

JEGYZŐKÖNYV KORSZERŰ VIZSGÁLATI MÓDSZEREK LABORATÓRIUM

MEISSNER-EFFEKTUS MÉRÉSE



ELTE
EÖTVÖS LORÁND
TUDOMÁNYEGYETEM

- Mérést végezte : Brindza Mátyás
- Mérőtársak : Kovács Benjamin, Németh Olivér
- Mérés időpontja : 2023.05.19.

Tartalomjegyzék

1. A mérés célja	3
2. A mérés elméleti háttere	3
3. A kísérleti elrendezés	4
3.1. A mérés elve	4
3.2. A lock-in módszer	5
4. A mérés menete	8
5. Kiértékelés	9

1. A mérés célja

A mérés során a normál-szupravezető fázisátalakulást vizsgáljuk, mely segítségével megállapítható ezen fázisok aránya - azaz a minta mekkora hányada viselkedik szupravezetőként. Mivel az ellenállás mérésével gyakran gondok akadnak¹, szuszeptibilitás mérésével vizsgáljuk a fázisátalakulást. A jelenséget, mely során szupravezető anyagok egy anyagra jellemző kritikus hőmérséklet (T_c) alatt kizorítják magukból a mágneses teret, Meissner-effektusnak nevezzük. Mivel a minta belsejében a kritikus hőmérséklet alatt 0 a mágneses indukció vektora, taszítja a mágneseket - azaz diamágnesként viselkedik. A tökéletes szupravezető tökéletes diamágnesként viselkedik, azaz ekkor $\chi = -1$. Ezzel szemben az általunk vizsgált minta esetén $-1 < \chi < 0$ a várt szuszeptibilitás - ennek a -1 -hez való aránya a minta szupravezető hányada. Meghatározható T_c és az átalakulás szélessége (ΔT_f) is. A mérés leírása és menete részletesebben megtalálható a laboratóriumhoz írt jegyzetben ([1]).

2. A mérés elméleti háttere

A szupravezetés jelenségére a kvantummechanika ad magyarázatot. Ha a részecskék spinje $\frac{1}{2}$ egész számú többszöröse, a Pauli-elv megtiltja, hogy a egy állapotban több részecske is lehessen. A Pauli-elv a hőmérséklet csökkentésével is érvényesül, sosem kerülhet minden részecske a legalacsonyabb energiaszintre. Alacsony energiájú állapotok esetén 1-1 ellentétes spinű részecske elfoglalhatja ugyanazt az állapotot, de a párokra változatlanul érvényes a Pauli-elv.

A kristályrácsban található ionok rezgései kvázirészecskéknek tekinthetők (fononok). Az elektronok kölcsön tudnak hatni fononokkal, és előfordulnak olyan speciális esetek, hogy két elektron fononok által kötött párt alkotnak, amennyiben a fononok által közvetített kölcsönhatás elég erős. Ennek a párnak összesen 0 a spinje, és bozonként viselkedik. Ez a pár Cooper-pár néven ismert.

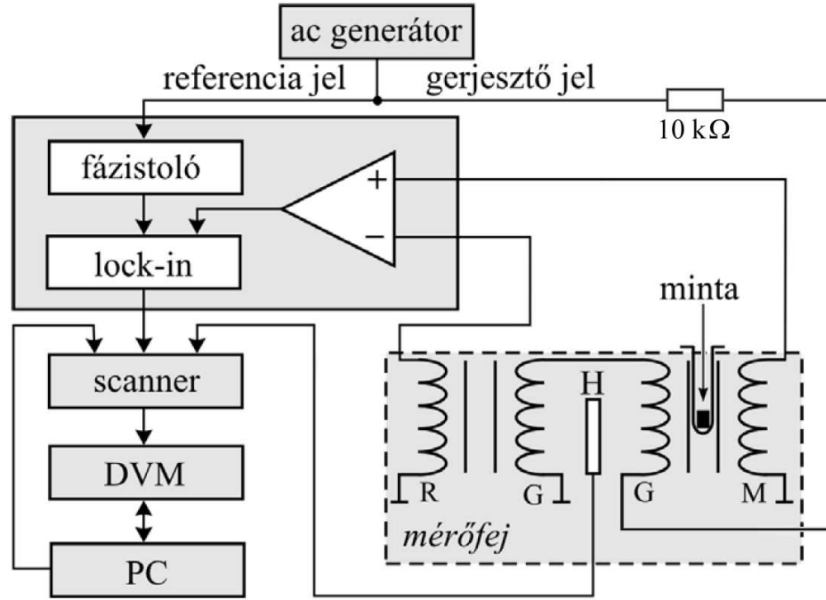
Szemléletes példa az alagúteffektus jelensége fémes rétegek közé zárt vékony szigetelő rétegen. A Pauli-elv miatt fermionok esetén korlátozott számban valósulnak meg átmenetek, mivel a potenciálgát túloldalán is többnyire betöltött állapotok vannak. Ahhoz, hogy áram folyjon, potenciálkülönbséget kell létrehozni a két oldal között, ugyanis ekkor tudnak betöltetlen állapotokat találni maguknak az elektronok. Ezzel szemben a bozonok, ahogy a Cooper-pár is, indifferens az állapotok betöltöttségére, ugyanis nem érvényes rájuk a Pauli-elv. Így potenciálkülönbség nélkül is jelentős áram tud folyni a gáton.

Mivel az adott anyag normál vezetőként viselkedik magas hőmérsékleten, alacsony hőmérsékleten pedig szupravezetőként, fázisátalakulás játszódik le, mely reverzibilis. A két fázist egyértelműen elválasztja a Meissner-effektus jelenléte, így annak mérésével vizsgálható a fázisátalakulás.

¹Csak egybefüggő szupravezető tartományokon lehet 0 ellenállást mérni, illetve a 0 ellenállásból nem következik, hogy szupravezetőről beszélünk.

3. A kísérleti elrendezés

A mérést az alábbi módon összeállított berendezéssel végezzük.



1. ábra. A mérőberendezés összeállítása (**M** : mérőtekercs; **R** : referencia tekercs; **G** : gerjesztő tekercs; **H** : hőmérő) [1]

A mintát a mérőtekercsbe helyezzük (**M**). A szisztematikus hibák (pl. hőtágulás) kiköszöbölése érdekében referencia tekercset (**R**) is használunk. A gerjesztő tekercs (**G**) segítségével indukált feszültséget mérjük a mérő- és a referencia tekercseken. A mérőfejet a tartályba helyezzük, ahol folyékony nitrogén hűti le a mérőfejet, melyben egy platina hőmérő (**H**) követi az ott uralkodó hőmérsékletet.

A kiértékeléshez szükséges a mérési adatok és a szuszceptibilitás közti összefüggés, illetve a lock-in technika elvi ismerete.

3.1. A mérés elve

Gyenge teret feltételezve a mágnesezettség és a mágneses indukció lineáris függvénye a mágneses térnek.

$$M = \chi H \quad B = \mu_0(H + M) = \mu_0(1 + \chi)H \quad (1)$$

Egy n menetemelkedésű tekercsben egy f frekvenciájú és I amplitúdójú váltóáram által keltett tér nagysága az alábbi módon adható meg.

$$H = nI \sin(2\pi ft) \quad (2)$$

Az A keresztmetszetű, m menetemelkedésű és l hosszúságú tekercsen indukált feszültséget a Farady-törvény segítségével számoljuk ki.

$$U_0 = \frac{d\Phi}{dt} = -mAl \frac{dB}{dt} = -mAl\mu_0 \frac{dH}{dt} = -mV\mu_0 \frac{dH}{dt} \quad (3)$$

A tekercs térfogata $V = Al$. Az U_0 mennyiség felel meg a referencia tekercsen mért jelnek, mely a gerjesztő tekercs időfüggése alapján $\sim \cos(2\pi ft)$ módon váltakozik. A mintát

tartalmazó tekercsben indukálódott feszültséget hasonló módon kapjuk meg, figyelembe véve a minta térfogatát és szuszceptibilitását.

$$U = \mu_0 m \left[(V - V_m) + V_m(1 + \chi) \right] \frac{dH}{dt} = U_0 + \mu_0 m \chi V_m \frac{dH}{dt} \quad (4)$$

A (3) és (4) egyenletek segítségével kifejezhető a a feszültségkülönbség és a referencia feszültség aránya.

$$\frac{U - U_0}{U} = \frac{\Delta U}{U_0} = -\chi \frac{V_m}{V} \quad (5)$$

A feszültségek és a térfogatok jól mérhetőek, de a pontosabb mérés érdekében differenciálerősítő segítségével külön mérhető a két tekercs feszültségkülönbsége.

3.2. A lock-in módszer

A T hőmérsékletű, R ellenállású ohmos vezetőkből a töltéshordozók véletlenszerű mozgása zajfeszültséget hoz létre, mely Johnson-zaj néven ismert és a Planck-féle sugárzástörvényből levezethető. Ennek nagysága B sávszélességen az alábbi alakban adható meg.

$$U_{\text{zaj}} = \sqrt{4k_B T R B} \quad (6)$$

Az erősítés sávszélességének csökkentésével csökkenthető a zaj, ezt valósítja meg a lock-in módszer, mely egyetlen frekvencián erősít.

Az erősítés leírásához feltételezzük, hogy az $U_r(t)$ referencia és az $U_j(t)$ válaszjel tisztán harmonikus.

$$U_r(t) = U_{r0} \sin(\omega_r t + \Theta_r) \quad U_j(t) = U_{j0} \sin(\omega_j t + \Theta_j) \quad (7)$$

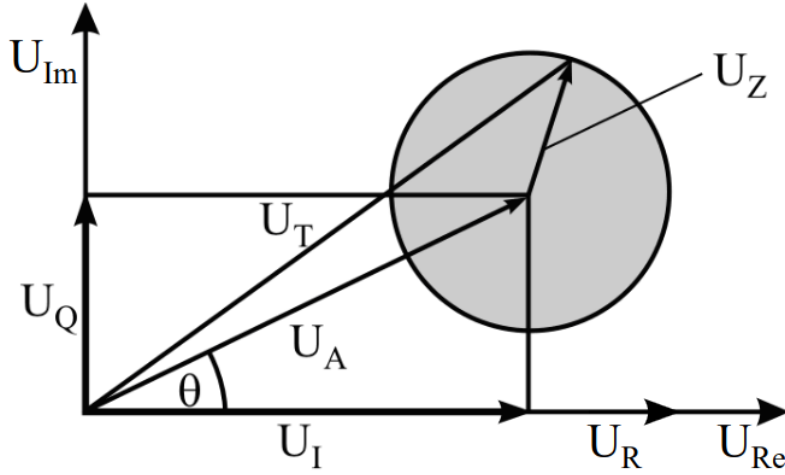
A két jel szorzata két harmonikus ($\omega_r - \omega_j$ és $\omega_r + \omega_j$ frekvenciájú) függvény összegeként is előállítható.

$$U_r(t)U_j(t) = \frac{1}{2}U_{r0}U_{j0} \left[\cos((\omega_r - \omega_j)t + (\Theta_r - \Theta_j)) - \cos((\omega_r + \omega_j)t + (\Theta_r + \Theta_j)) \right] \quad (8)$$

Ennek a hosszú időre vett átlaga 0, kivéve ha az egyik koszinuszt konstanssá tesszük $\omega_r = \omega_j$ által. Ekkor ugyanis a kimenő jel időátlaga :

$$U_{\text{ki}}(t) = \frac{1}{2}U_{r0}U_{j0} \cos(\Theta_r - \Theta_j) \quad (9)$$

Tekintve, hogy a mérés során a fent szereplő mennyiségek mindegyike állandó, meghatározhatóak a váltófeszültség vektorkomponensei, ugyanis külső beavatkozással fázismodulációt hozhatunk létre, mellyel a mérhető a jel referencia jellel megegyező és ellentétes fázisban lévő komponense.

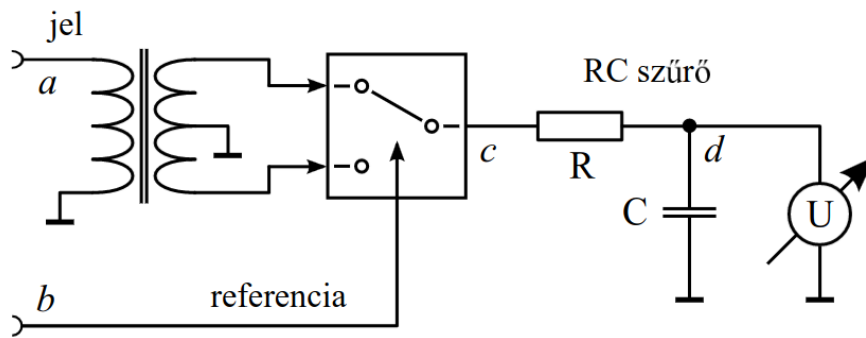


2. ábra. A fázisérzékeny demoduláció vektorábrája (U_A : valódi jel; U_Z : zaj; U_T : mért jel ($U_A + U_Z = U_T$); U_R : referenciajel; U_I a valódi jel referenciájával fázisban lévő, U_Q a referenciájelre merőleges komponense ($U_I + U_Q = U_A$); Θ a jel fázisszöge) [1]

Az $\omega_j + \omega_i$ frekvencián megjelenő zaj időátlagolással kiküszöbölhető. A kimenő jelben csak az $\omega = \omega_r = \omega_j$ körfrekvenciájú jelnek lesz járuléka, illetve ezek $n\omega$ körfrekvenciájú és Θ_n fázisú felharmonikusainak. A fázisdetektor kimenetén azonban általában az alapharmonikus jelenik meg, mely lényegét tekintve megegyezik az (9)-es kifejezéssel.

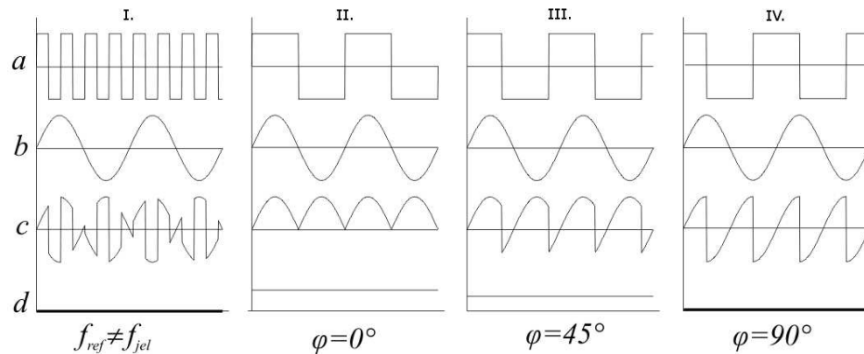
$$U_{ki}(t) = \frac{2}{\pi} U_{be} \cos(\Theta_r - \Theta_j) \quad (10)$$

Ezt az elvet kihasználva született meg az ún. kapuzó fázisdetektor, mely a referenciájelével azonos fázisban bocsájt ki négyszögjeleket. A kapuzó fázisdetektor kapcsolási rajza a 3. ábrán látható.



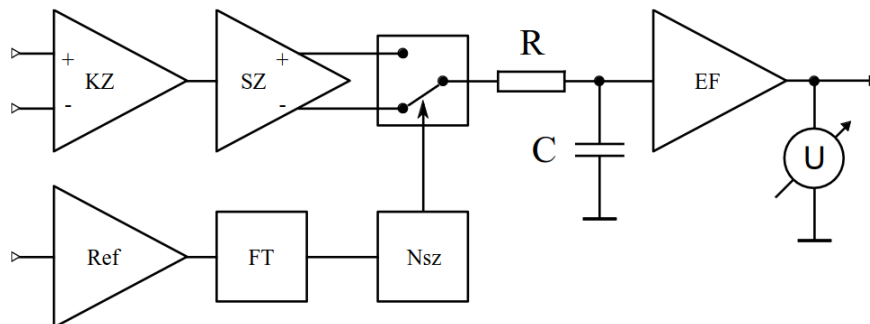
3. ábra. A kapuzó fázisdetektor felépítése ([1])

A négyszögjel és a mért jel szorzatának időbeli integrálja a fáziskülönbségtől függően változik (4. ábra), így megkereshetjük a mért jel referencia jellel azonos, illetve ellentétes fázisban lévő komponenseit.



4. ábra. A négyszögjel (**a**) és a mért jel (**b**) szorzata (**c**) és ennek időintegrálja (**d**) különböző fázisok (ϕ) esetén [1]

A méréshez használt lock-in erősítőben (5. ábra) egy RC szűrő időátlagolja a fázis-érzékeny jelet. A kapuzást és a feszültségmodulálást ugyanaz a jelgenerátor végzi, így a frekvencia- és a fázisingadozás nem okoz mérési hibát.



5. ábra. A lock-in erősítő vázlata (**KZ** : kiszajú erősítő; **SZ** : szélessávú erősítő; **Ref** : referencia erősítő; **FT** : fázistoló; **Nsz** : négyszögerősítő; **EF** : egyenfeszültség erősítő) [1]

4. A mérés menete

A berendezés bekapcsolása után megkeressük a 4. ábra alapján az időintegrál maximumát a fázis függvényében. Ez lassan változik a maximum körül, így a pontosabb beállítás végett először megkeressük azt a fázisállítást, ahol eltűnik, majd 90° -os fázistolást végzünk. Megkönnyíti a beállítást az is, hogy $\phi = 180^\circ$ fázistolással a -1 szorosára változik az érték.

Beállítjuk a mérés paramétereit a számítógépen, ami a mérést és az adatrögzítést végezni fogja. Ezután a tartályba folyékony nitrogént töltünk. A tartály alja domború kialakítású, mely megkönnyíti a nitrogén adagolását. A mintát a mérőtekercsbe helyezzük², majd a mérőfejet ledugljuk a tartályba. A nitrogén szobahőmérsékleten forr, ezért ügyelünk a megfelelő levegőző szelep megnyitására a balesetveszély elkerülése végett. Elindítjuk a mérést, megvárjuk, amíg a minta lehűl és végbemegy a fázisátalakulás. Végül kivesszük a mérőfejet a tartályból, és megvárjuk, amíg a minta újra fázisátalakuláson megy keresztül - ezúttal szupravezető \rightarrow normál fázisátalakulás. A számítógép rögzíti az egyik, illetve a másik tekercs feszültségét, ezek különbségét, a mérőfej hőmérsékletét és annak időbeli változását, továbbá mindegyik mérési ponthoz rögzíti a mérés elindítása óta eltelt időt.

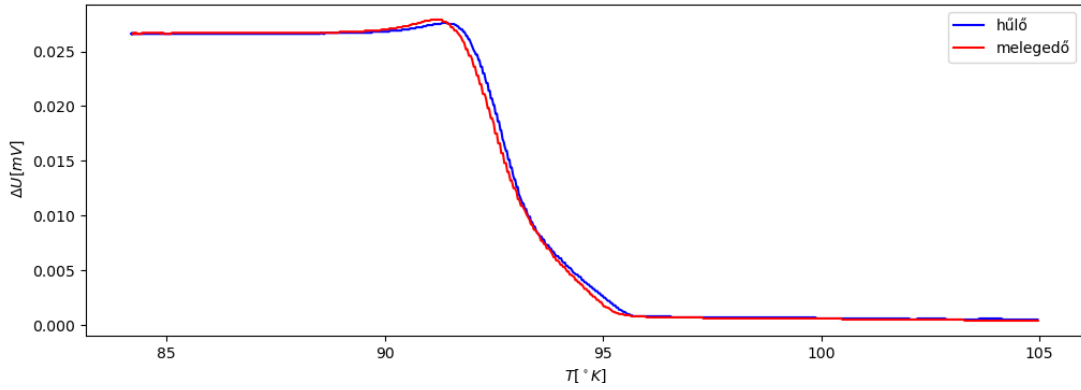
²Mindegy melyik tekercs, nem megkülönböztethetők.

5. Kiértékelés

A mérési adatok az <http://austen.elte.hu/> oldalon elérhetőek. A tekercs és a minta térfogata :

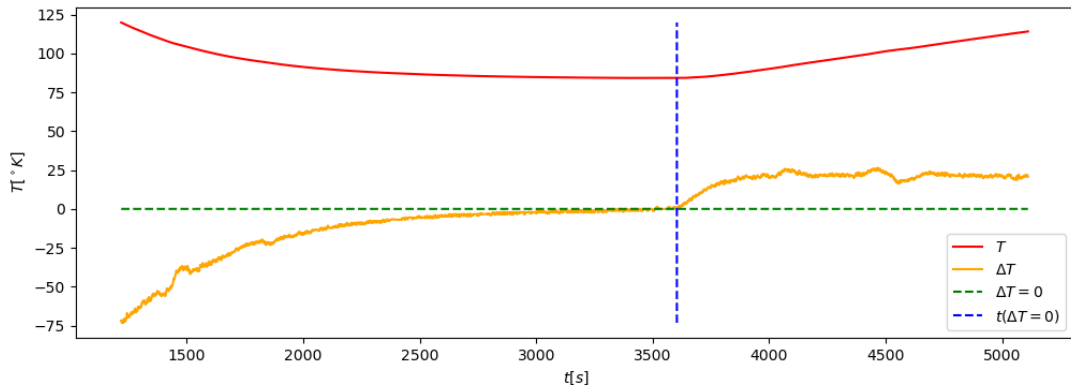
$$\begin{aligned} V_{\text{tekercs}} &= 300 \text{ mm}^3 \\ V_{\text{minta}} &= 21.6 \text{ mm}^3 \end{aligned} \quad (11)$$

A mért adatokat³ a 6. ábra jeleníti meg.



6. ábra. A mért adatok, $\Delta U(T)$

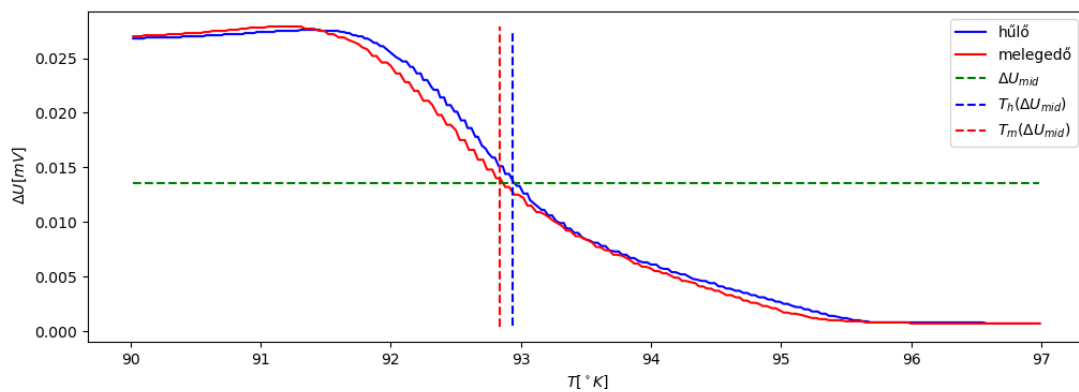
A melegedő és a hűlő ágot úgy különböztetjük meg, hogy a hőmérséklet időfüggése alapján szétválasztjuk az adatsort.



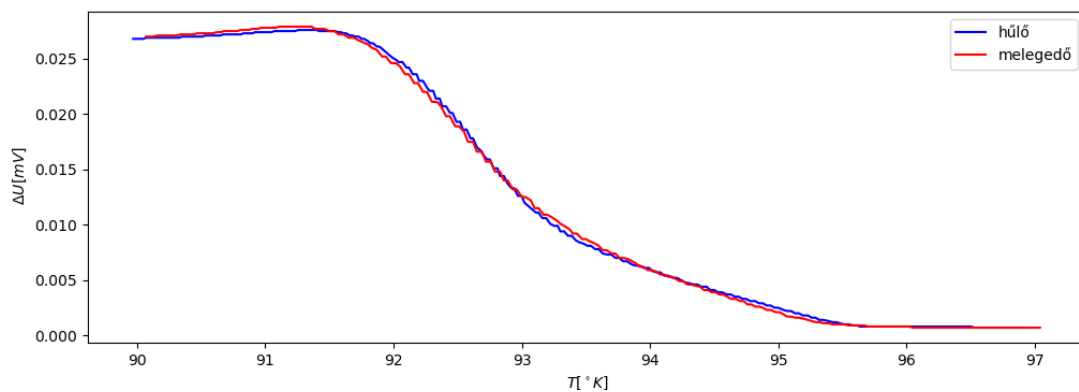
7. ábra. A hűlő és a melegedő ágak szétválasztása

³A kimeneti feszültség offsetje állítható, ezért a ΔU tetszőlegesen eltolható manuálisan. Feltételezve, hogy a minta szuszceptibilitása normál vezetőként kicsi, görbék magas hőmérsékletű ága eltolható a $\Delta U = 0$ -ba.

A 6. ábrán látható, hogy a görbéknek hiszterézise van. Ezt úgy lehet kompenzálni, ha a két görbét a T tengellyel párhuzamosan egymásra csúsztatjuk. Mivel az alsó és a felső ágak asszimptotikusan konstanshoz tartanak, meghatározható ezen konstansok átlaga, így a két görbe átmetszhető egy $\Delta U = \text{const.}$ egyenessel. Meghatározzuk a metszéspontokat (8. ábra), majd ezek átlagától való eltérésükkel eltolhatók, egymásra illeszthetőek a görbék (9. ábra).

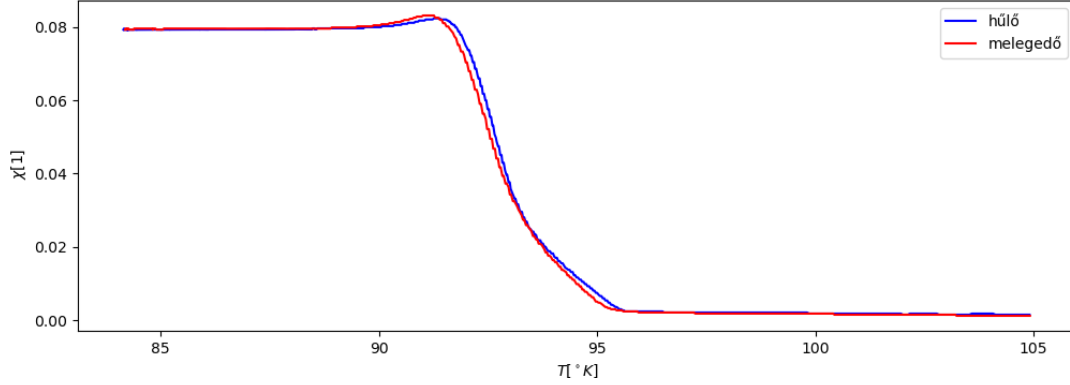


8. ábra. A görbék eltolási paramétereinek meghatározása



9. ábra. Az egymásra tolt görbék

Ezek a görbék a (5)-ös kifejezés segítségével szuszceptibilitás-hőmérséklet grafikonná alakíthatók (10. ábra).



10. ábra. A szuszceptibilitás hőmérsékletfüggése

A ΔU mennyiség hibája a görbe $T < T_c$ tartományban való ingadozásából számolható ki, ugyanis ekkor már ténylegesen 0 ingadozást várnánk. Az U_0 mennyiség hibáját pedig a két tekercsen mért feszültségek különbségének ingadozásából számoljuk ki⁴. Hibaterjedéssel kiszámolható a szuszceptibilitás hibája. Mindkét ágra kiszámolunk minden hibát, amit csak lehet, és a nagyobbat választjuk.

$$\left(\frac{\Delta\chi}{\chi}\right)^2 = \left(\frac{\Delta(\Delta U)}{\Delta U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_0}{U_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_{\text{minta}}}{V_{\text{minta}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_{\text{tekercs}}}{V_{\text{tekercs}}}\right)^2 \quad (12)$$

A két ágon kapott szuszceptibilitásra kapott hiba⁵ $\Delta\chi = 8.5156 \cdot 10^{-5}$. Ennél sokkal nagyobb hibát kapunk, ha hibaterjedéssel számoljuk a hibát.

$$\chi = 0.0793 \pm 0.00186 \quad (13)$$

Így a minta $(7.93 \pm 1.86)\%$ -a alakult át szupravezetővé. Átalakulási hőmérsékletének azt hőmérsékletet tekintjük, amikor a minta szuszceptibilitása elérte a maximum 50%-át.

$$T_c = 92.865 \text{ °K} \pm 0.075 \text{ °K} \quad (14)$$

Az átalakulás szélességét úgy definiáljuk, mint annak a két hőmérsékletnek a különbségét, ahol a szuszceptibilitás a maximális érték 10%-át, illetve 90%-át éri el.

$$\Delta T_f = 2.78 \text{ °K} \pm 0.21 \text{ °K} \quad (15)$$

⁴A két tekercsen mért feszültségek eltérése névleg 0, ha van egy konstans eltolás, akkor azt ezzel kikompenzáljuk.

⁵Az átlaguktól való eltérés.

Hivatkozások

- [1] ELTE-TTK oktatói, Havancsák Károly (szerkesztette), Kemény Tamás (lektorálta) : Fizikai Mérések - Összevont Laboratóriumi Tananyag. <http://atomfizika.elte.hu/kvml/docs/korszeruosszefuzott.pdf>. Accessed: 2023.