Hőmérsékleti Sugárzás Mérése

Györgyfalvai Fanni (BKOGIJ), Schäffer Bálint (RHB36D)

2023. 09. 14.

Tartalomjegyzék

0. Elméleti Összefoglaló 2
0.1. A hőmérsékleti sugárzás alapjai 2
0.2. Az abszolút fekete test 3
0.3. Nem fekete testek sugárzása 4
1. Előkészületek 5
2. Magas Hőmérsékletű Sugárforrás 6
3. Intenzitás Távolságfüggése 6
4. Alacsony Hőmérsékletű Sugárforrás 6
4.1. A mérési összeállítás 7
5. Abszorpciós tényezők meghatározása 7

0. Elméleti Összefoglaló

0.1. A hőmérsékleti sugárzás alapjai

Tapasztalati tény, hogy a testek, bennük atomi szinten lezajló folyamatok révén folyamatosan *elektromágneses sugárzást* bocsátanak ki. Ezen elektromágneses sugárzás intenzitását elsősorban a test hőmérséklete határozza meg, csak úgy, mint a kibocsátott sugárzás spektrális eloszlását. Nem véletlen tehát, hogy ezt a jelenséget **hőmérsékleti sugárzásnak** nevezzük.

Egy test által hőmérsékleti sugárzással kibocsátott energiát az *emisszióképességgel* (ϵ) jellemezzük. Ez megadja, hogy az adott test T hőmérsékleten egy λ körüli $\Delta\lambda$ hullámhossztartományban egy ΔA nagyságú felületről Δt idő alatt mennyi (ΔE) energiát sugároz ki, azaz:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{\Delta E}{\Delta A \Delta t \Delta\lambda}. \tag{1}$$

A teljes spektrumban kisugárzott (felületre és időre normált) energiát pedig ennek integrálásával kaphatjuk meg:

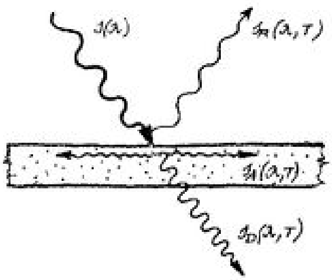
$$E(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\lambda, T)\ \mathrm{d}\lambda. \tag{2}$$

Hasonlóan definiálhatjuk egy elektromágneses hullám esetében az energiaáramsűrűséget, vagy ismertebb nevén*intenzitást*:

$$I(\lambda) = \frac{\Delta E}{\Delta A \Delta t \Delta\lambda}. \tag{3}$$

A sugárzás teljes intenzitását pedig ezen infinitezimális intenzitások összegeként kapjuk:

$$I_0 = \int_0^\infty I(\lambda)\ \mathrm{d}\lambda. \tag{4}$$



1. ábra. Az elektromágneses sugárzás szétbomlása anyaggal való kölcsönhatás esetén [1]

Ha a fogadó oldalt nézzük, egy testet érő elektromágneses sugárzással három dolog történhet: áteresztődik ($I_t(\lambda, T)$), elnyelődik ($I_a(\lambda, T)$), vagy visszaverődik ($I_r(\lambda, T)$), ahogy ezt az 1. ábrán is láthatjuk. Természetesen ez a három jelenség egyszerre lép fel a kölcsönhatások legnagyobb részében, így a végbemenetelüket valamilyen arányszámmal tudjuk jellemezni:

$$\xi(\lambda, T) = \frac{I_\xi(\lambda, T)}{I(\lambda)}; \qquad \xi \in \{t, a, r\} \tag{5}$$

$$\xi(T) = \frac{\int_0^\infty I_\xi(\lambda, T)\,\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty I(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda} = \frac{I_\xi(T)}{I_0}. \tag{6}$$

Ezeket rendre *transzmisszió-*, *abszorpció-* és *reflexióképességnek* nevezzük. Mindet tudjuk definiálni integrált esetben is, ahogy a 6. egyenletben látható. Az energiamegmaradásból következik, hogy a teljes intenzitás is megmarad, így:

$$t(\lambda, T) + a(\lambda, T) + r(\lambda, T) = 1 \tag{7}$$

$$t(T) + a(T) + r(T) = 1. \tag{8}$$

0.2. Az abszolút fekete test

A testek sugárzásának vizsgálatához célszerű bevezetni egy absztrakciót (valójában ilyen test nem létezik), melyet **abszolút fekete testnek** hívunk. Ennek a legfontosabb tulajdonsága, hogy minden ráeső elektromágneses sugárzást elnyel, így felírható:

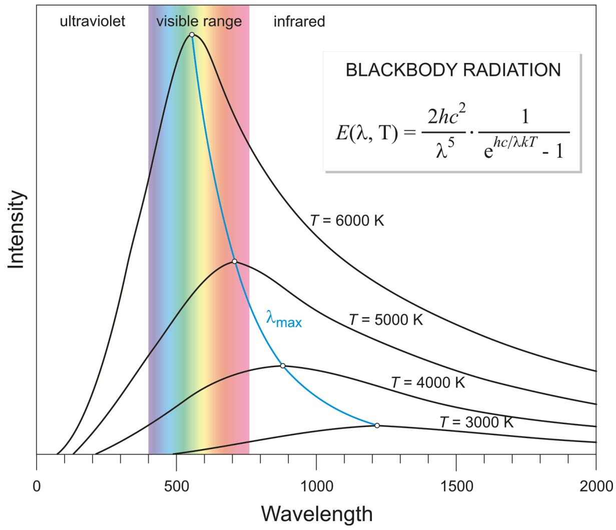
$$a(\lambda, T) = a(T) = 1 \equiv a_f. \tag{9}$$

Fontos, hogy a fekete test által kisugárzott energia spektruma elméleti megfontolásokkal levezethető (*Max Planck*, 1900 [2]):

$$\varepsilon_f(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}, \tag{10}$$

ahol h a Planck-állandó, c a fénysebesség és k_B a Boltzmann-állandó. Ez a **Planck-féle sugárzási törvény**. A megfelelő hullámhosszfüggés néhány hőmérsékleten a 2. ábrán látható. A maximumokra érvényes továbbá a **Wien-féle eltolódási törvény**, mely szerint:

$$\lambda_{\max} \cdot T = \mathrm{const.} \tag{11}$$



2. ábra. A fekete test sugárzás szemléltetése különböző hőmérsékleteken [3]

A felületre normált sugárzási teljesítményt az ε_f függvény hullámhossz szerinti integrálja adja meg, melyre érvényes a **Stefan-Boltzmann-törvény**:

$$E_f(T) = \int_0^\infty \varepsilon_f(\lambda, T)\,\mathrm{d}\lambda = \sigma T^4. \tag{12}$$

Eszerint a kisugárzott teljesítmény arányos a hőmérséklet negyedik hatványával, az arányosssági tényező pedig a *Stefan-Boltzmann-állandó*: $\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8}\,\frac{W}{m^2K^4}$. Egy felületről kisugárzott teljesítmény azonban nem minden irányba azonos, annak szögfüggését a *Lambert-törvény* adja meg:

$$\mathrm{d}E_\varphi(T) = \sigma T^4 \frac{\cos\varphi}{\pi}\mathrm{d}\Omega, \tag{13}$$

ahol φ a felület normálvektorával bezárt szög, $\mathrm{d}\Omega$ pedig a térszög, amelyet vizsgálunk.

0.3. Nem fekete testek sugárzása

Két tetszőleges (1, 2) testre a tapasztalat szerint fennáll a következő összefüggés, a hőmérsékleti sugárzás *Kirchhoff-törvénye*:

$$\frac{\varepsilon_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)} = \frac{\varepsilon_2(\lambda, T)}{a_2(\lambda, T)} = \text{const.} \tag{14}$$

Mivel ez a fekete testre is érvényes, bármely testre felírható:

$$\frac{\varepsilon(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = \varepsilon_f(\lambda, T), \tag{15}$$

azaz az abszorpció- és emisszióképesség a másik ismeretében meghatározható.

Szerencsére sok esetben még az egyiket sem kell meghatároznunk minden λ értékre, mivel nem túl magas hőmérsékleten sok anyag esetében jó közelítéssel érvényes az $a(\lambda,T) \approx a(T)$ hullámhossz-függés elhanyagolás. Az ilyen testeket *szürke testnek* hívjuk (természetesen ez nem a tényleges színre utal). Még tovább egyszerűsíthetjük a feladatot alacsony hőmérsékleten, mivel itt legtöbbször az abszorpciós tényező közel konstans, azaz $a(T) \approx a$.

Ezen közelítések alkalmazásával már könnyen megkapható egy test integrált emisszióképessége:

$$E(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\lambda,T)\ \mathrm{d}\lambda = \int_0^\infty a(\lambda,T)\varepsilon_f(\lambda,T)\ \mathrm{d}\lambda = a\int_0^\infty \varepsilon_f(\lambda,T)\ \mathrm{d}\lambda, \tag{16}$$

mely a *Stefan-Boltzmann-törvény* alapján:

$$E(T) = a\sigma T^4. \tag{17}$$

Alacsony hőmérsékletű szürke testekre igaz tehát, hogy integrált emisszióképességük csak egy konstans ($a \in [0,1]$) szorzóban tér el a fekete testétől.

1. Előkészületek

A mérés elején megmértük a "Stefan-Boltzmann-izzó" és az alacsony hőmérsékletű sugárforrás ("kocka") érzékelő termisztorának kezdeti, hideg ellenállását. A termisztor ellenállása multiméterrel mérve $R_{t0} = 84{,}45 \pm 0{,}10$ kΩ-nak adódott, míg az izzó ellenállását annak kicsi volta miatt egy négypontos ellenállásmérővel mértük és $R_{s0} = 0{,}274 \pm 0{,}003\ \Omega$ értéket kaptunk.

Kiszámítottuk továbbá a leiratban ([1]) mellékelt táblázatok alapján az izzó ellenállásának és a kockában és az abszorpciómérőben lévő termisztorok ellenállásának hőmérsékletfüggését. Az izzó wolframszálának esetében a szobahőmérsékletre normált ellenállás ($\frac{R}{R_{300\mathrm{K}}}$) a vizsgált tartományban ($\approx$ 300-3000K) jó közelítéssel lineáris függést mutat, így ilyen alakú függvényt illesztettünk rá:

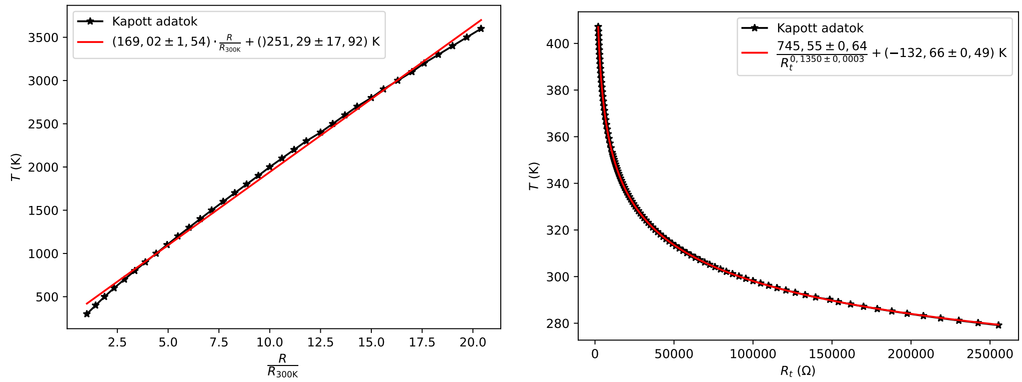
$$T\left(\frac{R}{R_{300\mathrm{K}}}\right) = (169{,}02 \pm 1{,}54)\cdot\frac{R}{R_{300\mathrm{K}}} + ()251{,}29 \pm 17{,}92)\ \mathrm{K}, \tag{18}$$

ahol a paraméterek hibáit az illesztés kovarianciamátrixából határoztuk meg.

A termisztor esetében már nem volt ilyen egyszerű dolgunk, mivel ennek tudottan nemlineáris az ellenállás-hőmérséklet karakterisztikája. Ettől függetlenül a kapott értékeket ábrázolva úgy gondoltuk, hogy a függés valamilyen hatványfüggvény szerinti lesz, a Python pedig sok ismeretlen paramétert is jól illeszt. Az így illesztett függvény a következő lett:

$$T(R_t) = \frac{745{,}55 \pm 0{,}64}{R_t^{0{,}1350 \pm 0{,}0003}} + (-132{,}66 \pm 0{,}49)\ \mathrm{K}. \tag{19}$$

Az illesztések pontosságát a 3. ábra mutatja. Minden ezután következő feladatban ezen függésekből határoztuk meg a hőmérsékleteket a mért ellenállásértékekből.



(a) A táblázatból kapott adatok és az illesztés az izzószál hőmérsékletének ellenállásfüggésére

(b) A táblázatból kapott adatok és az illesztés a termisztor hőmérsékletének ellenállásfüggésére

3. ábra. Az illesztett hőmérséklet-ellenállásfüggések

2. Stefan-Boltzmann-Törvény Ellenőrzése Magas Hőmérsékletű Sugárforrással

3. Pontszerű Forrás Sugárzási Intenzitásának Távolságfüggése

4. Stefan-Boltzmann-Törvény Ellenőrzése Alacsony Hőmérsékletű Sugárforrással

Ebben a feladatban egy alacsony hőmérsékletű sugárforrás (továbbiakban: *kocka*) emissziójának vizsgálatával ellenőriztük a *Stefan-Boltzmann-törvény* fennállását és határoztuk meg a kocka relatív emissziós (abszorpciós) tényezőjét.

4.1. A mérési összeállítás

4. ábra. Mérési összeállítás a kocka emissziójának vizsgálatához

A méréshez a 4. ábrán látható módon szembe állítottuk a detektort a kockával, attól nagyjából 4 cm távolságban. A detektor feszültségét (U_d) egy multiméteren néztük, a kocka termisztorának ellenállását (R_t) pedig egy másikon. Kezdetben (ekkor még nem kapcsoltuk be a kocka fűtését) a kocka ellenállása $R_{t0} = 80{,}13 \pm 0{,}10$ kΩ volt. Ezután *HIGH* állásba kapcsoltuk a kocka fűtését, és megkezdtük a mérést.

4.2. A mérés menete

A mérés során fél percenként forgattuk a kockát, melynek felületei így a következő sorban kerültek sorra: feketére festett, matt alumínium, fehérre festett, majd polírozott alumínium. Minden pozícióban feljegyeztük a detektor U_d feszültségét és a kocka termisztorának pillanatnyi R_t ellenállását. A mérést addig végeztük, amíg a termisztor ellenállása már nem igazán változott és a kezünknek is elég volt a forró kocka forgatásából (a kocka alja is jól felmelegedett).

5. Abszorpciós tényezők meghatározása

Hivatkozások

Fizipédia, mérési leirat

A Planck-féle sugárzási törvény

A fekete test sugárzása