A \cdot \varepsilon \cdot c \cdot \omega}$$

- Nagyobb érzékenység érhető el, nagy piroelektromos állandójú, kis sűrűségű, kis fajhőjű anyag felhasználásával. Alacsony körfrekvencián a dielektromos állandó értéke közömbös, magasabb tartományokban a kis ε érték kedvezőbb.
- Kisfrekvenciás alkalmazásokhoz a detektort a lehető legvékonyabbra kell készíteni, nagyfrekvenciás felhasználásra a minimális felületű detektor optimális.

2.2.2 A piroelektromos detektor felhasználása

A fekete test sugárzására vonatkozó Planck-törvény a sugárzás intenzitásának hőmérséklet és hullámhossz szerinti eloszlását adja meg. (Erről részletesen a Hőmérsékleti sugárzás vizsgálat c. mérés anyagában olvashatnak.) A függvény menetét néhány hőmérsékletre a 9. ábra mutatja. A 0 K-nél melegebb testek által kibocsátott hőmérsékleti sugárzás intenzitásának hullámhossz szerinti eloszlása a test hőmérsékletére jellemző, az összes kisugárzott energia pedig arányos a test hőmérsékletével. A kisugárzott energia mérésével tehát a sugárzó test teljesítményére vagy hőmérsékletére lehet következtetni.

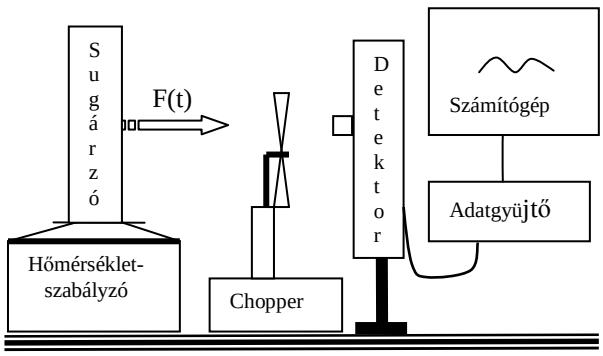
Az érintésmentes hőmérsékletmérés alkalmával a test felületének emissziós tényezőjét és a test és mérőműszer közötti közeg transzmisszió tényezőjét is ismerni kell.

A piroelektromos detektor felhasználásával készített műszerek a következő területeken alkalmazhatók:

- érintés nélküli hőmérsékletmérés (optikai pirometria)
- testek felületi hőmérséklet-eloszlásának meghatározása (infravízió, infravörös kamera)
- elektromágneses sugárzás teljesítményének mérése széles (láthatótól a mikrohullámokig) tartományban
- infravörös mozgásérzékelés (vagyonvédelem).

2.2.3 Mérési összeállítás

A piroelektromos detektor vizsgálatára a 10. ábrán látható mérési összeállítást alkalmazzuk. A sugárforrás egy elektromosan melegített (legfeljebb 100 ^{o}C-ig) és szabályozott, 0.98 emissziós tényezőjű felület. Ennek sugárzását egy egyenáramú motorra szerelt propeller (chopper) periodikus jellé alakítja. A motor fordulatszáma a meghajtó feszültséggel változtatható. Az árnyékoló csőben levő detektor felerősített jele tároló oszcilloszkópon mint feszültség-idő függvény jelenik meg. Az erősítőt egyenáramú tápegység táplálja.



10. ábra

2.2.4 Mérési feladatok

-A detektort érő szobahőmérsékletű sugárzás kézzel történő kitakarásával vizsgáljuk meg a tranziens viselkedést gyors és lassú változásokra is. A detektor jelét a számítógéphez csatlakoztatott feszültségmérővel mérjük. Az eszközt a Logger Lite 1.4 program kezeli. Rögzítsük a jelalakokat figyelve a mérési idő és a mintavételi sebesség helyes beállítására.

-Állandó hőmérsékletű, 80 ^{o}C hőmérsékletű sugárforrás mellett a szaggatási frekvencia változtatásával (0.2 Hz-10 Hz) vegyük fel a kimenőfeszültség-frekvencia karakterisztikát. Az átviteli függvény maximuma 0,4 Hz körül van, ezért a 0,2Hz-1Hz intervallumban nagyon kis lépésekben haladjunk, hogy a maximum helye pontosan kiadódjon. A chopper fogazata nem teljesen egyenletes és a motor tengelye üt egy kicsit, így a jelek nem teljesen egyformák. Ezért minden frekvencián meg kell várni, hogy a chopper legalább egyszer teljesen körbefordul-jon és az így kapott jelek átlagával kell számolni.

Mivel egészen kis frekvenciákon a jel nem teljesen szinuszos, a jel nagyságának a csúcstól-csúcsig értéket tekintsük. A jel frekvenciáját a képernyőről leolvasott periódusidőből számítsuk ki. Ábrázoljuk az $u_{ki}(f)$-et logaritmikus léptékben. Állapítsuk meg az átviteli függvény maximumának helyét, vagyis az optimális szaggatási frekvenciát!

-Melegítsük fel a feketetestet 100°C-ra. Miután beállt a hőmérséklet, az optimális szaggatási frekvencián mérjük meg a detektor jelét. A feketetestet 5°C-os lépésekben hűtsük le szobahőmérséklet közelébe és és minden hőmérsékleten, annak beállta után mérjük meg a jelet. Vizsgáljuk meg, hogy teljesül-e a Stefan-Boltzmann törvény

Irodalom

Budó Ágoston: Kísérleti fizika II.