

# MÉRÉSI JEGYZŐKÖNYV

---

## 6. MÉRÉS – FÉLVEZETŐK VEZETÉSI TULAJDONSÁGAINAK VIZSGÁLATA

LABORVEZETŐ: BÖHÖNYEI ANDRÁS

SZILVÁSI ÁDÁM, FIZIKA BSC  
MÉRŐTÁRSAK: MÁRTON ISTVÁN,  
SZIGLIGETI ATTILA  
MÉRÉS DÁTUMA: 2010. MÁRCIUS 25.  
LEADÁS DÁTUMA: 2010. JÚNIUS 9.

**1) A MÉRÉS CÉLJA**

A mérés célja a félvezetők vezetési tulajdonságaival való megismerkedés. Megmértük egy szennyezetlen szilícium minta tiltott sávjának a szélességét, a töltéshordozók átlagos mozgékonyágát, és a maradék szennyezés mértékét, szennyezett mintánál pedig a szennyezési nívót. Meghatároztuk egy félvezető lapka Hall-állandóját, a töltéshordozók koncentrációját és mozgékonyágát is.

**2) A MÉRÉSI MÓDSZER**

A félvezetők fizikáját sávszerkezetükkel modellezhetjük. Ebben a képben a legalacsonyabb sáv a vegyértéksáv. Az elektronok nem vezetnek, amíg közülük valamennyi - a valenciasávból vagy a donor nívóról - nem kerül a tiltott sáv fölé elhelyezkedő vezetési sávba, vagy az akceptor nívóra. Az akceptor illetve donornívó megjelenése a többségi atomoknál kevesebb, illetve több vegyértékű szennyezés következménye. Ha szobahőmérsékleten szigetelő anyag termikus aktiválással, azaz kellően magas hőmérsékleten vezetővé válik, félvezetőről beszélünk.

A minta egy henger alakú kályhában helyezkedett el, melyet időben lineáris program szerint fűtöttünk. A mágneses tér kiküszöbölése céljából a minta körül egy kettősen tekercselt fémszál futott, amely a rajta átfolyó áram hatására fűtötte a rendszert. A kályha köpenyében csapvíz folyt, ezzel stabilizáltuk a hőmérsékletet. A kályhában lévő hőmérsékletet termopárral mértük, melynek referenciahőmérsékletét egy elektromosan vezérelt műjég szolgáltatta. A termopár feszültségét komparátor hasonlította össze a program szerinti értékkel, és ez vezérelte a fűtőszálon átfolyó áram nagyságát.

A minta ellenállásának mérésére négy pont módszert alkalmaztunk, mivel a hagyományos ellenállásmérésnél gondot jelent a Schottky-gát (fém-félvezető határretegénél kialakuló ellenállás, amely nagyságrendekkel nagyobb, mint a minta ellenállása). Ezért két szélső ponton áramgenerátorral állandó áramot hajtunk át a mintán; nem túl nagyot, mert különben a kontaktusoknál nagy hő termelődne. A feszültséget két belső pont közt mérjük, a feszültségmérő belső ellenállásához képest a kontaktellenállás elhanyagolható.

A mintán termofeszültség jelenik meg a hőmérsékletgradiens miatt, ami szisztematikus hibát okozna. Ezt áramreverzalással oldhatjuk meg: a mérőprogram minden hőmérsékletnél mindkét áramirány mellett ( $I_+$ ,  $I_-$ ) esetén megméri a feszültséget ( $U_+$ ,  $U_-$ ), ekkor az ellenállás:

$$R = \frac{U_+ - U_-}{I_+ - I_-}.$$

Nem lényegtelen, hogy milyen anyagokat használunk a kísérletben. Potenciálvezetéknek inert anyagnak kell lennie, mivel magas hőmérsékleten sem szabad oxidálódnia. Erre legalkalmasabb a platina. A mintát elektromosan is el kell szigetelni a termopártól, de úgy, hogy a hőkontaktus jó legyen. A mérés során erre a célra csillámot használtunk.

A Hall-effektus egy mágneses térbe helyezett félvezetőn átfolyó áram irányára merőlegesen fellépő feszültség. Ez a feszültség akkora, hogy kompenzálja a töltéshordozókra ható Lorentz-erőt, vagyis az áramot létrehozó töltések mozgása nem görbült pályán valósul meg. A mérhető feszültség:

$$U_m = \frac{R_H}{d} BI \sin \alpha + RI,$$

ahol  $\alpha$  a mágneses tér és az áram iránya által bezárt szög,  $R_H$  a Hall-állandó,  $B$  a mágneses tér indukciója,  $I$  pedig az átvezetett áram. Jól látható, hogy megjelenik a fenti formulában egy additív tag, amely nem függ a mágneses mezőtől. Ennek az az oka, hogy nem tudjuk a mérő pontokat egzaktul az áramra merőlegesen elhelyezni, így lesz egy áramirányba eső ohmikus ellenállás. A mintát erős permanens mágnesek által létrehozott, jó közelítéssel homogén mágneses térbe helyeztük. A minta elforgatható a mágneses térben így egy  $U(\alpha)$  görbét mérhetünk ki, melyből meghatározható a Hall-állandó. A Hall-állandó előjele lehetőséget ad a töltéshordozók előjelének eldöntésére, értékéből pedig kiszámolhatjuk a töltéssűrűséget, mivel

$$R_H = \frac{1}{nq}.$$

## 3) A MÉRÉS KIÉRTÉKELÉSE

## A) AZ ELLENÁLLÁS HŐMÉRSÉKLETFÜGGÉSE

i) *A tiltott sáv mérete*

Az ellenállás mérését  $16^\circ\text{C}$ -tól  $250^\circ\text{C}$ -ig végeztük. A kapott adatokat az 2. ábra tartalmazza. A  $400\text{ K}$  feletti hőmérséklettartományban termikus aktiválással annyi elektron jut a vezetési sávba, hogy a sajátvezetés mellett elhanyagolható lesz a szennyezési vezetés. Ebben az esetben a vezetési sávban mozgó töltéshordozók koncentrációja

$$n_e(T) \sim T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right).$$

A mozgékonyág azonban  $T^{\frac{5}{2}}$ -nel arányos, így a Drude-modell alapján  $x = \frac{1}{T}$  függvényében  $y = \ln\left(\frac{T}{R}\right)$  egyenlete egy  $A = -\frac{E_g}{2k_B T}$  meredekségű egyenleté, így a magasabb hőmérsékleti pontokra illesztett  $y = ax + b = (-7652 \pm 5) K \times \frac{1}{T} + (16,26 \pm 0,01)$  egyenes meredekségének ismeretében a tiltott sáv szélessége:

$$E_g = -2ak_B = (1,3188 \pm 0,0009) \text{ eV}.$$

A táblázati érték  $300\text{ K}$ -en:  $E_g^{\text{irodalmi}} = 1,11 \text{ eV}$ . A transzformált adatokra illesztett egyenest a 1. ábra tartalmazza.

ii) *A szennyezés gerjesztési energiájának meghatározása*

A szennyezés gerjesztési energiájának meghatározásához a mintát jóval alacsonyabb hőmérsékletre kell lehűteni. A mérés során hűtőberendezés nem állt rendelkezésre, ezért egy régebbi adatsort értékelünk ki. Ez látható a 3. ábrán. Alacsony hőmérsékleten elmélet szerint:

$$\frac{1}{R} \sim T^{-\frac{3}{4}} \exp\left(-\frac{E_a}{2k_B T}\right),$$

tehát az adatokat logaritmálva, az alacsony hőmérsékleti pontjaira  $y = ax + b$  egyenes illeszthető ( $y = \ln\left(\frac{T^{\frac{3}{4}}}{R}\right)$ ,  $x = \frac{1}{T}$ ), amely meredeksége:

$$-\frac{E_a}{2k_B} = a = (-467 \pm 3) K,$$

a gerjesztési energia tehát:

$$E_a = -2ak_B = (0,0805 \pm 0,0005) \text{ eV}$$

iii) *Töltéshordozó-koncentráció szobahőmérsékleten*

A sajátvezetési tartományon ( $T \geq 450\text{ K}$ ) illesztett  $\ln\left(\frac{T}{R}\right) = (-7652 \pm 5) K \times \frac{1}{T} + (16,26 \pm 0,01)$  egyenes paramétereinek ismeretében az ellenállás szennyezéstől mentes félvezetőre vonatkozó értékét extrapolálhatjuk  $T = 300\text{ K}$ -re:  $R_{elm}(T = 300\text{ K}) \approx (3120 \pm 94) \text{ k}\Omega$ . Valamint tudjuk, hogy a saját töltéshordozók koncentrációja szobahőmérsékleten  $n_{elm}(T = 300\text{ K}) = 5,05 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 300\text{ K}$ -en az ellenállást pedig mértük:  $R_{mért}(T = 300\text{ K}) = 1323,26 \Omega$ . Feltételezve, hogy a mozgékonyág a szennyezési töltéshordozókra és tiszta anyagra megegyezik, a szennyezett mintában a töltéshordozó-koncentráció szobahőmérsékleten:

$$n_{mért}(T = 300 K) \approx n_{elm}(T = 300 K) \frac{R_{elm}(T = 300 K)}{R_{mért}(T = 300 K)} = (1,19 \pm 0,04) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

iv) *A mozgékonyosság és hőmérsékletfüggése*

A mozgékonyaságnak először a szobahőmérsékleti értékét határozzuk meg, az ehhez szükséges geometriai paraméterek: a potenciálpontok távolsága  $l = (1,00 \pm 0,05) \text{ cm}$ , a minta keresztmetszete  $A = (0,250 \pm 0,005) \text{ cm}^2$ . A Drude-modell szerint a  $T=300 K$  hőmérsékleten:

$$\langle \mu(T = 300 K) \rangle = \frac{l}{eA R_{mért}(T = 300 K) n_{mért}(T = 300 K)} = (1585 \pm 164) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}.$$

v) *A mozgékonyosság hőmérsékletfüggése a fononszórás tartományban*

A fononszórás tartományban a szennyezési atomok elektronjai hozzák létre a vezetést, utóbbiak közül pedig szinte mind a vezetési sávban van, tehát a szennyezési koncentráció állandónak vehető. Ennek következtében  $\langle \mu \rangle \sim \sigma$  és tudjuk, hogy  $\sigma \sim T^{\frac{5}{2}}$ , ezért a mozgékonyaságra is ezt a hőmérsékletfüggést várjuk. Az 5. ábra látható a  $\langle \mu \rangle \sim T^x$  hatványfüggést leíró egyenes illesztése. A kapott meredekség:

$$x = -2,448 \pm 0,008$$

## B) HALL-EFFEKTUS

A mágneses indukció nagyságát egy fluxusmérővel határoztuk meg. A mért fluxus:  $\Phi = (1,26 \pm 0,01) \times 10^{-3} \text{ Vs}$ . A fluxusmérő tekercseinek adatai: tekercsek belső sugara  $r = 3,15 \text{ mm}$ , külső sugara  $R = 4,8 \text{ mm}$ , a tekercs menetszáma  $N = 194$ ,  $F$  pedig a tekercs átlagfelülete. Az indukció értékét a következő összefüggés adja meg:

$$B = \frac{\Phi}{FN}; F = \frac{\pi}{3}(R^2 + Rr + r^2).$$

Ezek felhasználásával  $B = 0,129 \pm 0,001 T$  adódik a mágneses indukcióra. A mért feszültségértékeket az elfordulási szög függvényében az alábbi táblázat mutatja:

$\alpha [^\circ]$	$U_m [\text{mV}]$	$\alpha [^\circ]$	$U_m [\text{mV}]$	$\alpha [^\circ]$	$U_m [\text{mV}]$	$\alpha [^\circ]$	$U_m [\text{mV}]$
0	24,736	90	24,422	180	24,123	270	24,454
10	24,731	100	24,366	190	24,129	280	24,511
20	24,716	110	24,314	200	24,145	290	24,565
30	24,692	120	24,267	210	24,169	300	24,617
40	24,66	130	24,223	220	24,204	310	24,661
50	24,621	140	24,186	230	24,244	320	24,699
60	24,576	150	24,158	240	24,291	330	24,731
70	24,527	160	24,138	250	24,343	340	24,753
80	24,473	170	24,126	260	24,398	350	24,766

Ezekre az adatokra egy  $U_m(x) = y_0 + Bx + A \sin\left(\frac{\pi}{180}(x - x_c)\right)$  függvényt illesztettünk. Az illesztés eredménye a 6. ábra látható. A szinusz amplitúdója:

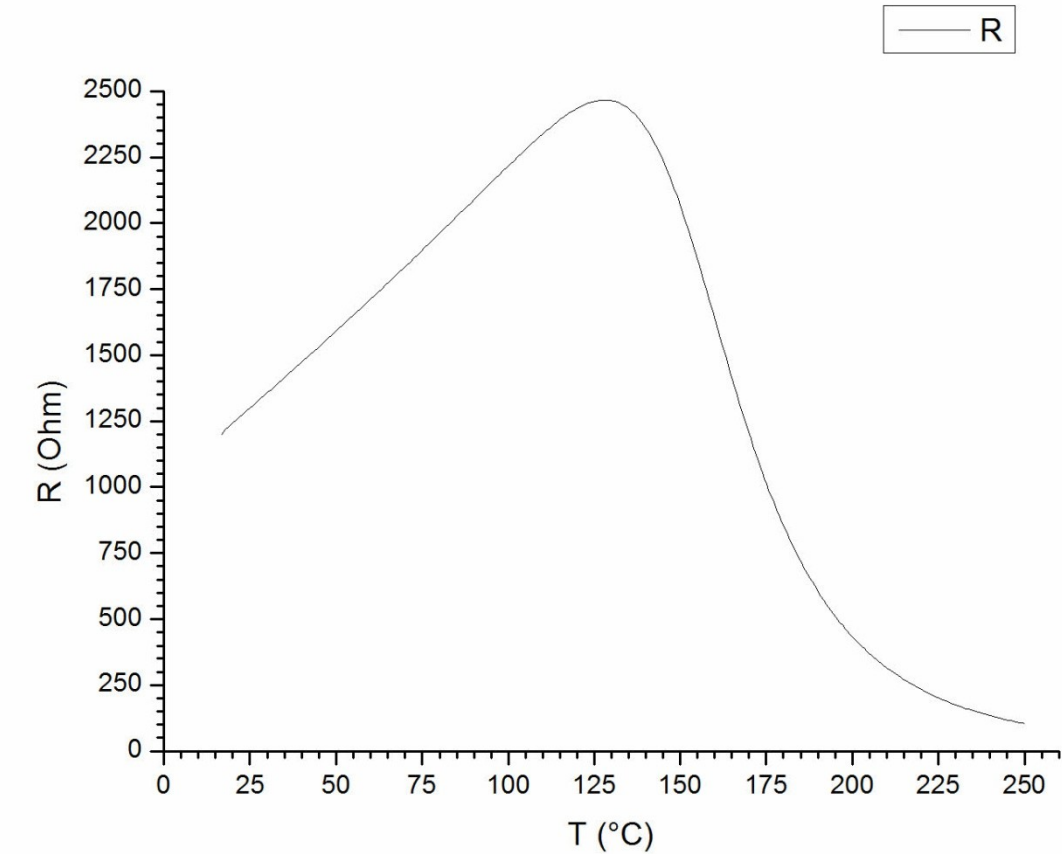
$$\frac{1}{ne} \frac{BI}{d} = A = (-0,3161 \pm 0,0003) \text{ mV},$$

ahol  $d = 0,46 \pm 0,01 \text{ mm}$  a minta vastagsága,  $I = 1 \text{ mA}$  pedig a mintán átfolyó áram. Tehát a töltéshordozók száma:

$$n = (5,5 \pm 0,2) \times 10^{21} \text{ m}^{-3}.$$

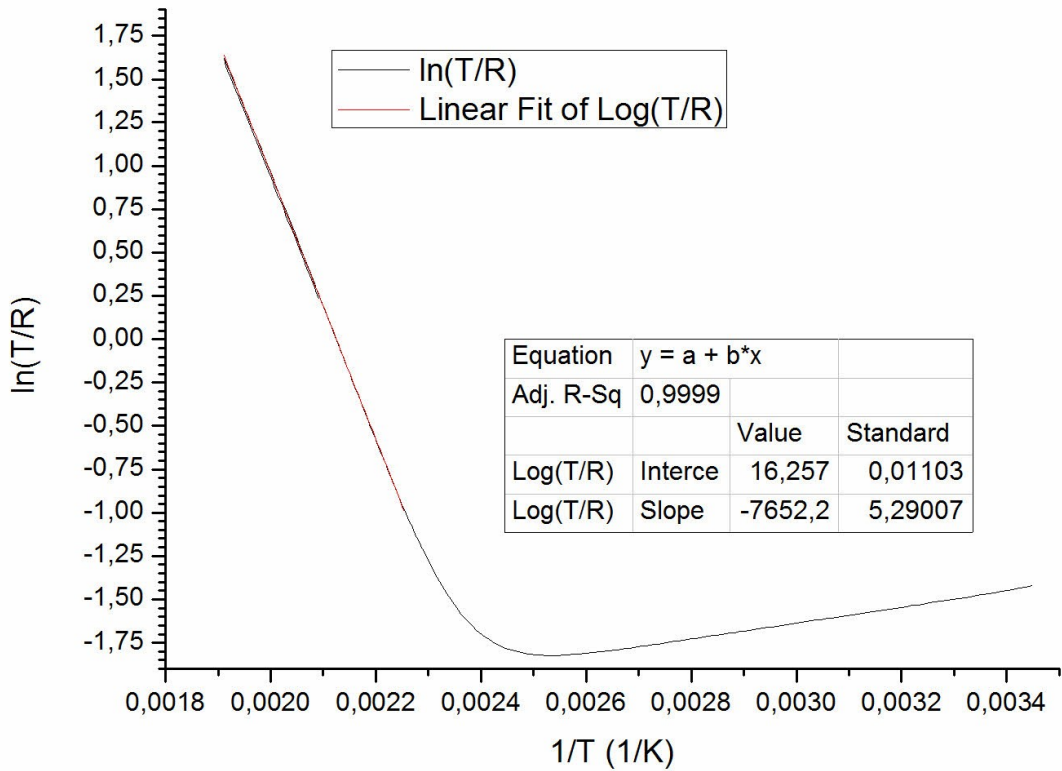
$$R_H = \frac{1}{n(-e)} = -(0,00114 \pm 0,00003) \frac{m^3}{C}.$$

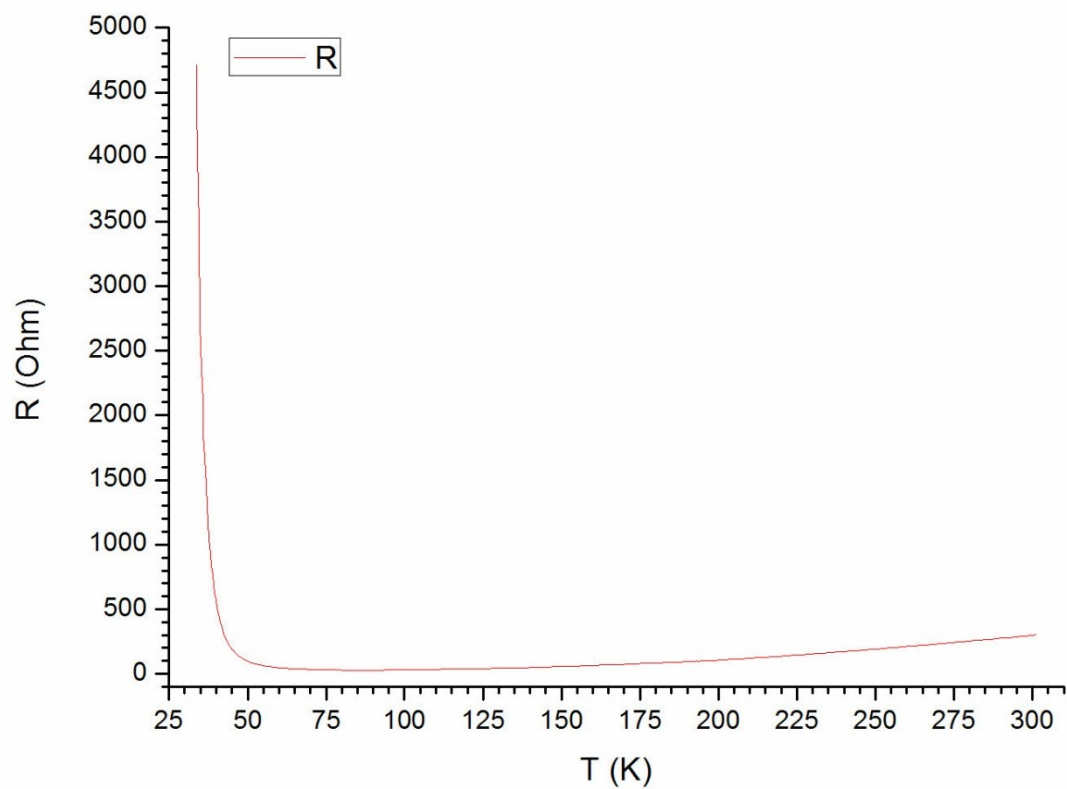
A Hall-állandó értéke negatív lett, tehát a vezetésben résztvevő töltéshordozók elektronok voltak.



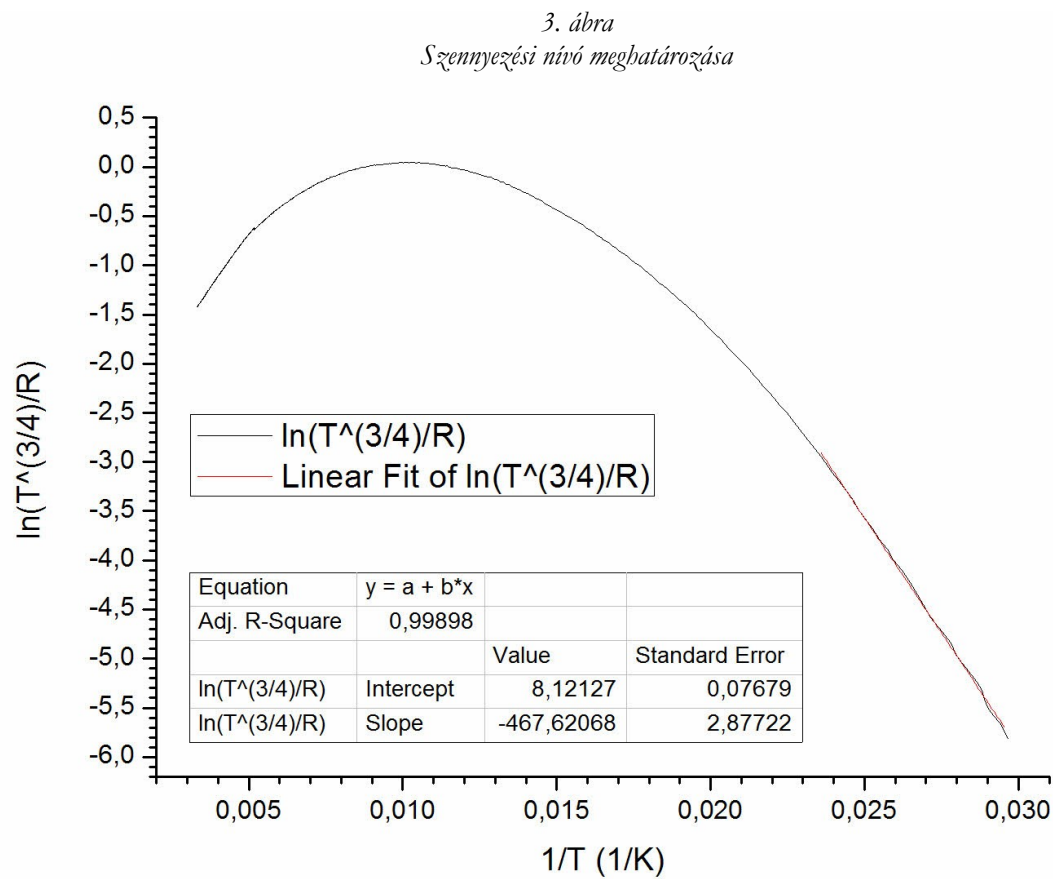
2. ábra  
A szilícium ellenállása szobahőmérséklet felett

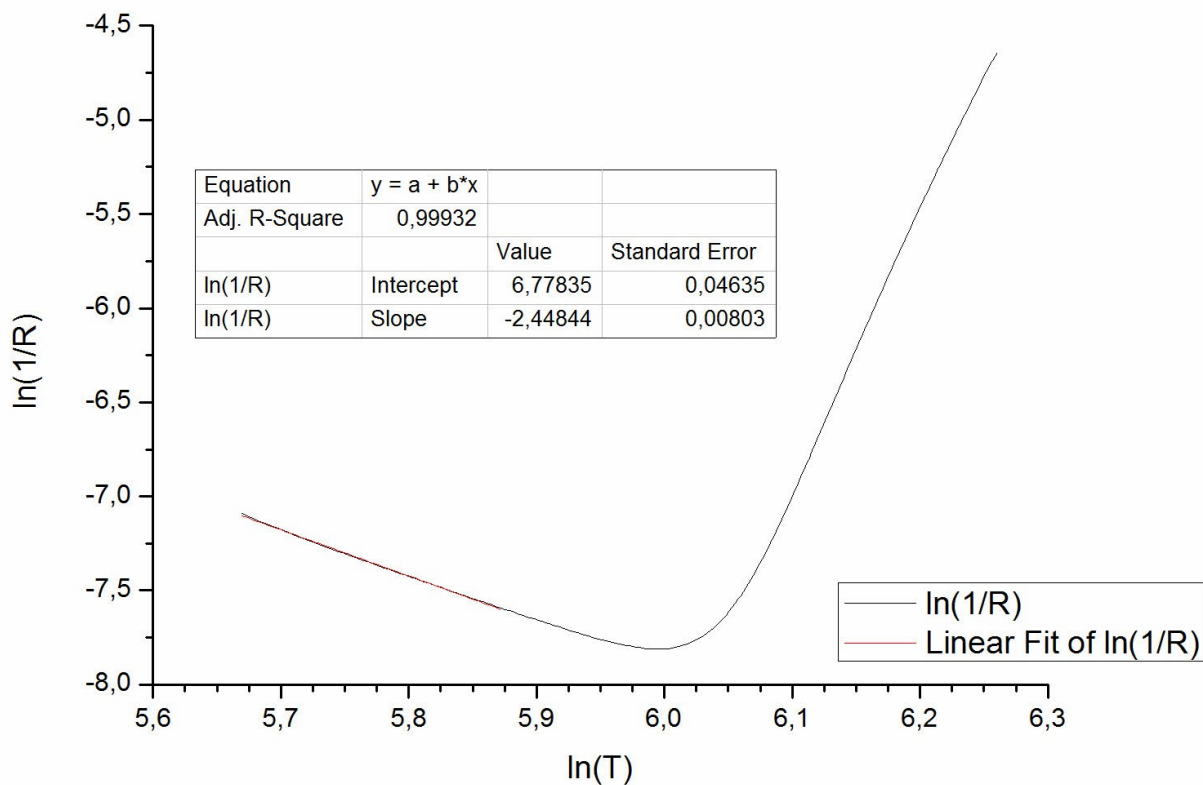
1. ábra  
A tiltott sáv meghatározása





4. ábra  
Szennyezett félvezető ellenállása alacsony hőmérsékleten





6. ábra

*A mobilitás hőmérsékletfüggése*

5. ábra

*A Hall-feszültség kimérése*