

Au-Si, Ag-Si és Al-Si SCHOTTKY-ÁTMENETEK VIZSGÁLATA

DOKTORI DISSZERTÁCIÓ

Irta:

Pelle Béla

SZEGED

1984



B 2379

I.

TARTALOMJEGYZÉK

Old.

BEVEZETÉS	1
1. ELMÉLETI ÁTTEKINTÉS.....	3
1.1 A fém-félvezető kontaktus jellemzése.....	3
1.1.1 Alapfogalmak	3
1.1.2 A Schottky-barrier alakja.....	7
1.1.3 Felületi állapotok hatása a Schottky-barrierre	9
1.1.4 A Schottky-barrier "Flat-band" helyzetben.....	12
1.1.5 Az elektromos tér hatása a barrier-magasságra.....	17
1.1.6 Előfeszítés hatása a barrier-magasságra.....	20
1.1.7 A Schottky-barrier korrekciója a tükröképerő miatt.....	22
1.2 Áramvezetés a fém-félvezető szerkezetben.....	24
1.2.1 Alapvető megfontolások.....	25
1.2.2 A diffúziós elmélet.....	27
1.2.3 A termoemissziós elmélet.....	30
1.2.4 A diffúziós és a termoemissziós elmélet szin- tézise.....	33
1.3 A Schottky-barrier meghatározásának kísérleti mód- szerei.....	37
1.3.1 Schottky-barrier meghatározása I-U mérésekből.....	37
1.3.2 Schottky-barrier meghatározása C-U mérésekből.....	40
1.3.3 Schottky-barrier meghatározása fotoemissziós mérésekből.....	42
1.4 Forró elektronok közepes szabad úthosszának megha- tározása fém-félvezető átmeneteken végzett fénye- lektromos emissziós mérések alapján.....	44
1.4.1 A vákuumba irányuló fényelektromos emissziós és a "belső fotoemisszió" összehasonlítása.....	44
1.4.2 A forró elektronok szóródási jelenségei fém- rétegekben.....	49
1.4.2.1 Az elektron-elektron kölcsönhatás.....	49
1.4.2.2 Az elektron-fonon kölcsönhatás.....	50

II.

Old.

1.4.2.3 A csillapodási úthossz és az elektron-elektron ütközések közepes szabad úthosszának, valamint az elektron-fonon ütközések közepes szabad úthosszának a kapcsolata.....	50
1.4.3 Az elektronok közepes szabad úthosszainak kísérleti meghatározása különböző vastagságú fémrétegekben mért fényelektromos emissziós áramok összehasonlítása útján...	52
1.5 A disszertáció célkitűzéseinek megfogalmazása.	54
2. KISÉRLETI RÉSZ.....	56
2.1 Mintakészítés.....	56
2.1.1 A félvezető alapréteg kémiai előkészítése.	56
2.1.2 A Schottky-átmenetek előállítása.....	57
2.2 Az alkalmazott mérőberendezések és mérési eljárások.....	58
2.2.1 Az I-U mérés módszere.....	58
2.2.2 A C-U mérés módszere.....	59
2.2.3 Fotoemissziós módszer.....	61
3. EREDMÉNYEK ÉS ÉRTÉKELESLŐK.....	64
3.1 A barrier-magasság meghatározása.....	64
3.1.1 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel.....	64
3.1.1.1 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel Au-Si mintákon.....	64
3.1.1.2 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel Ag-Si mintákon.....	67
3.1.1.3 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel Al-Si mintákon.....	68
3.1.2 A barrier-magasság meghatározása C-U módszerrel.....	70
3.1.2.1 A barrier-magasság meghatározása C-U módszerrel Au-Si mintákon.....	71

3.1.2.2 A barrier-magasság meghatározása C-U módszerrel Ag-Si mintákon.....	73
3.1.2.3 A barrier-magasság meghatározása C-U módszerrel Al-Si mintákon.....	75
3.1.3 A barrier-magasság meghatározása fotoemissziós módszerrel.....	77
3.1.3.1 A barrier-magasság meghatározása fotoemissziós módszerrel Au-Si mintákon...	79
3.1.3.2 A barrier-magasság meghatározása fotoemissziós módszerrel Ag-Si mintákon...	80
3.1.3.3 A barrier-magasság meghatározása fotoemissziós módszerrel Al-Si mintákon...	81
3.1.4 A barrier-magasságra kapott mérési eredmények értékelése.....	82
3.2 Forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározása.....	86
3.2.1 Forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározása Au-Si mintákon.....	86
3.2.2 Forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározása Ag-Si mintákon.....	90
3.2.3 Forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározása Al-Si mintákon.....	92
3.2.4 A forró elektronok közepes szabad úthosszára kapott mérési eredmények értékelése.....	96
ÖSSZEFOGLALÁS	99
IRODALOMJEGYZÉK	

BEVEZETÉS

A fém-félvezető átmenetek egyenirányító hatására vonatkozó ismereteink 1874-ig nyúlnak vissza, amikor Braun felfedezte [1], hogy az átmeneten folyó áram erőssége függ a ráadott feszültség irányától. Ezután a fém-félvezető átmenetek területén a haladás mérföldköveit a detektoros rádiók kristályos egyenirányítói, majd a második világháború idején a radar megjelenése jelentették. Az egyenirányító hatás értelmezésében Schottky munkássága hozta meg az áttörést, aki a jelenséget alapvetően a fém-félvezető határfelületnél fellépő potenciálgáttal, az un. potenciálbarrierrel magyarázta [2]. Ennek alapján a fém-félvezető szerkezeteket az irodalomban "Schottky-barriereknek" vagy "Schottky diódáknak" nevezik. A Schottky-barrier tehát a fém és a félvezető között kialakuló minden, nem ohmos jellegű átmenet gyűjtőfogalma.

A Schottky diódák iránti érdeklődés az 1940-50-es években a vákuumdiódák, majd a félvezető p-n diódák megjelenése miatt átmenetileg lecsökkent. A robbanásszerűen fejlődő híradástechnika 1 GHz feletti igényeit azonban a p-n átmeneten alapuló diódák egyre kevésbé tudták kielégíteni, de e kérdésben megoldást jelentettek a félvezető- és vákuumtechnika fejlődése eredményeképpen előállított tökéletes fém-félvezető átmenetek. /Ezek már igen magas alkalmazási igényeket elégitettek ki./

A Schottky diódákon végzett mérések így jelentősen előrevitték az elmélet fejlődését [3-12]. A 60-as évek óta töretlen és növekvő az érdeklődés a Schottky diódák iránt, amely mind a mai napig tart. Alkalmazási spektrumuk rendkívül széles. A teljesség igénye nélkül e helyen csak megemlítjük a mikrohullámú Schottky diódákat, amelyeket - video-detektorként, vagy keverő diódaként alkalmaznak, - erősítő kapcsolásban a mikrohullámú tranzisztorok gate-jeként kapnak szerepet, - bipoláris integrált áramkörökben többek között dióda-csatoló és szinteltoló funkciót látnak el, - önálló távvezérelt

eszközként /MESFET/ és napelemként is hasznosíthatók.

A Schottky diódák előnyös jellemzői: a kis zaj, a nagy teljesítmény, a gyors kapcsolás. E tulajdonságok azzal függenek össze, hogy a Schottky diódák működését a többségi töltéshordozók szabják meg, szemben a p-n diódákkal, ahol a kisebbségi töltéshordozók szerepe a döntő. Ez utóbbiaknál a töltéstárolás ideje korlátot szab a gyors kapcsolásnak. Nem elhanyagolható előny a p-n átmenetekkel szemben az a körülmény, hogy a Schottky diódák viszonylag alacsony hőmérsékleteken /600-800 K/ állíthatók elő.

A Schottky-átmenetek közvetlen gyakorlati felhasználásán kívül a vizsgálatuk információt ad a félvezetők sáv szerkezetéről, a mély szennyezési nivókról, a forró elektrodok szóródási jelenségeiről stb.

Jelen értekezés témaválasztását elsősorban a Schottky diódák iránt napjainkban is megnyilvánuló érdeklődés, továbbá a Schottky diódák elméleti és alkalmazási jelentősége indokolja.

Célul tűztük ki, hogy vizsgáljuk a Schottky diódák két jellemzőjét, a barrier-magasságot és a forró elektronok közepes szabad úthosszát Au-Si, Ag-Si és Al-Si rétegszerkezeteken az irodalomban eddig nem vizsgált 280-350 K hőmérséklet-intervallumban, illetve hőmérsékletfüggésben I-U, C-U és fotoemissziós módszerrel. A vizsgált hőmérséklettartománynak a Schottky napelemek szempontjából van gyakorlati jelentősége.

A kapott eredményeket egyrészt összevetjük az irodalmi adatokkal, másrészt a különböző módszerrel kapott eredmények korrelációját és kritikáját adjuk meg, rámutatva ezek gyakorlati jelentőségére is.

1. ELMÉLETI ÁTTEKINTÉS

1.1 A FÉM-FÉLVEZETŐ KONTAKTUS JELLEMZÉSE

1.1.1 Alapfogalmak

Az irodalomban gyakran találkozunk olyan általánosítással is, amely minden fém-félvezető átmenetet Schottky-átmenetnek, az egyenirányító tulajdonságokkal rendelkező kontaktusokat pedig Schottky diódának nevez [6]. A valóságban azonban Schottky-átmenet csak akkor jöhet létre, ha a félvezető n típusú és a fém φ_m kilépési munkája nagyobb a félvezető φ_s kilépési munkájánál / $\varphi_s < \varphi_m$ /, vagy ha a félvezető p típusú, és a $\varphi_s > \varphi_m$ egyenlőtlenség áll fenn.

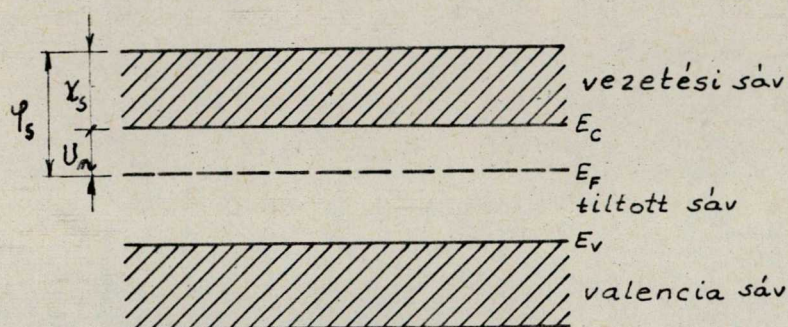
A fém φ_m kilépési munkája annak az energiának felel meg, amely ahhoz szükséges, hogy az E_F Fermi-szinten lévő elektront a fém felületén kívülre, nyugalmi helyzetbe, az un. vákuum-szintre emeljük.

A félvezető φ_s kilépési munkáját hasonlóképpen definiálhatjuk. Ez esetben ugyan ellentmondásnak tűnhet az elektron E_F szintről való eljuttatása a félvezető felületén kívülre, hiszen az erősen degenerált esetet kivéve az E_F szint a tiltott sávban helyezkedik el /1. ábra/. Az ellentmondás azonban feloldható, ha e definíciónál a statisztikai koncepciót tekintjük, amelynek értelmében a Fermi-szint a megengedett vezetési sávbeli és megengedett valencia sávbeli energiaszintek súlyozott átlagát jelenti.

A Schottky-átmenet tárgyalásához szükséges további fontos paraméter a χ_s elektron-affinitás; ez a vezetési sáv alapján lévő elektron és a félvezető felületén kívül nyugalomban lévő elektron energiája közötti különbség /1. ábra/. A legegyszerűbb, az un. "flat band" esetben, amikor a félvezetőn belül elektromos tér nem jön létre és, ha U_n -el jelöljük a Fermi-szint és a vezetési sáv alsó széle közötti energetikai távolságot, akkor a következő összefüggés áll fenn:

$$\varphi_s = \chi_s + U_n$$

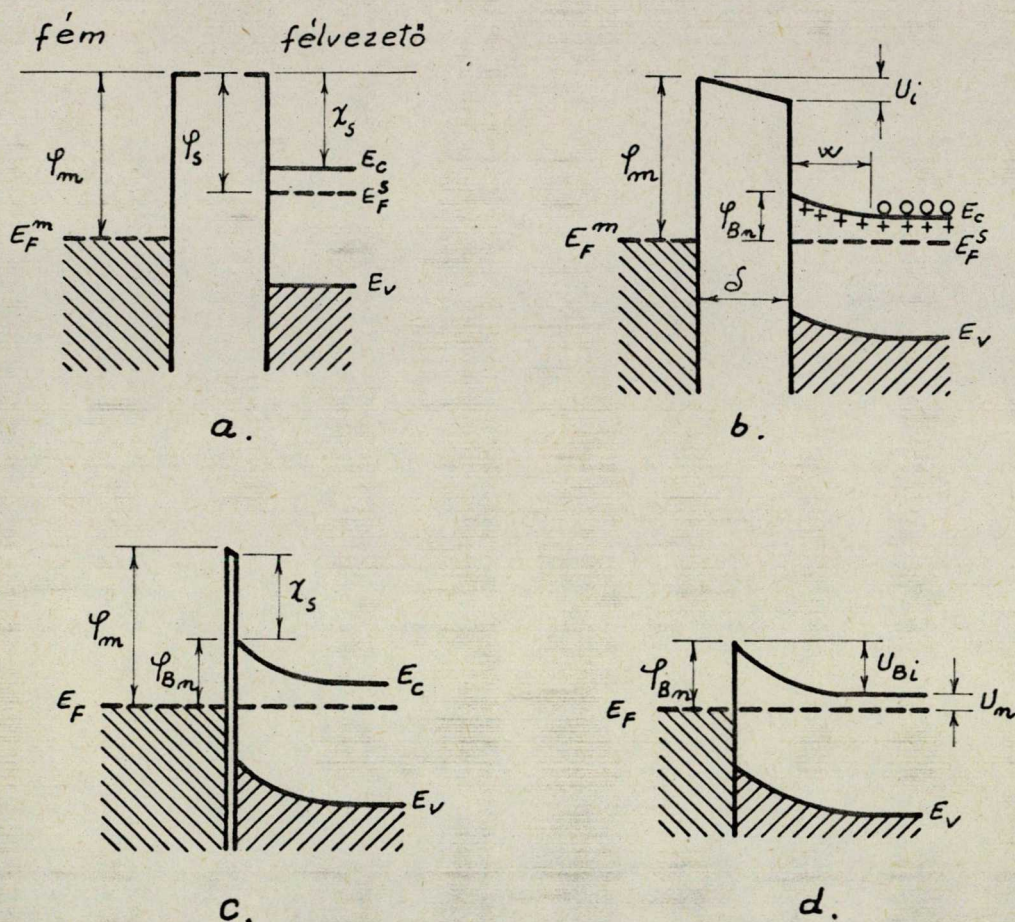
/1/



1. ábra
Félvezető sávszerkezet

A fém-félvezető átmenet egyenirányító hatását a Schottky-barrier okozza. A barrier azért alakul ki, mert eltérő a két anyag kontakt potenciálja, azaz eltérőek a kilépési munkák. A barrier létrejöttét gondolat kísérettel értelmezhetjük: egymástól elkülönült fémet és félvezetőt fokozatosan egymáshoz közelítjük, míg létrejön közöttük a háttárréteg nélküli szoros kapcsolat /2. ábra/. Feltételezzük, hogy felületi állapotok nincsenek jelen, a félvezető n típusú, és ekkor $\varphi_s < \varphi_m$; ellenkező esetben ugyanis - mint később rámutatunk - nem jön létre barrier. A 2. a ábrán a fém és a félvezető még egymástól elkülönült, kifelé semlegesek. A kilépési munkák eltérő volta azt jelenti, hogy az E_C és a Fermi-szintek $[E_F^s, E_F^m]$ nem esnek egybe a két anyagban. Ha a fém és a félvezető még ugyan nem érintkezik, de vezetővel összekötjük őket, akkor a félvezetőből elektronok áramlanak a fémbe és ez addig tart, amíg a Fermi-szintek kiegyenlítődnek; ez az egyensúly feltétele két anyag között. A félvezetőben az E_F^s szint süllyedése /amely éppen $\varphi_m - \varphi_s$ mértékű/ maga után vonja a vezetési és a valencia sávok hasonló süllyedését, azaz az addig azonos vákuumszintek is eltérnek,

és a vákuumszintű elektronok energiája U_i mértékben különbözni fog egymástól /2. b ábra/.



2. ábra
Fém-félvezető sávszerkezetek

Az U_i potenciálkülönbség E_i elektromos teret jelent az elektronokra nézve, amely az elektronokat a félvezetőből a fémbe kényszeríti. A fém felületén összegyűlő negatív töltésekkel szemben állnak a félvezetőben maradt, elektront leadott, pozitív töltésű donorkok. Amíg az elektronok a fémbe igen vékony, 10 nm alatti töltésréteget hoznak létre, tehát gyakorlatilag felületi töltések, addig a donorkok a félvezetőben rögzített helyzetük következtében - egy kiterjedt, w szé-

lességű zónában foglalnak helyet, így a félvezetőnek a fém felé eső w szélességű rétege kiürült tartománnyá válik. Ez a pozitív tértöltés okozza az E_C szint felhajlását /2.b ábra/. Az E_C szintek eltéréseiből adódó φ_{Bn} barrier /az n index az n típusú félvezetőre utal/ az ábrából láthatóan a következőképpen írható fel:

$$\varphi_{Bn} = \varphi_m - (U_i + \chi_s) \quad . \quad /2/$$

Az elektronokat gyorsító térre a

$$U_i = \mathcal{S} E_i \quad /3/$$

összefüggés írható fel, ahol $\mathcal{S}$ a fém és félvezető távolsága. Közelítve egymáshoz a két felület $\mathcal{S} \rightarrow 0$ és így $U_i \rightarrow 0$ /2. c ábra/.

Végül a teljes összeérintéskor /2/ összefüggés alapján:

$$\varphi_{Bn} = \varphi_m - \chi_s \quad . \quad /4/$$

Ez a barrier úgy is felírható mint az U_{Bi} -vel jelölt sávfelhajlás és U_n összege:

$$\varphi_{Bn} = U_{Bi} + U_n \quad . \quad /5/$$

Igy

$$\varphi_m = \chi_s + U_{Bi} + U_n \quad , \quad /6/$$

és a /1/ összefüggés felhasználásával a következőt kapjuk:

$$U_{Bi} = \varphi_m - \varphi_s \quad , \quad /7/$$

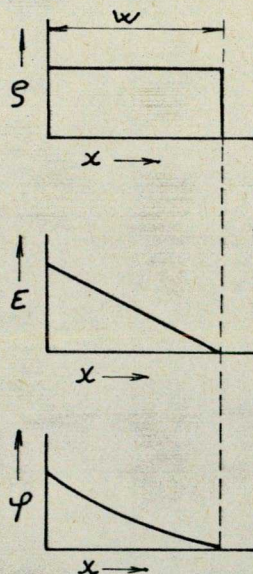
azaz a sávfelhajlás /más elnevezéssel a diffúziós vagy Built-in potenciál/ a két kilépési munka különbségével egyezik meg.

A gyakorlatban a 2. d ábra mint határfelületi közbenső réteg nélküli szerkezet helyett, általában a 1-2 nm vastagságú közbenső oxidréteget tartalmazó szendvicsstruktúra fordul elő, amely a 2. c ábrának felel meg. Ez esetben az elektronok - alagút hatással - még könnyen átjutnak és az ideális eset is jó közelítésnek vehető, tehát U_i értékét megközelítően zérusnak tekinthetjük.

1.1.2 A Schottky-barrier alakja

A barrier alakját a következő megfontolás alapján határozhatjuk meg [6] :

A donorok homogén eloszlását feltételezve, a kiürült tartományban konstans a $\rho = q N_d$ pozitív töltéssűrűség /3. ábra/, ahol N_d a donorsűrűséget jelenti.

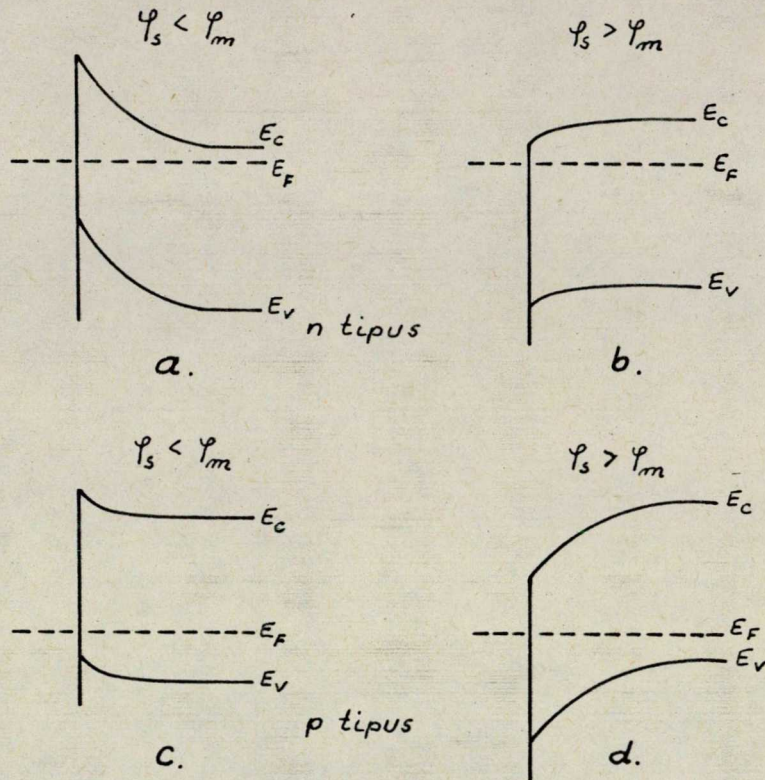


3. ábra

Töltéssűrűség, térerősség és elektrosztatikus potenciál eloszlása a kiürült tartományban

Gauss tétele értelmében az E elektromos tér lineárisan vál-

tozik a távolsággal, a φ elektromos potenciál pedig kvadratikusan. Ez az elektrosztatikus potenciál éppen a Schottky-barrier.



4. ábra

Energia-sávszerkezetek alakulása a félvezető típusától és a kilépési munkák viszonyától függően

Eddig feltételeztük: $\varphi_s < \varphi_m$, és arra a következtetésre jutottunk, hogy ez esetben barrier jön létre a fémből a félvezetőbe irányuló elektronok számára, azaz egyenirányító hatás lép fel /4. a ábra/. Ha fordított esetben, azaz $\varphi_s > \varphi_m$, a sávszerkezet a 4. b ábrának megfelelően alakul. Ha előfeszítést alkalmazunk úgy, hogy elektronok haladjanak a félvezetőből a fémbé, az elektronokra nem hat a barrier, ami az ábra alapján nyilvánvaló.

Ellenkező irányú előfeszítéskor - mivel az akkumulációs tartományban nagy az elektronsűrűség - ez a tartomány olyan katódként fogható fel, mely könnyen felvesz és lead elektront, ellenállást csak a félvezető bulk-ellenállása képvisel. Így ez az átmenet ohmikus jellegű.

Ha a félvezető p típusú és $\varphi_s < \varphi_m / 4$. c ábra/, akkor az előző megfontolások alapján az átmenet ohmikus jellegű. Ha azonban $\varphi_s > \varphi_m$, az ionizált és a lyukakat elvesztett akceptorok negatív tértöltése miatt a sávok lefelé hajlanak el, és ez ugyanolyan barriert jelent a fémből a félvezetőbe irányuló lyuk számára, mint az elektronoknak a 4. a ábrának megfelelő eset.

Igy a Schottky-barrier kialakulása szempontjából tehát csak a 4. a és 4. d ábra szerinti eseteknek van jelentőségük, és az analógiák miatt elegendő csak a 4. a ábra esetét vizsgálni, azaz olyan típusú félvezető és fém átmenetét, ahol $\varphi_s < \varphi_m$.

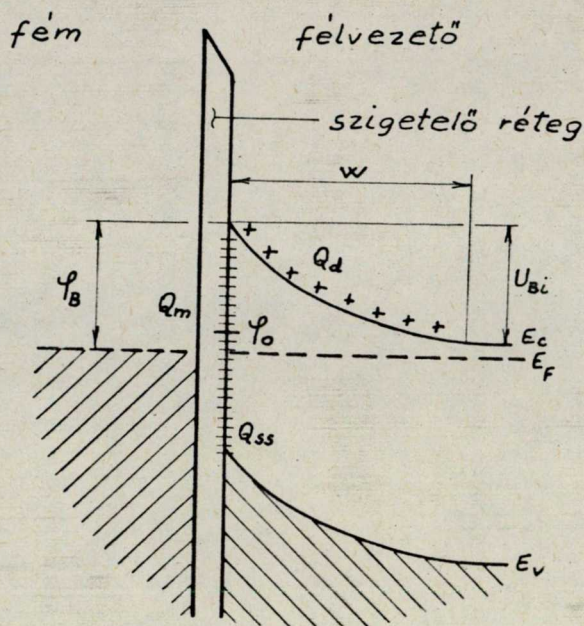
1.1.3 Felületi állapotok hatása a Schottky-barrierre

A /4/ összefüggés értelmében a Schottky-barrier magasságát döntően a fém φ_m kilépési munkája határozza meg. A kísérleti eredmények azonban ezt nem támasztották egyértelműen alá, sőt bizonyos körülmények között φ_B csaknem függetlennek bizonyult a fém megválasztásától [13]. Bardeen vetette fel először, hogy a /4/ összefüggés által leírt, ideális viselkedéstől való eltérést a felületi állapotok okozzák, amelyet a kísérleti eredmények alátámasztottak.

Feltételezve a felületi állapotok jelenlétét, a következőkben megvizsgáljuk, hogyan kell módosítani az 1.1.1 és 1.1.2 fejezetekben ismerttetett sávszerkezeti képet, valamint az ezt leíró egyenleteket [6].

Mivel ebben a gondolatmenetünkben már a valódi helyzetet igyekszünk a lehető legjobban megközelíteni, a fém

és félvezető között vékony szigetelő réteget tételezünk fel.



5. ábra

Sávszerkezeti kép felületi állapotok jelenlétében

A félvezető felületén φ_0 semleges szinttel jellemzett, egyenletes felületi állapoteloszlás helyezkedik el /5. ábra/. Mivel az átmenet kifelé elektromosan semleges, az elektronjait elvesztett donorok Q_d pozitív össztöltésének egyensúlyt kell tartania a fémfelület elektronjainak Q_m negatív össztöltésével, ha felületi állapotok nincsenek jelen. Felületi állapotok jelenlétében azonban a semlegességi feltétel a következő:

$$Q_m + Q_d + Q_s = 0 \quad ,$$

/8/

ahol Q_s a felületi állapotok össztöltése.

Ha φ_0 az E_F szint fölött helyezkedik el /mint azt az 5. ábra mutatja/, akkor a felületi össztöltés pozitív, és így Q_d -nek kisebbnek kell lennie, mint a felületi állapot nélküli esetben. Q_d csökkenése a kiürült tartomány w szélességének csökkenésével jár / Q_d megjelenése ugyanis éppen az elektronok elvándorlásával, tehát a réteg kiürülésével kapcsolatos/, a kiürült réteg beszűkülése pedig a sávfelhajlást mérsékeli, azaz az U_{Bi} diffúziós potenciál csökken. Az /5/ egyenlet értelmében ez maga után vonja a barrier csökkenését, tehát: a felületi állapotok csökkentik a Schottky-barriert.

A φ_B csökkenése következtében a φ_0 az E_F szint felé közeledik, azaz csökkenteni igyekszik a felületi állapotok pozitív töltését. Ez φ_B -re nézve negatív visszacsatolásként fogható fel. φ_B -vel jelölve a Schottky-barrier magasságát, n-típusú félvezetőre vonatkoztatva φ_{Bn} , p-típusúra φ_{Bp} . Ha a φ_0 az E_F szint alatt van, tehát ha a felületi össztöltés negatív, akkor a Q_d megnő a felületi töltés nélküli állapotához képest. Ez w és φ_B növekedését vonja maga után, ami ismét a φ_0 eltolódását eredményezi az E_F szint felé. A negatív visszacsatolás ebben az esetben is nyilvánvaló, Minél nagyobb Q_s , a visszacsatolás annál erősebb, és φ_0 annál inkább megközelíti az E_F szintet.

Ha az $E_g = E_c - E_v$, akkor a barriert úgyis felírhatjuk, mint

$$\varphi_B = E_g - E_F \quad /9/$$

különbséget, és az irodalomban szokásos értelmezés szerint, amely φ_0 -t a valencia sáv felső szélétől méri, kapjuk a következőt:

$$\varphi_B \approx E_g - \varphi_0 \quad /10/$$

A barriert ezen felírás szerint Bardeen-korlátnak is nevezzük.

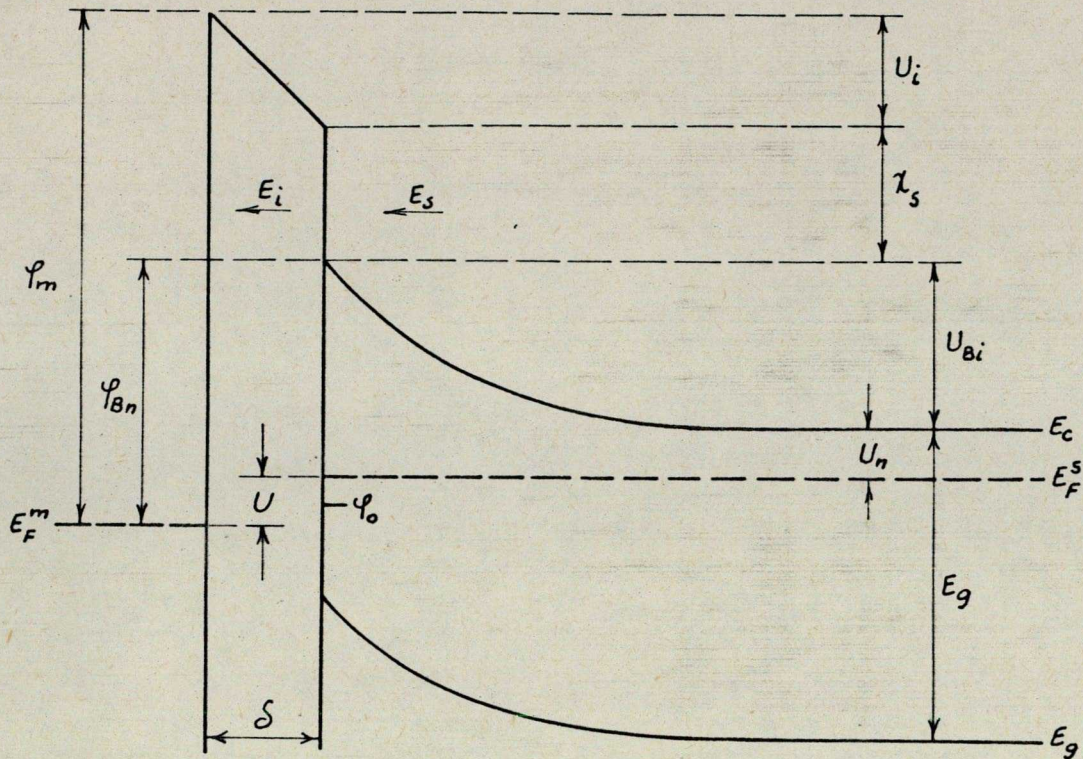
Arra a következtetésre jutottunk tehát, hogy felületi állapotok jelenlétében a barrier csakugyan gyakorlatilag független lehet a fém kilépési munkájától, a kísérleti eredményekkel egyezésben. A/10/ egyenlet ugyanis csak félvezető jellemzőket tartalmaz.

1.1.4 A Schottky-barrier "flat-band" helyzetben

Induljunk ki abból az esetből, amikor a fém és az n típusú félvezető között vékony /1-2 nm/ szigetelő réteg helyezkedik el. Ez megfelel annak a gyakorlatban előforduló legvalószínűbb esetnek, amely normál körülmények között előáll; nevezetesen, hogy a félvezető felületére ilyen vastagságú oxidréteg képződik. A feltételezett helyzetnek megfelelő sáv szerkezeti kép a 6. ábrán látható. A már korábban tárgyalt helyzethez képest ez az állapot annyiban általánosabb, hogy a fém és félvezető között egy nyitóirányú U feszültséget is alkalmaztunk /ez azonban még nem okoz flat-band állapotot/. A φ_B barriermagasság változatlanul a fém E_F^m szintje, a félvezető vezetési sávja alsó szélének a határfelületnél elfoglalt helyzete közötti különbség. Az U feszültség jelenléte E_i elektromos térerősséggel párosul a szigetelőben, amelynek hatására elektronok folynak a fémből a félvezetőbe /lévén a feszültség nyitóirányú/, és így az elektronáramlás útjában ez a szigetelővastagság nem jelent akadályt.

A korábban vizsgált esetünkhöz hasonlóan háromféle töltés jelenik meg az átmenet környezetében:

- /1/ Q_m töltés, a fém felületén, amelyet a szigetelőben kialakult E_i térerősség határoz meg;
- /2/ Q_d töltés a félvezető kiürült tartományában a kompenzálatlan donor ionok következtében, és amelynek nagyságát a kiürült tartomány w szélessége szabja meg;
- /3/ Q_s a felületi állapotokban lévő elektronok össztöltése, amelyet a határfelületi állapotok sűrűsége és azok betöltési valószínűsége határoz meg.



6. ábra

Fém-szigetelő-félvezető átmenet sávszerkezeti képe, kis-mértékű nyitóirányú feszültség $/U/$ jelenlétében

A szerkezet kifelé mutatott elektromos semlegessége miatt ez esetben is teljesülnie kell a /8/ összefüggésnek.

A további tárgyalást megkönnyíti ha feltételezzük, az U nyitófeszültség olyan nagy, hogy az energiasávok a határfelületnél kisimulnak, lapossá válnak /ez az angol szóhasználat szerint a "flat-band" - "sík sáv" állapot/. Az egyszerűsítést az jelenti, hogy a flat-band állapot csak akkor állhat elő, ha a félvezetőben nincs elektromos tér, ami a sávhatárokat "meggörbítene", azaz megszűnik a kiürült tartomány, $Q_d=0$, illetve $U_{Bi}=0$ /7. ábra/.

A /10/ kifejezés kiegészül $\bar{\varphi}$ -al, amely így a következő lesz:

$$\bar{\varphi} = \varphi_B + \varphi_o - E_g \quad /12/$$

Speciálisan a flat-band állapotra /sávfelhajlás nincs/:

$$Q_{ss}^o = q D_s (\varphi_B^o + \varphi_o - E_g) \quad , \quad /13/$$

ahol a felső "o" index az előzőekben és a továbbiakban is definiált paraméterek flat-band állapotbeli értéket jelzi. Elektromos tér csak a szigetelőben van $/E_i^o/$. Értékét Gauss tétele értelmében a fémfelületi töltések vagy a félvezető határfelületi töltések szabják meg:

$$\epsilon_i E_i^o = Q_{ss}^o = - Q_m^o \quad . \quad /14/$$

ϵ_i a szigetelő permittivitása. A potenciálesés a szigetelőben

$$U_i^o = \int E_i^o = \frac{\int Q_{ss}^o}{\epsilon_i} \quad . \quad /15/$$

Ugyancsak a 7. ábrából következik, hogy

$$\varphi_m = U_i^o + \chi_s + \varphi_B^o \quad , \quad /16/$$

azaz a /15/ és /13/ összefüggések felhasználásával:

$$\varphi_B^o = \varphi_m - \chi_s - \frac{\int Q_{ss}^o}{\epsilon_i} \quad , \quad /17/$$

és

$$\varphi_B^o = \varphi_m - \chi_s - \frac{q D_s}{\epsilon_i} (\varphi_B^o + \varphi_o - E_g) \quad , \quad /18/$$

vagy tömörebben:

$$\varphi_B^o = r(\varphi_m - \chi_s) + (1-r)(E_g - \varphi_o) \quad , \quad /19/$$

ahol

$$r = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q D_s} \quad . \quad /20/$$

A /19/ egyenletet először Cowley és Sze [15] vezették le. Ezen egyenlet alapján érdemes azt a két határesetet megvizsgálni, amelyek határfelületi állapotok nélkül $/D_s \rightarrow 0/$, illetve igen nagyszámú határfeltételi állapot feltételezésével $/D_s \rightarrow \infty /$ adódnak.

Az előző esetben $\varphi_B^0 = \varphi_m - \chi_s$ /un. Mott-határ, ami az ideális Schottky-barrier magasságát adja a felületi állapotok figyelmen kívül hagyásával/, utóbbi esetben $\varphi_B^0 = E_g - \varphi_0$ /un. Bardeen-határ/, amikor is a felületi állapotok száma igen nagy, a barrier független a fém kilépési munkájától és azt csak az adalékolás és a felületi állapotok szabják meg. Kimutatható, hogy általános /nem flat-band/ esetben φ_B -re ugyan-ezen két határérték adódik a határfeltételi állapotok két szélső esetében.

1.1.5 Az elektromos tér hatása a barrier-magasságra

A gyakorlati alkalmazás szempontjából is lényeges tényező a külső elektromos térnek /1.1.6/ a Schottky-barrierekre való hatása.

Ha a fém-félvezető között nincs szigetelőréteg, az elektromos tér nem befolyásolja a barrier-magasságot; az általánosabb és reálisabb esetben azonban - amikor a fém és szigetelő között δ vastagságú vékony szigetelőréteg van - az átmenet környezetében fellépő elektromos tér létrehoz a szigetelőben E_i elektromos térerősséget és U_i potenciálkülönbséget. Az U_i értéktől már függ a barriermagasság (lásd a /16/összefüggést). Noha a következőkben a félvezetőben térerőként az E_s térerősséget tételezzük fel, - mint a 6. ábrán - ahol az E_s térerősség kialakulásáért a kiürült tartomány donorkjai a felelősek, így gondolatmenetünk bármely E térerősségre végigvezethető.

Vizsgált esetünkben a határfelületi állapotok töltése a /13/ egyenletnek megfelelően:

$$Q_{ss} = q D_s (\varphi_B + \varphi_0 - E_g) , \quad /21/$$

amelyet a /11/ és /12/ összefüggésekkel összehasonlítva a

$$Q_{ss} = Q_{ss}^0 + qD_s(\varphi_B - \varphi_B^0) \quad /22/$$

összefüggést írhatjuk fel.

Gauss tétele értelmében

$$Q_{ss} = \varepsilon_i E_i - \varepsilon_s E_{max} \quad , \quad /23/$$

ahol ε_s a félvezető permittivitása és E_{max} a változó E_s maximális értéke a barrier helyén. A /15/ és /16/ egyenletek felhasználásával felírhatjuk, hogy

$$\varphi_B = \varphi_m - \chi_s - \frac{\delta}{\varepsilon_i} (Q_{ss} + \varepsilon_s E_{max}) \quad . \quad /24/$$

Ebből a /17/ és /22/ egyenletek figyelembevételével következik, hogy

$$\varphi_B = \varphi_B^0 - \frac{q \delta D_s}{\varepsilon_i} (\varphi_B - \varphi_B^0) - \frac{\delta \varepsilon_s}{\varepsilon_i} E_{max} \quad , \quad /25/$$

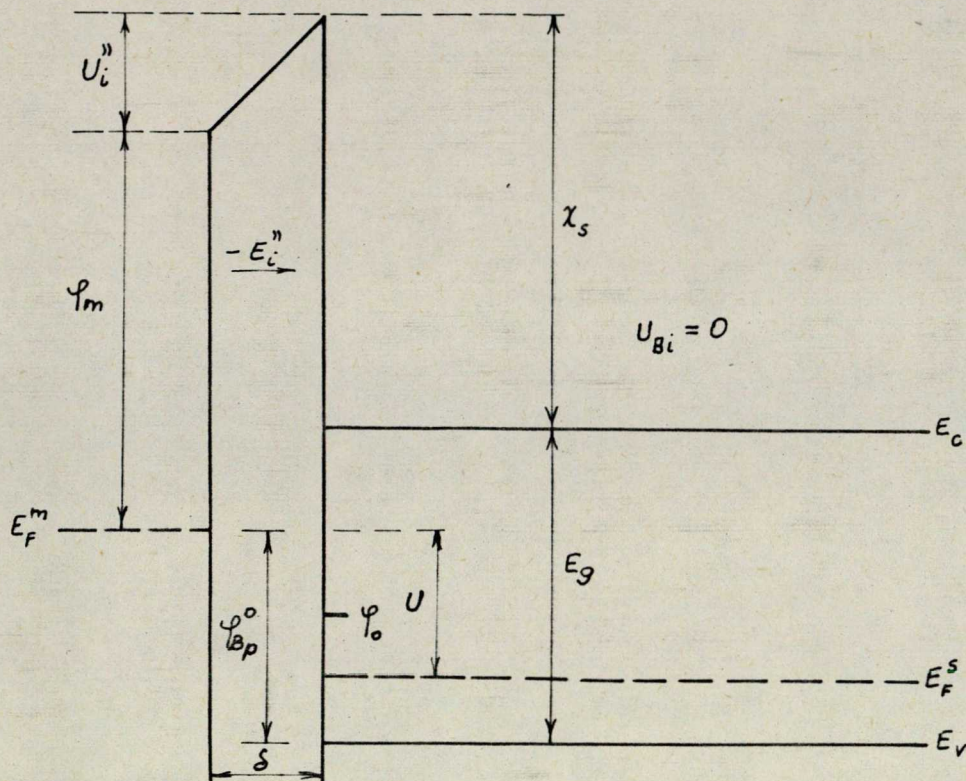
amit átrendezve

$$\varphi_B = \varphi_B^0 - \alpha E_{max} \quad /26/$$

adódik, ahol

$$\alpha = \frac{\delta \varepsilon_s}{\varepsilon_i + q \delta D_s} \quad . \quad /27/$$

Arra az eredményre jutottunk tehát, hogy a mindenkori barrier-magasság a flat-band barrier-magasság és a félvezetőben uralkodó térerősség maximumával arányos mennyiség különbsége. Ez az egyenlet írja le a $\varphi_B = f/E_s$ összefüggést [3]. Analóg gondolatmenetet követhetünk, ha a félvezető p típusú. Ekkor a sávszerkezetet a 9. ábra szemlélteti.



9. ábra

Flat-band sávszerkezet p típusú félvezető esetén

Az ábra alapján felírhatjuk a / 16/ összefüggés p típusú megfelelőjét:

$$\varphi_m + U_i'' = \chi_s + E_g - \varphi_{Bp}^o, \quad /28/$$

ahol

$$U_i'' = -\delta E_i'' = \frac{q \delta D_s}{\epsilon_i} (\varphi_{Bp}^o - \varphi_o). \quad /29/$$

/a'' jelölés a p típusú félvezetőre utal flat-band állapotban/.

A /18/ összefüggés megfelelője:

$$\varphi_{Bp}^o = E_g + \chi_s - \varphi_m - \frac{q}{\epsilon_i} \frac{D_s}{D_i} (\varphi_{Bp}^o - \varphi_o) \quad /30/$$

és így

$$\varphi_{Bp}^o = \gamma (E_g + \chi_s - \varphi_m) + (1 - \gamma) \varphi_o, \quad /31/$$

ahol γ definícióját a /20/ összefüggés adja.

Ezzel leírtuk a flat-band barrier-magasságot p típusú félvezetőre is.

Érdekes eredményre vezet az n és p típusú esetre felírt összefüggés, a /19/ és /31/ összehasonlítása.

$$\varphi_{Bn}^o + \varphi_{Bp}^o = E_g. \quad /32/$$

Ez azt jelenti, hogy azonos félvezető anyag /egyszer n egyszer p típusúra nézve/, azonos fém φ_m /, köztes szigetelőréteg δ, ϵ_i / és azonos határfelületi állapotsűrűség D_s / esetén /azaz azonos γ -t feltételezve/, a flat-band barrier-magasságok összege a tiltott sáv szélességét adja meg.

Kimutatható, hogy a /26/ összefüggés p típusú alakja:

$$\varphi_{Bp} = \varphi_{Bp}^o + \alpha E_{max}. \quad /33/$$

1.1.6 Előfeszítés hatása a barrier-magasságra

Ha a Schottky átmenetet előfeszítjük, megváltozik a φ_B barrier-magasság. A pontos $\varphi_B = f/U$ függvénykapcsolat felírásához az előző fejezetben levezetett /26/ egyenletből indulunk ki, amely E_{max} függvényében írja le φ_B -t. A feladat tehát az E_{max} és az U közötti kapcsolat megadása. A 3. ábrán már bemutattuk, hogy a kiürült tartományban állandó N_d donorsűrűséget feltételezve, a kiürült tartomány w szélénél ugrásszerűen zérusra csökken a qN_d töltéssűrűség.

A Gauss tétel szerint ez a térerősség lineáris csökkenését jelenti ebben a tartományban. A térerősség maximumát a hátfelületen éri el, melynek értéke:

$$E_{\max} = \frac{q N_d w}{\epsilon_s} \quad /34/$$

és átlagértéke a lineáris függésből adódóan $1/2 E_{\max}$. Így a vizsgált tartományban a potenciálkülönbség /vagyis az un. diffúziós potenciál/

$$U_{Bi} = \frac{1}{2} E_{\max} w = \frac{\epsilon_s E_{\max}^2}{2 q N_d} \quad , \quad /35/$$

tehát

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2 q N_d U_{Bi}}{\epsilon_s}} \quad . \quad /36/$$

A mozgó töltéshordozók járulékát is figyelembe véve kimutatható, hogy a kifejezés pontosabb értéke [6] :

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2 q N_d}{\epsilon_s} \left(U_{Bi} - \frac{kT}{q} \right)} \quad . \quad /37/$$

A /37/-et visszahelyettesítve a /26/ kiindulási egyenletünkbe, a

$$\varphi_B = \varphi_B^0 - \alpha \sqrt{\frac{2 q N_d}{\epsilon_s} \left(U_{Bi} - \frac{kT}{q} \right)} \quad /38/$$

kifejezéshez jutunk. Az U_{Bi} diffúziós potenciál korábbi összefüggésünk szerint

$$U_{Bi} = \varphi_B - U - U_n \quad , \quad /39/$$

amelyet a /38/ egyenletbe visszahelyettesítve, a

$$\varphi_B = \varphi_B^0 + \frac{\alpha^2 q N_d}{\epsilon_s} - \sqrt{\frac{2 \alpha^2 q N_d}{\epsilon_s} \left(\varphi_B^0 + \frac{\alpha^2 q N_d}{2 \epsilon_s} - U - U_n - \frac{kT}{q} \right)} \quad /40/$$

alakhoz jutunk. Ez a kívánt $\varphi_B - f/U$ összefüggés, amely nyitó és záró irányú feszültségekre egyaránt igaz.

1.1.7 A Schottky-barrier korrekciója a tükörképerő miatt

Figyelembe kell venni, hogy a vezetési sávban, a kiürült tartományon belül elhelyezkedő kisszámú elektron bármelyikére saját tere is erőt gyakorol, ami megegyezik az-
zal a vonzóerővel, amekkorát az elektron pozitív töltésű
tükörképe az elektronra kifejt /tükrözési síknak a fém-fél-
vezető határfelületét tekintve/.

Az egységnyi töltésre ható erő:

$$F = \frac{-q}{16 \pi \epsilon_s x^2} \quad , \quad /41/$$

potenciálja:

$$U = \int_x^\infty F dx = \frac{q}{16 \pi \epsilon_s x} \quad , \quad /42/$$

a térerő:

$$E = \frac{-q}{16 \pi \epsilon_s x^2} \quad . \quad /43/$$

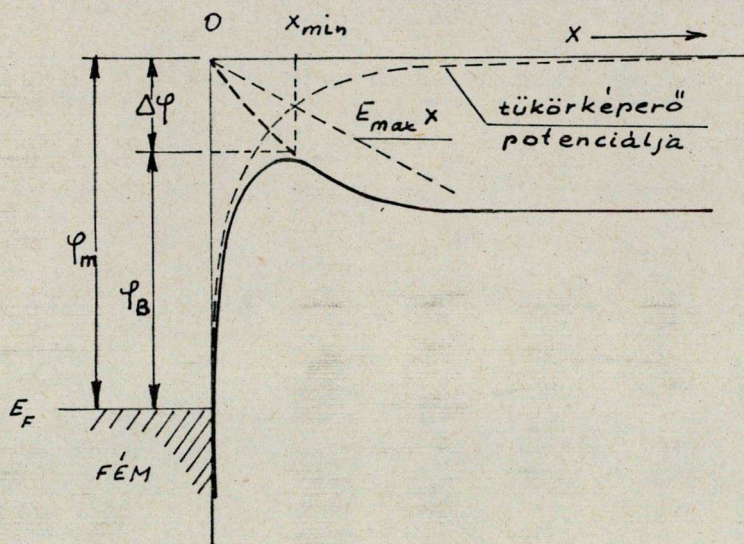
Létezik egy olyan $x_{\min}$ távolság a határfelülettől, amelyben ez a tükörkép-térerő és a kiürült tartományban le-
vő donorok okozta térerősség /mely az elektronokat a határ-
felülettől eltávolítani igyekszik/ egyensúlyban vannak.

Ez utóbbi térerősség jó közelítéssel a határfe-
lületi $E_{\max}$ térerővel azonosnak tekinthető:

$$E_{\max} = \frac{q}{16 \pi \epsilon_s x_{\min}^2} \quad . \quad /44/$$

E kétféle térerősségnek megfelelő potenciálok /az eddigiek-
ben Schottky-barriernek nevezett potenciál és a most tár-
gyalt tükörképerő-potenciál/ összegeződnek, és éppen ez ad-
ja a Schottky-barrier csökkenését. Csökkenés az $x_{\min}$ he-
lyen /10. ábra/:

$$\Delta \varphi = E_{\max} x_{\min} + \frac{q}{16 \pi \epsilon_s x_{\min}} \quad . \quad /45/$$



10. ábra

A Schottky-barrier csökkenése tükörképerő hatására

Az $x_{\min}$ helyet a $\frac{d|\Delta\varphi|}{dx} = 0$ feltét adja, amelyből

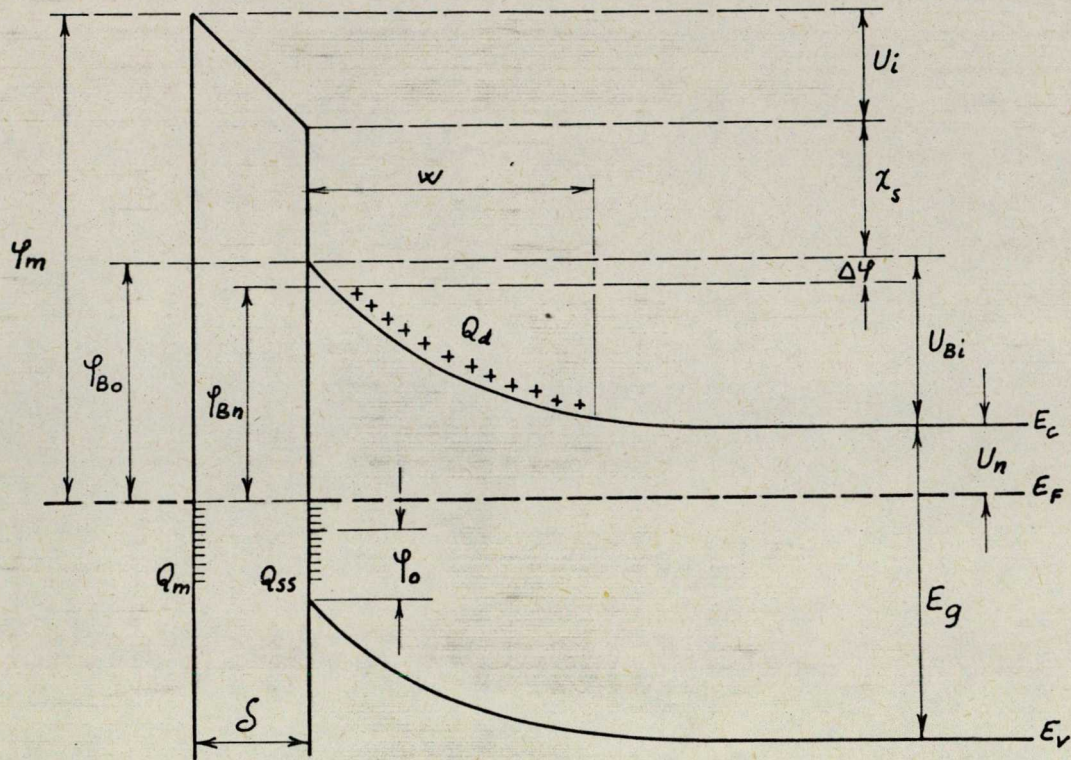
$$x_{\min} = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_s E_{\max}}} \quad /46/$$

A /45/ és /46/ összefüggésből

$$\Delta\varphi = 2 E_{\max} \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_s E_{\max}}} \quad /47/$$

adódik a barrier csökkenésre.

A barrier-magasságra kapott azon értékek, amelyek a vezetési sáv elektronjainak a félvezetőből a fémbe, vagy fordítva történő mozgásától függenek, a csökkent $\varphi_B = \varphi_{B0} - \Delta\varphi$ barrier-magasságot adják, a kiürült tartomány tértöltésétől függő mérések az eredeti φ_{B0} értéket szolgáltatják. Jelölésünkben az alsó "o" index a barriermagasságot mutatja tükörképerő csökkenés nélkül, amelyet n-típusú félvezető esetén $\varphi_B = \varphi_{Bn}$ a 11. ábra mutat.



11. ábra

Schottky-barrier csökkenése $|\Delta\varphi|$ tükörképerő miatt, a fém-szigetelő-félvezető sávszerkezetben

1.2 ÁRAMVEZETÉS A FÉM-FÉLVEZETŐ SZERKEZETBEN

Az előző fejezetben a Schottky-átmenet statikus jellemzőit vizsgáltuk; e fejezetben az átmenet dinamikus jellemzőit tesszük vizsgálat tárgyává: azokat a töltéshordozó transzport jelenségeket tanulmányozzuk, amelyek a Schottky-átmenet vezetési tulajdonságait határozzák meg. Tárgyaljuk a Spenke és Schottky diffúziós elméletét [16], illetve Bethe termoemissziós elméletét [17], amelyek az áramvezetési jelenségek fizikai hátterét igyekeznek megvilágítani, végül a jelenleg is legkorszerűbbnek számító Crowel-Sze féle kombinált diffúziós-termoemissziós elméletet [20], mely

a két klasszikus elmélet magasabbrendű szintézise.

1.2.1 Alapvető meggondolások

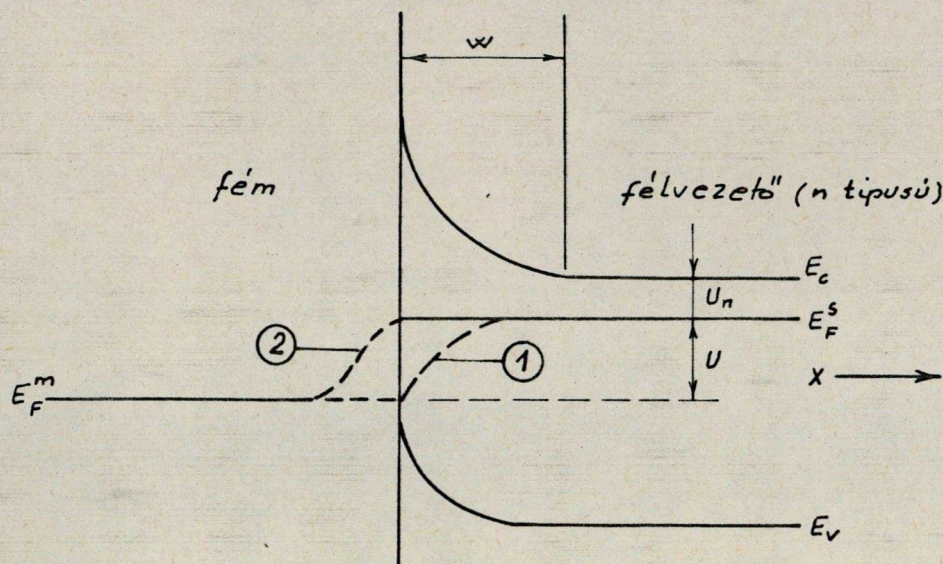
Az elektronok átjutása a Schottky-barrieren létrejöhet [6] :

1. emisszióval a barrier tetején át;
2. alagút effektussal a barrieren keresztül;
3. rekombinációval a tértöltési vagy az azon kívüli, semleges tartományban.

Az 1. esetben az átmeneteket ideális diódáknak tekintjük. A valóságban azonban egyidejűleg fellép a többi jelenség is. Az ideálistól való eltérést a 2. és 3. eset relatív súlya határozza meg. Tekintve, hogy az ideálistól eltérő diódáknál is az elektronemisszió a meghatározó, ezért a következőkben ezt vizsgáljuk.

Ahhoz, hogy az elektronok a félvezetőből emisszió útján a fémbe kerüljenek, először a félvezető belsejéből el kell jutniuk a határrétegbe, majd ott át kell haladniuk a barrier tetején. A barrierig az elektronok mozgása lényegében diffúzió és drift mozgás a barrier elektromos tere hatására. A határfelületre érkezve, a fémbe történő emissziójukat a fémbe lévő, és a félvezető állapotaival kapcsolatos Bloch-állapotok száma határozza meg. Az átmeneten átfolyó áramot az határozza meg, hogy a fenti tényezők közül melyik a döntőbb. Schottky és Spenke diffúziós elmélete szerint [16] a félvezető térfogatában lezajló diffúzió és drift, Bethe termoemissziós elmélete szerint [17] pedig a barrieren való átjutás a meghatározó tényező. A termoemissziós elnevezés onnan ered, hogy az elmélet által leírt jelenség emlékeztet a fémekből kilépő elektronok termikus emissziójára.

Mielőtt a két elmélet quantitativ alapjait megtárgyalnánk, érdemes azok eltérését a 12. ábra szerint qualitative megvizsgálni.



12. ábra

Áramvezetési mechanizmusok a fém-félvezető átmeneten

Az átmenetre nyitóirányú U feszültséget adunk. Ennek megfelelően a két Fermi szint helyzete eltérő. Mivel az ábra nem statikus helyzetet tükröz, hanem folyamatosan áramot vezető átmenetet jelent, $E_F^{s/}$ a félvezető, $E_F^{m/}$ a fém kvázi-Fermi szintjének felel meg. A kvázi-Fermi szintek E_F magassága x irányban változik. Ennek megfelelően az x irányú elektronáram a Fermi szint gradiensevel írható le:

$$J' = -qn\mu \frac{dE_F}{dx} , \quad /48/$$

ahol n az elektronok koncentrációja és μ a mozgékonyosságuk. Az elektronokat a $\frac{dE_F}{dx}$ gradiens "hajtja előre". Természetesen a félvezető és a fém kvázi-Fermi szintjei is csak folytonos energia-szintet írhatnak le. A két Fermi szint eltérése folytán valahol az átmenet közelében a kvázi-Fermi szintnek gradiense van, azaz $\frac{dE}{dx} \neq 0$. A két elmélet abban tér



el, hogy ezt a gradienst hogyan tételezi fel. A diffúziós elmélet szerint /az ábrán (1) jelöléssel/ a gradiens a félvezető kiürült tartományára esik, tehát a határfelületen E_F^s már megegyezik E_F^m -el. A termoemissziós elmélet szerint a félvezetőből a fémbe emittált elektronok a fémbe kerülve a barrier-magasság értékének megfelelő többletenergia-ával rendelkeznek a fém elektronjaihoz képest, tehát "forró" elektronok. Csak a folyamatos ütközések révén csökken energiájuk az E_F^m szintre, ahogyan azt a 12. ábra (2) görbéje mutatja. Mivel az elektronokat mozgató erő a kvázi-Fermi szint gradiense, így a diffúziós elmélet szerint a kiürült rétegben lezajló diffúzió és drift képezi az áram útjában a fő ellenállást, ezek a meghatározók, a termoemissziós elmélet szerint pedig a határrétegen át történő emisszió a döntő tényező.

1.2.2 A diffúziós elmélet

A diffúziós elmélet tárgyalásának alapfeltételei [16]:

1. A már említett feltétel szerint $E_F^s = E_F^m$ a határfelületen, $x = w$ helyen pedig E_F^s már egyensúlyi értékét vesz fel. Mivel E_F^m szintén egyensúlyi értéket jelent, így a félvezető kvázi-Fermi szintjéről azt tételezzük fel, hogy a kiürült tartomány mindkét szélén egyensúlyi értékét vesz fel, tehát a stacionárius Fermi szintekkel azonos; más szóval az előfeszítés az elektron koncentrációt a kiürült tartomány két szélén, $x = 0$ és $x = w$ helyeken nem befolyásolja.
2. A barrier-magasságra érvényes a $\varphi_B \gg kT/q$ feltétel, ami záró-, és kis nyitóirányú előfeszítésekre teljesül.

A félvezetőn áthaladó áramsűrűséget egy elektromos tér okozta drift, és diffúziós komponens eredményezi:

$$J = qn(x)\mu E + qD \frac{\partial n}{\partial x} , \quad /49/$$

ahol D az elektronok diffúziós állandója.

$$\frac{\mu}{D} = \frac{q}{kT} \quad /50/$$

Einstein-összefüggés felhasználásával a /49/ összefüggés a következő alakban írható:

$$J = qD \left[-\frac{q n(x)}{kT} \frac{\partial U(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right] . \quad /51/$$

Stacionárius viszonyok mellett az áramsűrűség nem függ x -től és az /51/ összefüggés x szerint integrálható. A matematikai tárgyalásmód megkönnyítésére az egyenlet mindkét oldalán bevezetjük az $\exp[-qU/kT]$ integrálási tényezőt:

$$J = \int_0^w \exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right] dx = qD - \frac{q}{kT} \int_0^w \exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right] \frac{\partial U(x)}{\partial x} n(x) dx + \\ + \int_0^w \exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right] \frac{\partial n}{\partial x} dx = qD \left[\exp\left(-\frac{qU(x)}{kT}\right) n(x) \right]_0^w \quad /52/$$

A kiürült réteg határain a potenciálok:

$$U(0) = -(U_n + U_{Bi}) = -\varphi_{Bn} , \quad /53/ \\ U(w) = -(U_n + U) .$$

Mivel az elektronkoncentrációt a Fermi szint definíciója értelmében az

$$n(x) = N_c \exp\left[-\frac{E_c(x) - E_F}{kT}\right] \quad /54/$$

egyenlet írja le, így a határokon a koncentrációk:

$$n(0) = N_c \exp\left[-\frac{E_c(0) - E_F}{kT}\right] = N_c \exp\left[-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right] , \quad /55/ \\ n(w) = n = N_c \exp\left[-\frac{qU_n}{kT}\right] .$$

Az /53/ és /55/ összefüggéseket /52/-be visszahelyettesítve, az

$$J = \frac{q N_c D \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]}{\int_0^w \exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right] dx} \quad /56/$$

összefüggést kapjuk.

A Schottky-átmenet kiürült w rétegére és az U potenciál x irányú változására kapott egyenleteink /1. az 1.3.2 fejezetet/ a következő képpen írhatók fel:

$$w = \left[\frac{2 \epsilon_s}{q N_d} (U_{Bi} - U - \frac{kT}{q}) \right]^{1/2} \quad /57/$$

$$U(x) = \frac{q N_d}{\epsilon_s} (wx - \frac{1}{2} x^2) - \varphi_{Bn} \quad /58/$$

Az /57/ és /58/ összefüggést visszahelyettesítve /56/-ba, kapjuk a következő kifejezést:

$$J = \frac{q^2 D N_c}{kT} \left[\frac{2q(U_{Bi} - U) N_d}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q \varphi_{Bn}}{kT}\right) \frac{\exp\left(\frac{-qU}{kT}\right) - 1}{1 - \exp\left[-\frac{2q(U_{Bi} - U)}{kT}\right]} \quad /59/$$

A 2. kiindulási feltételünk az U_{Bi} -re is teljesül, azaz

$$U_{Bi} \gg \frac{kT}{q} \quad /60/$$

ezért az /59/ egyenlet nevezőjében az exponenciális kifejezés elhanyagolható. Az /59/ egyenlet tehát egyszerűsödik:

$$J = \frac{q^2 D N_c}{kT} \left[\frac{2q(U_{Bi} - U) N_d}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q \varphi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad /61/$$

amit a p-n átmenetek analógiájára az I_s szaturációs áramsűrűséggel is kifejezhetünk:

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad /62/$$

Ez a szaturációs áramsűrűség azonban eltér az ideális egyenirányítók megfelelő paraméterétől, ugyanis nagyobb zárófeszültségeknél az áram nem jut telítésbe, hanem $/U/^{1/2}$ szerint növekszik.

1.2.3 A termoemissziós elmélet

A termoemissziós elmélet abból indul ki, hogy az áram útjában a döntő akadályt a Schottky-barrieren történő átjutás jelenti. A félvezető térfogatában a kiürült rétegben, az elektronok gyakorlatilag végtelen mozgékonyysággal rendelkeznek, ütközéseket nem szenvednek. Így a kvázi-Fermi szintnek a kiürült tartományában nincs gradiense, és a magassága a határrétegben megegyezik a félvezető kvázi-Fermi szintjével. A fém Fermi szintjére már magában a fémbe süllyed le /12. ábra ② görbéje/.

Az elektronkoncentrációt a félvezetőben a Fermi szint segítségével a következőképpen adhatjuk meg:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) , \quad /63/$$

ahol N_c a vezetési sáv állapotsűrűsége.

Közvetlenül az átmenetnél ez az egyenlet a barrier-magassággal is kifejezhető:

$$n = N_c \exp\left[-\frac{q(\varphi_B - U)}{kT}\right] . \quad /64/$$

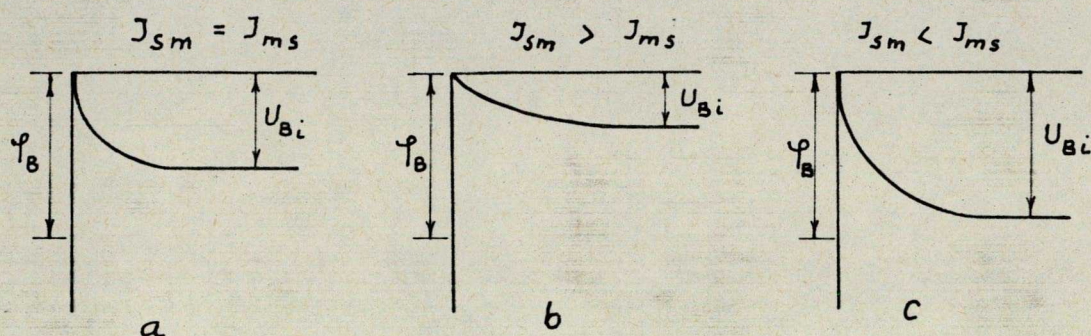
Az átmenetig eljutó elektronok számára és sebességeloszlására nézve az elemi kinetikus elmélet és a Maxwell-féle sebességeloszlás nyújt támpontot [18]. Ennek értelmében az átmenet egységnyi felületére másodpercenként eljutó elektronok száma $n \bar{v}/4$, ahol $\bar{v}$ az elektronok átlagos termikus sebessége a félvezetőben. Így az elektron-áramsűrűsége a félvezetőből a fém felé:

$$J_{sm} = \frac{q N_c \bar{v}}{4} \exp\left[-\frac{q(\varphi_B - U)}{kT}\right] . \quad /65/$$

A fémből a félvezetőbe is irányul elektronáram, amely ugyanazon φ_B barrier-magasság leküzdése után jut a félvezetőbe.

Ez a folyamat megfelel az elektronok fémből a félvezetőbe történő termikus emissziójának, azzal az eltéréssel, hogy a φ_m kilépési munkának itt a φ_B barrier-magasság legyőzése felel meg.

A két ellentétes irányú áramsűrűség J_{sm} és J_{ms} abban az esetben egyezik meg, ha az átmenet nincs előfeszítve, hiszen a termikus egyensúlynak ez a feltétele /13. a ábra/.



13. ábra

Az előfeszítés hatása a sávszerkezetre és az áramvezetésre

I_{ms} gyakorlatilag nem változik akkor sem, ha pozitív vagy negatív előfeszítést alkalmazunk, hiszen φ_B az előfeszítéstől első közelítésben független. Nyitóirányú előfeszítésnél a sávelhajlás mérséklődik, U_{Bi} csökken, és így $I_{sm} - I_{ms}$ különbségi áram folyik a fém felé /13. b ábra/. A 13. a ábra alapján kiszámíthatjuk I_{ms} értékét. Ez ugyan- is $U = 0$ esetben megegyezik a /65/ összefüggéssel:

$$J_{ms} = \frac{q N_c \bar{v}}{4} \exp\left(-\frac{q \varphi_B}{kT}\right) \quad /66/$$

A különbségi áramsűrűség:

$$J = J_{sm} - J_{ms} = \frac{q N_c \bar{v}}{4} \exp\left(-\frac{q \varphi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{q U}{kT}\right) - 1\right] \quad /67/$$

Maxwell-sebességeloszlásnál

$$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m^*} \right)^{1/2}, \quad /68/$$

ahol m^* az elektron effektív tömege a félvezetőben. Mivel

$$N_c = 2 \left(2\pi m^* \frac{kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad /69/$$

igy a /68/ és /69/ összefüggéseket a /67/-be visszahelyettesítve:

$$J = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\varphi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right], \quad /70/$$

ahol

$$A^* = 4\pi m^* q \frac{k^2}{h^3}. \quad /71/$$

Szférikus állandó energiájú felületet feltételezve $A^* = 120 \frac{m^*}{m} / \text{Acm}^{-2} \text{K}^{-2} / [5]$; a termoemissziós Richardson formulához hasonló kifejezést kaptunk, de m helyére m^*/m lép. Az effektív tömeg értéke anyagfüggő és értéke a szférikus vagy ellipszoid alakú állandó energia-felületek alapján határozható meg. Az m^*/m hányados p típusú Si esetén pl. 0,66; /1 1 1/ irányú n típusú Si esetén 2,2; /1 0 0/ irányú n típusú Si esetén 2,1 [19]. A /70/ összefüggést az

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad /72/$$

alakban is felírhatjuk, ahol

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\varphi_B}{kT}\right). \quad /73/$$

A /72/ megfelel a p - n átmenetet leíró kifejezésnek, csak az

I_s értéke tér el attól. A szaturációs áramsűrűség kifejezésétől eltekintve a /72/ összefüggés a diffúziós elmélettel leírt áramsűrűség-feszültség összefüggésnek is megfelel (/62/ összefüggés), I_s azonban a kétféle elméletben eltérő.

1.2.4 A diffúziós és a termoemissziós elmélet szintézise

A diffúziós és termoemissziós elméletet Crowell és Sze hozta közös platformra a fém-félvezető átmeneti viszonyok pontosabb leírásával [20].

Az elektronok potenciális energiája a fém felé közeledve a félvezetőben lassan növekszik az $x_{\min}$ helyig, /10. ábra/, utána azonban a tükröképerő fellépte miatt igen gyorsan változik az átmenetig; ez a szakasz gyakorlatilag ideális "elektron-befogónak" tekinthető. Emiatt az elektron-áramot is különbözőképpen kell leírni az $x > x_{\min}$ és $x < x_{\min}$ szakaszokra.

Az x_m és a w közötti kiürült tartományban a már korábban felírt /48/ összefüggés adja meg az áramsűrűséget:

$$J = -q\mu n(x) \frac{dE_F}{dx}, \quad /74/$$

ahol n/x -et az /54/ összefüggés írja le, ahol az E_F kvázi-Fermi szintet jelöl.

A $0 < x \leq x_{\min}$ tartományban az elnyelt elektronokat mint rekombinálandó elektronokat foghatjuk fel, v_r rekombinációs sebességgel. Ebben a tartományban az áramsűrűséget az

$$J = q(n_m - n_o)v_r \quad /75/$$

kifejezéssel írhatjuk fel, hiszen v_r az időegység alatt rekombinálandó elektronok száma. n_m az $x_{\min}$ helyen átjutott elektronok sűrűsége /nem egyensúlyi esetben/, n_o pedig ugyan-

ezen a helyen annak az elektronsűrűségnek felel meg, amely változatlan potenciálviszonyokat feltételezve, áram nélküli /egyensúlyi/ helyzetben alakulna ki. A /75/ összefüggés tehát a sztatikus állapothoz viszonyított többlet-elektron-koncentrációt $n_m - n_o$ adja meg, mint a fellépő áram forrását. A kiürült tartomány peremén $x=w$ a kvázi-Fermi szint az átmenetre adott U feszültséggel azonos /12. ábra/:

$$E_F(w) = -U . \quad /76/$$

A $0 < x < x_{\min}$ tartományban sztatikus helyzetben

$$E_c - E_F = q\varphi_{Bn} , \quad /77/$$

így

$$n_o = N_c \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right) , \quad /78/$$

de nem egyensúlyi helyzetben, áram esetén

$$n_m = N_c \exp\left\{\frac{-q[E_F(x_m) + \varphi_{Bn}]}{kT}\right\} . \quad /79/$$

A /48/ és /54/ összefüggésből E_F -et kifejezve:

$$\frac{dE_F}{dx} \exp\left(-\frac{qE_F}{kT}\right) = -\frac{J}{q\mu N_c} \exp\left(-\frac{qE_c}{kT}\right) . \quad /80/$$

A teljes áramot x_m és w közötti integrálással kapjuk:

$$\exp\left[-\frac{qE_F(w)}{kT}\right] - \exp\left[\frac{qE_F(x_m)}{kT}\right] = \frac{J}{\mu N_c kT} \int_{x_m}^w \exp\left(-\frac{qE_c}{kT}\right) dx . \quad /81/$$

Az x_m és w között haladó áramnak meg kell egyeznie az "elektron befogóba" bejutott árammal //75/ összefüggés/. Ennek alapján és felhasználva a /76/, /78/ és /79/ kifejezéseket, a /81/ kifejezés a következő alakban írható:

$$J = \frac{q N_c v_r}{1 + \frac{v_r}{v_d}} \exp\left(-\frac{q \varphi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{q U}{kT}\right) - 1 \right], \quad /82/$$

ahol v_d -t a w és $x_{\min}$ között haladó elektronok effektív diffúziós sebességeként definiáljuk, melynek értéke:

$$v_d = \left[\frac{q}{\mu kT} \exp\left(-\frac{q \varphi_{Bn}}{kT}\right) \int_0^w \exp\left(\frac{q E_c}{kT}\right) dx \right]^{-1}. \quad /83/$$

A /82/ és /83/ összefüggések adják meg a kombinált diffúzióstermoemissziós elmélet értelmében az áramsűrűség-feszültség összefüggéseket. Ezek az összefüggések határesetekben kiadják a diffúziós, illetve a termoemissziós elmélet megfelelő I-U összefüggését: ha figyelmen kívül hagyjuk a kiürült rétegbeli driftet és diffúziót, mint elektron-transzportot akadályozó tényezőket, ahogyan azt a termoemissziós modell teszi, azaz $v_d \gg v_r$, akkor

$$v_r = \frac{A^* T^2}{q N_c} \quad /84/$$

rekombinációs sebesség mellett éppen a termoemissziós elmélet /70/ kifejezéséhez jutunk, elhanyagolva a /82/ összefüggésben a v_r/v_d viszonyt az 1 mellett. Ha viszont feltételezzük, hogy a transzport fő akadály a kiürült rétegbeli drift és diffúzió, azaz $v_d \ll v_r$, akkor a diffúziós elmélet /61/ és /62/ kifejezéséhez közeli összefüggést kapunk.

Az áramsűrűség - feszültség egzakt függvénykapcsolatának további leírásához még két korrekciós tényezőt kell figyelembe vennünk. Az egyiket az a jelenség okozza, hogy az átmenet $0 < x < x_m$ szakasza mégsem tekinthető ideális "elektron befogónak", mert a potenciálgáton $/x_{\min}$ helyen/ átjutott elektronok egy része optikai fononokon végzett szóródások következtében visszaszóródik a félvezetőbe, így az áram lecsökken. A potenciálgáton történő elektronátjutás valószínűségét a

$$f_1 \approx \exp\left(-\frac{x_{\min}}{L}\right) \quad /86/$$

összefüggés írja le, ahol L az elektronok közepes szabad úthossza [21, 22]. Alacsony hőmérsékleteken L értéke nagy/ és erős elektromos terek esetén $x_{\min}$ kicsi/ $f_1 \approx 1$ a /86/ összefüggésnek megfelelően, de magasabb hőmérsékleteken és kis elektromos terek esetén a /82/ és /83/ összefüggésekben v_r helyébe $f_1 v_r$ lép. A másik korrekciós tényező abból adódik, hogy az elektronok kvantummechanikai reflexiót szenvednek a Schottky-barrieren, továbbá alagúteffektussal is átjuthatnak a barrier alatt.

Mindkét jelenség befolyásolja az eredő áramot, az előbbi csökkentő, az utóbbi növekvő jelleggel.

Igy eredően egy

$$f_2 = \int_{-\infty}^{\infty} P_Q \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \frac{dE}{kT} \quad /87/$$

korrekciós tényezőt kell figyelembe venni, ahol P_Q a kvantummechanikai transzmissziós együttható. Az f_2 tényező az alagúthatást és a kvantummechanikai reflexiót is figyelembevevő teljes áram, illetve az ezen hatások figyelmen kívül hagyásával kapott áram hányadosa. Magasabb hőmérsékleteken szilíciumra nézve ez megközelítően állandó, 0,5-0,75 között helyezkedik el [23].

E korrekciók figyelembevételével az egzakt I - U összefüggés

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad /88/$$

alakú, ahol a szaturációs áramsűrűség

$$J_s = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{bn}}{kT}\right) \quad , \quad /89/$$

és

$$A^{**} = \frac{f_1 f_2 A^*}{1 + f_1 f_2 \frac{V_r}{V_d}} \quad /90/$$

A^{**} lép tehát a termoemissziós elmélet A^* együtthatója helyére az f_1 és f_2 korrekciós tényezők, és az áramvezetési elmélet által leírt v_r és v_d figyelembevételé miatt. A^{**} Si esetén elektronokra nézve $100 - 120 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ szobahőmérsékleten [5].

Lyukak A^{**} értéke ugyanakkor mindössze $20-30 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, ami bizonyítja, hogy az áramtranszportért a többségi töltéshordozók /n típus esetén tehát az elektronok/ a felelősek.

1.3 A SCHOTTKY-BARRIER MEGHATÁROZÁSÁNAK KISÉRLETI MÓDSZEREI

Az előző fejezetekből nyilvánvaló, hogy a Schottky-átmenetet tartalmazó szerkezetek egyik leglényegesebb jellemzője a Schottky-barrier magassága. Így fontos feladat a barrier-magasság mérése, amelyre több alternatív eljárást fejlesztettek ki. A barrier-magasság mérésére három módszert alkalmazunk: az átmenet nyitóirányú áram-feszültség karakterisztikájának a vizsgálatát, az átmenet kapacitásának mérését a ráadott záróirányú feszültség függvényében, végül az átmenet fényelektromos vizsgálatát.

1.3.1 Schottky-barrier meghatározása I-U mérésekből

A Schottky-barrier magasságára következtethetünk az átmenet I-U karakterisztikájának nyitóirányú szakaszából [5, 6].

Tárgyalásunk alapját az 1.2.4 fejezetben az I-U kapcsolatra a /88/ és /89/ kifejezések összevonásából adódó összefüggés adja:

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q \varphi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right] \quad /91/$$

ahol I az áramsűrűség, A^{xx} az egyesített termionos-diffúziós elméletnek megfelelő effektív Richardson-állandó, U a nyitóirányú feszültség. Az $U > 3kT/q$ tartományban a második zárójeles kifejezésben az exponenciális tag mellett az "1" elhanyagolható. A φ_{Bm} tartalmazza az 1.1.7 fejezetben levezetett $\Delta\varphi$ barrier csökkenést, így a /91/ összefüggés az

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{B0}}{kT}\right) \exp\left[\frac{q(\Delta\varphi + U)}{kT}\right] \quad /92/$$

alakban is felírható az $U > 3kT/q$ tartományra. φ_{B0} az $U = 0$ -hoz tartozó barrier-magasság.

A fenti egyenletek csak ideális viszonyokra, illetőleg ideális diódákra jellemzők. Valójában A^{xx} és $\Delta\varphi$ is függ az U előfeszítéstől, amit úgy vehetünk figyelembe, hogy az előfeszítést tartalmazó exponensben kT helyett nkT szorzatot veszünk, ahol n az un. "idealitási tényező", amelynek értéke a valóságos, de az ideálistól nem nagyon eltérő diódák esetén az egységet kissé meghaladja, azaz $n = 1,01 \dots 1,05$.

Igy a /91/ és /92/ összefüggések az

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n kT}\right) \quad /93/$$

alakban írhatók fel, és ez esetben csak a második exponenciális kifejezés függ U -tól.

A /93/ összefüggésből megadhatjuk U értékét:

$$\frac{\partial \ln J}{\partial U} = \frac{q}{n kT} \quad , \quad /94/$$

azaz

$$n = \frac{q}{kT} \frac{\partial U}{\partial \ln J} \quad /95/$$

Kifejezhetjük azt is, hogy n milyen mértékben függ A^{xx} -től és $\Delta\varphi$ -től. Ehhez a /92/ összefüggésből indulunk ki, amelyből a

$$\frac{\partial \ln J}{\partial U} = \frac{\partial \ln A^{**}}{\partial U} + \frac{q}{kT} \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial U} + \frac{q}{kT}$$

/96/

egyenlethez jutunk. A /95/ és /96/ összefüggések összevetéséből kapjuk a következő kifejezést:

$$n = 1 + \left(\frac{\partial \ln A^{**}}{\partial U} + \frac{kT}{q} \frac{\partial \ln A^{**}}{\partial U} \right)^{-1}.$$

/97/

Ez elméletileg tartalmazza azokat a járulékokat, amelyek n értékét 1 fölé emelik.

A szaturációs áram kifejezést //89/ összefüggés/ felhasználva, a /93/ összefüggés egyszerűbb alakban írható, a p-n átmenetekhez hasonlóan:

$$J = J_s \exp\left(\frac{qU}{n kT}\right).$$

/98/

A fentiek alapján a φ_{Bn} /vagy a φ_{Bp} / barrier-magasság mérési elve:

Első lépésként a Schottky-átmenet nyitóirányú I-U karakterisztikáját vesszük fel, majd az $\ln I$ -U görbét. Az ideális-tól nem nagyon eltérő esetben egyenest kapunk az $U > 3kT/q$ tartományban, amelynek a $\ln I$ tengellyel alkotott, extrapolált metszéspontja megadja I_s értékét.

A /89/ kifejezést φ_{Bn} -re rendezve:

$$\varphi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln \frac{A^{**} T^2}{J_s}.$$

/99/

Második lépésként a T hőmérsékletéhez tartozó barrier-magasságot a /99/ összefüggésből számítjuk ki. A^{xx} értéke a gyakorlatban előforduló esetekben 95 ... 120 közé esik [24] .

1.3.2 Schottky-barrier meghatározása C-U mérésekből

A fém-félvezető átmenet ugrásszerű átmenetnek tekinthető, és különböző paraméterei ugyanúgy határozhatók meg, mint az un. "egy-oldalas" p-n átmeneté [5, 25] . A térfogati sűrűség a kiürült tartományban jó közelítéssel állandó:

$$\xi \approx q N_d, \quad \text{ha} \quad x < w; \quad /100/$$

de

$$\xi \approx 0, \quad \text{ha} \quad x > w. \quad /101/$$

Az "egy-oldalas" p-n átmenet leírásával teljesen azonos gondolatmenetet követve, a kiürült tartomány szélességére a

$$w = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q N_d} \left(U_{Bi} - U - \frac{kT}{q} \right)} \quad /102/$$

kifejezés adódik, amelyben új járulékos tag, a zárójelben szereplő utolsó kifejezés: a mozgó töltéshordozók járuléka az elektromos térhez.

Az átmenetre adott U külső feszültség a nyitó irány esetén pozitív.

U_{Bi} és U hatására létrejövő Q_{sc} tértöltés az átmenet egységnyi felületére vonatkoztatva a /100/ és /102/-ből a következő:

$$Q_{sc} = q N_d w = \sqrt{2 q \epsilon_s N_d \left(U_{Bi} - U - \frac{kT}{q} \right)} \quad /103/$$

és a kiürült réteg differenciális kapacitása:

$$C \equiv \frac{\partial Q_{sc}}{\partial U} = \sqrt{\frac{q \epsilon_s N_d}{2(U_{Bi} - U - \frac{kT}{q})}} = \frac{\epsilon_s}{w} . \quad /104/$$

Az egységnyi felületre eső kapacitás adott félvezető esetén tehát kizárólag a kiürült tartomány vastagságától függ.

A /104/ kifejezés felírható a következő alakban:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(U_{Bi} - U - \frac{kT}{q})}{q \epsilon_s N_d} . \quad /105/$$

A fenti kifejezés ebben az alakjában az átmenet C-U méréséből az N_d meghatározására nyújt lehetőséget. Mivel a feladatunk a barrier-magasság meghatározása a C-U mérésből, felhasználjuk a barrier-magasságra kapott

$$\varphi_{Bn} = \varphi_{Bo} - \Delta\varphi = U_{Bi} + U_n - \Delta\varphi \quad /106/$$

összefüggést, amelyet a /105/ összefüggésbe helyettesítve, az

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(\varphi_{Bn} + \Delta\varphi - U_n - U - \frac{kT}{q})}{q \epsilon_s N_d} \quad /107/$$

összefüggéshez jutunk. A Schottky-átmeneten végzett C-U mérés eredményeit $1/C^2 - U$ függvénykapcsolattal ábrázolva, a /107/ egyenlet értelmében egyenest kapunk, ha az egyenlet jobboldalán az U kifejezésen kívül nincs más, előfeszítéstől függő tag. E feltétel csak akkor teljesül, ha a fém és a félvezető közötti szigetelőréteg elhanyagolható vastagságú. /Ellenkező esetben φ_{Bn} függ az előfeszítéstől./

A feszültségtengellyel U_1 metszéspont adódik, amely az $1/C^2=0$ feltétellel a következő értékű:

$$U_i = - \left(U_n - \varphi_{Bn} - \Delta\varphi + \frac{kT}{q} \right) . \quad /108/$$

Innen

$$\varphi_{Bn} = U_n + U_i - \Delta\varphi + \frac{kT}{q} . \quad /109/$$

Ha a $\Delta\varphi$ barriercsökkenés nem ismert, akkor az U_i tengelymetszetből

$$\varphi_{B0} = U_n + U_i + \frac{kT}{q} \quad /110/$$

barrier-magasság határozható meg. U_n értékét, vagyis a Fermi szint és a vezetési sáv távolságát, az

$$U_n = \frac{E_c - E_F}{q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad /111/$$

összefüggés adja.

1.3.3 Schottky-barrier meghatározása fotoemissziós mérésekből

A barrier-magasság meghatározására alkalmazott harmadik módszer a fotoemissziós eljárás, amely közvetlenül megadja φ_B értékét [5, 6, 26, 27].

Ha $h\nu$ energiájú fotonokat tartalmazó fény esik a fém-félvezető átmenetre, akkor olyan fotoelektronok keletkezhetnek, amelyek átjutnak a barrieren. Ennek feltétele az, hogy a foton $h\nu$ energiája elérje vagy meghaladja a φ_{Bn} barrier-magasságot. A fény az átmenetre vagy a fémréteg felől, vagy a félvezető felől jut. Az első esetben $h\nu > \varphi_{Bn}$ energiájú fotonok egy része még a fémrétegben hoz létre fotoelektronokat, amelyek átjutnak a barrieren a félvezetőbe,

a másik része fotogenerálás nélkül áthalad a fémen és a félvezetőbe jutva kelt elektron-lyuk párokat, de csak akkor, ha a fémréteg elég vékony. E két folyamat együttesen adja a fotoáramot. A második esetben a $h\nu > \varphi_{\text{Bn}}$ energiájú fotonok ugyancsak generálnak fotoelektronokat, de ha a $h\nu > E_g$, akkor - mivel ezek a fotonok a félvezető vegyértéksávjából kápesek elektronokat átvinni a vezetési sávba - nagy valószínűséggel abszorbeálódnak a fémnél jóval vastagabb félvezetőtömb anyagban, mielőtt az átmenet közelébe jutnának, és így az átmenettől főként távolabb keletkeznek a generált töltéshordozók, amelyeknek az átmenethez való eljutási valószínűsége kicsiny. Ebben a második esetben jelentősebb, mérhető fotoáramot csak a $\varphi_{\text{Bn}} < h\nu < E_g$ sávba eső $h\nu$ energiájú fotonok hozhatnak létre. A $h\nu_0 = \varphi_{\text{Bn}}$ energia a fotoválaszjel küszöbértéke.

Az Y fotoválaszjelet /más elnevezéssel fotoemisziós hozamot/ a generált fotoáram és az azt kiváltó abszorbeált fotonszám hányadosa definiálja. Egyes közlemények [44] Y definíciójaként a generált fotoáram, és a beeső fotonszám hányadosát adják meg, ami nyilvánvalóan téves, hiszen a reflexiós és transzmissziós jelenségek a ténylegesen abszorbeált fotonszámot lecsökkentik a beesett fotonszámhoz képest. Y egzakt definíciójának a következőt tekinthetjük [6]:

$$Y(h\nu) = \frac{I_f(h\nu)/q}{W_a(h\nu)/h\nu} \quad , \quad /112/$$

ahol I_f a generált fotoáram,
 W_a az abszorbeált fotonok energiája.

A Fowler elmélet szerint [5] az Y fotoválaszjelet az

$$Y \approx \frac{\tau^2}{\sqrt{E_g - h\nu}} \left[\frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left(e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{4} + \frac{e^{-3x}}{9} - \dots \right) \right] \quad /113/$$

kifejezés adja meg, ahol

$$E_s \equiv \hbar \nu_0 + E_F \quad /114/$$

és

$$x \equiv \hbar (\nu - \nu_0) / kT \quad /115/$$

Feltéve, hogy $E_s \gg \hbar \nu$ és $\hbar / \nu - \nu_0 / kT > 3$, - ami a fotonok energiájára alsó és felső korlátot jelent - /113/ összefüggés egyszerűsödik és az

$$Y \approx (\hbar \nu - \hbar \nu_0)^2 \quad /116/$$

kifejezés írható.

Ha tehát a fotoválaszjelet mérjük a fotonenergia függvényében és az $Y^{1/2} - \hbar \nu$ függvényt ábrázoljuk, akkor a fenti feltételek mellett egyenest kapunk, amelynek a $\hbar \nu$ tengellyel alkotott metszéspontja adja közvetlenül a $\hbar \nu_0$ -t, azaz a barrier-magasság értékét.

Az átmenetet előfeszítve az egyenesek önmagukkal párhuzamosan eltolódnak, és a tengelymetszetek különbsége közvetlenül a $\Delta \varphi$ barrier csökkenést adja az előfeszítés függvényében.

1.4 FORRÓ ELEKTRONOK KÖZEPES SZABAD ÜTHOSSZÁNAK MEGHATÁROZÁSA FÉM-FÉLVEZETŐ ÁTMENETEKEN VÉGZETT FÉNYELEKTROMOS EMISSZIÓS MÉRÉSEK ALAPJÁN

1.4.1 A vákuumba irányuló fényelektromos emisszió és a "belső fotoemisszió" összehasonlítása

A vákuumba történő fényelektromos emisszió, vagy röviden a fényelektromos emisszió jelenségét már a múlt szá-

zad utolsó éveiben is ismerték. A jelenség első helyes kvantitativ értelmezése Einstein nevéhez fűződik, 1905-ben.

Einstein nevezetes egyenlete, amely a kölcsönhatás energiamérlegét fejezi ki, a következő:

$$\frac{1}{2} m v_{\max}^2 = h\nu - \phi, \quad /117/$$

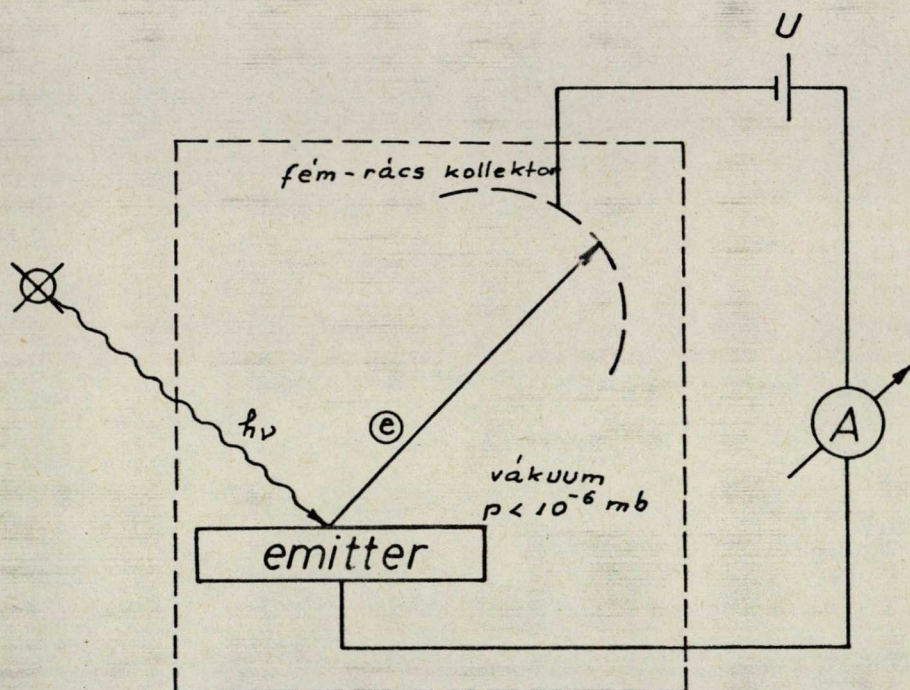
ahol $h\nu$ a gerjesztő foton energiája, $\frac{1}{2} m v_{\max}^2$ a maximális sebességgel rendelkező fotoelektron kinetikus energiája, a ϕ pedig a fényelektromos kilépési munka. Ez utóbbi annak a legkisebb $h\nu_0$ fotoenergiának felel meg, amellyel az adott anyagból fényelektromos áramot lehet gerjeszteni. Ezt az értéket a fényelektromos emisszió küszöbértékének is nevezik $\phi = h\nu_0$.

A kilépési munkánál nagyobb $h\nu$ energiával rendelkező fotonok hatására nem monoenergetikus elektroncsomag hagyja el a szilárd test felületét, az emittált elektronok kinetikus energiája 0 és $h\nu - \phi$ közötti, sebessége pedig 0 és $v_{\max}$ közötti értékeket vehet fel. Egy adott tartományban az egyes energia értékekkel /sebességekkel/ rendelkező fotoelektronok relatív gyakorisága szoros kapcsolatban áll a szilárdtestben az egyes energiaszinteken levő elektronok sűrűségével. A fotoelektronok kinetikus energia szerinti eloszlása a szilárdtestben levő elektronállapot sűrűség "képének" is tekinthető. Az utóbbi 10-15 év során a fényelektromos emisszió a szilárdtestek elektron szerkezete /sávszerkezete/ kutatásának az egyik leghatásosabb és legelterjedtebb kísérleti módszerévé vált [28].

A fotoemissziós kísérlet egyszerűsített vázlata a 14. ábrán látható.

Meg kell különböztetni azt az esetet, amikor fém illetve amikor félvezető /vagy szigetelő/ anyag bocsát ki fotoelektronokat. Fém esetében a fényelektromos kilépési munka ϕ_M a termoelektromos kilépési munkával φ_M egyezik

meg, ugyanakkor félvezető anyag esetén a vegyértéksáv felső széle jelenti a legmagasabb jelentős elektronsűrűséggel betöltött energia szintet, így a félvezető fényelektromos kilépési munkája ϕ_s , nem egyenlő a termoelektromos kilépési munkával φ_s , hiszen a Fermi-szint a vegyértéksáv felett a tiltott sáv belsejében helyezkedik el $\phi_s = h\nu_0 > \varphi_s$.



14. ábra

A fotoemissziós mérés egyszerűsített vázlata

Ezalól kivételt csak az igen erősen adalékolt, un. elfajult félvezető anyagok jelentenek $n \geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [5].

A "belső fényelektromos emisszió" fogalmat Mott és Gurney /1950/ vezették be [28], Gyulai Zoltán NaCl kristályokon végzett mérési eredményeinek értelmezésére. Feltevésük szerint két egymással érintkező szilárd test /fém-félvezető, fém-szigetelő, félvezető-szigetelő anyagok/ esetében

is felléphet a vákuumba történő fényelektromos emisszióval analóg jelenség. A fémbe, illetőleg a félvezetőben gerjesztett elektron közvetlenül átléphet, /injektálódhat/ a félvezető illetve a szigetelő anyagba, amennyiben a gerjesztő fény foton-energiája meghaladja a határfelületi potenciállépcső /barrier/ értékét. Ez felel meg a szilárdtestből a vákuumba jutáshoz szükséges kilépési munka értékének. A vákuumban elhelyezett gyűjtő elektród szerepét fotoinjektálás esetén a félvezető, illetve a szigetelő vezetési sávja veszi át. A fém-félvezető dióda záróirányú előfeszítése esetén is folyhat áram a külső áramkörben, ha olyan megvilágítást alkalmazunk, amelyre nézve

$$h\nu \geq h\nu_0 \quad (= \varphi_{Bn}) \quad . \quad /118/$$

A belső fényelektromos emisszió küszöbértékét az elektromos barrier-magasság képezi. Érdemes megemlíteni, hogy a félvezető illetve a szigetelő anyag felé irányuló belső fényelektromos emisszió küszöbértéke $/h\nu_0/$ mindig kisebb, mint azok ~~tiltott~~ tiltott sávjának szélessége $/h\nu_0 < E_g/$.

A belső fényelektromos emisszió kísérleti megvalósításának szempontjából meg kell jegyezni, hogy a küszöbérték egy jelentős környezetében $/h\nu_0 < h\nu < E_g$ tartományban/ a félvezető, illetve szigetelő anyag a fény egy jelentős részét átbocsátja, így az elektronokat emittáló fémréteg megvilágítása történhet a fémréteg oldaláról, de történhet a félvezetőn keresztül is.

A vákuumba történő fényelektromos emissziónál és a "belső fényelektromos emissziónál" lejátszódó fizikai folyamatokat egyaránt felbonthatjuk az alábbi részfolyamatokra /W. E. Spicertől származó ún. "háromlépcsős fenomenológikus modell"/ [28] :

1. Optikai abszorpció, amelynek során az elnyelt fotonok energiájának abszorbeálása révén az elektronok magasabb energia állapotba kerülnek.
2. A gerjesztett elektronok útja a határfelületig, amelynek során a különböző kölcsönhatások révén szóródnak, és amelynek eredményeként az elektronoknak csak egy hányada rendelkezik a kilépéshez szükséges /a potenciál lépcsőn való áthaladáshoz szükséges/ energiával.
3. A fotoelektronok áthaladása a határfelületi potenciál-falon.

Fémek esetében a fényelektromos emisszió kvantumhatásfokának hullámhossz /illetve fotoenergia/ függésének leírására igen jó közelítéssel^a Fowler-összefüggés használható

$$Y = A (\hbar\nu - \hbar\nu_0)^2, \quad /119/$$

amennyiben $\hbar\nu - \hbar\nu_0 > 3kT$.

A vákuumba irányuló fotoemisszió esetén $\hbar\nu_0 = \phi$ értéke 3 és 6 eV közötti értékeket vehet fel a különböző fémekre nézve.

A fenti /119/ összefüggés a kvantumhatásfok fotoenergia-függésének ugyancsak igen jó leírását adja. A lényeges különbséget az jelenti, hogy a fotoemisszió küszöbértékének a ϕ_B barrier-energia felel meg $\hbar\nu_0 = \phi_B$ /, és ez utóbbi 0,3 - 1,4 eV közti értékeket vehet fel: a leggyakoribb érték 0,6 - 0,9 eV közé esik a szilíciummal alkotott Schottky diódák esetén [29] .

A belső fényelektromos emisszió küszöbértékének meghatározása a legmegbízhatóbb és legérzékenyebb módszernek bizonyult a határfelületi potenciál-lépcsők /barrierék/ meghatározására.



1.4.2 A forró elektronok szóródási jelenségei fémrétegekben

A fémréteg belsejében a határfelülelettől x távolságra gerjesztett elektronoknak egy része jut el a fém-félvezető határfelületig. Utjuk során szóródást szenvedhetnek a többi elektronnal történő ütközések miatt, továbbá a rácsrezgésekkel, a szennyező anyagokkal, stb. történő kölcsönhatások révén. Annak valószínűségét, hogy egy elektron x távolságot megtéve eljut a határfelületig, a $P(x) = \exp\left(-\frac{x}{L}\right)$ összefüggéssel fejezhetjük ki. A valószínűség x -től való függésének ilyen alakját az irodalmi adatok igazolták [5]. Az összefüggésben szereplő és kísérletileg meghatározható L tényezőt, amely a fent említett szóródási folyamatok együttes hatására jellemző, az elektronok csillapodási úthosszának /az angol nyelvű szakirodalomban elterjedten attenuation length/ nevezzük.

1.4.2.1 Az elektron-elektron kölcsönhatás

Az optikai gerjesztésnél a kinetikus energiával rendelkező elektronoknak más elektronokkal való ütközése rugalmatlan folyamat, amelynek során az elektron annyi energiát veszít, hogy a határfelületig már nem jut el. Az ütközés gyakorisága - illetve annak reciproka, az egyes ütközések közötti közepes τ élettartam - igen érzékenyen függ a primer elektronok kinetikus energiájától. Az elektron-elektron kölcsönhatás közepes szabad úthossza l_e pedig egy átlagos diffúziós csoportsebességet $\bar{v}_g$ bevezetve a következő:

$$l_e = \tau \bar{v}_g . \quad /120/$$

Irodalmi adatok [30] az elektron-elektron kölcsönhatásra a kísérleti tapasztalattal leginkább egyező, a közepes szabad úthossznak a Fermi-szinttől számított energia függvényében való kifejezésére egy

$$l_e = L_0 E^{-b}$$

/121/

alakú összefüggést adnak meg, ahol b értéke 1,5 és 2,0 közé esik. $E = 1$ eV esetén $l_e \approx 100$ nm, $E = 5$ eV-nál $l_e \approx 6$ nm értékeket határoztak meg. Az elektron-elektron ütközések közepes szabad úthossza a hőmérséklettől gyakorlatilag független.

1.4.2.2 Az elektron-fonon kölcsönhatás

Az elektronoknak a rácsrezgésekkel való kölcsönhatása, azaz az elektron-fonon ütközése kvázi-rugalmas folyamat, amely az elektron momentumának és haladási irányának megváltozását eredményezi, de egy-egy ütközés során az energiavesztés elhanyagolható, /0,001 - 0,05 eV/ [28]. Egy elektron amíg emittálódik számos ütközést szenvedhet. Az elektron-fonon ütközések l_p átlagos szabad úthossza szobahőmérsékleten általában néhányszor tíz nm és a primer elektronoknak a Fermi-szinttől számított E energiájától függetlennek tekinthető. Az elektron-fonon ütközés valószínűsége ugyanakkor a hőmérséklettől érzékenyen függ, mivel a fononok száma a Bose-Einstein statisztika alapján $[\exp / \frac{E_p}{kT} - 1]^{-1}$ -el arányos. A kifejezésben E_p fonon gerjesztési energiája. Az előbbiek alapján nyilvánvaló, hogy az elektron-fonon kölcsönhatás l_p közepes szabad úthossza növekvő hőmérséklettel csökkenő jellegű. A szennyezések és kristályhibák jelenléte miatt fellépő szóródások az elektron-fonon ütközésekhez hasonlóan kvázi-rugalmas jelenségek. Az esetek nagyrésztében azonban hatásuk az elektron-elektron és az elektron-fonon ütközések mellett elhanyagolható.

1.4.2.3 A csillapodási úthossz és az elektron-elektron ütközések közepes szabad úthosszának, valamint az elektron-fonon ütközések közepes szabad úthosszának kapcsolata

A kísérletileg mérhető csillapodási úthossz az elektron-elektron és az elektron-fonon kölcsönhatások eredményeképpen alakul ki, de a kölcsönhatások relatív fontossága csak ritkán ismert. A kérdés matematikai megfogalmazását az L csillapodási úthossz, valamint az elektron-elektron ütközések l_e közepes szabad úthossza és az elektron-fonon ütközések l_p közepes szabad úthossza közötti összefüggés ismerete jelenti. Ha l_e és l_p összemérhető nagyságú, a párhuzamosan kötött ellenállások analógiájára az

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{l_e} + \frac{1}{l_p} \quad /122/$$

összefüggés jó közelítést jelent.

L , l_e és l_p kapcsolatának leírására határesetekben létezhetnek más összefüggések is. A fényelektromos emisszió küszöbértéke közelében /ez szilícium-fémréteg diódákra nézve 0,6 - 0,9 eV/ $l_e \gg l_p$, és ekkor alkalmazhatók a "Fermi-age theory" eredményei [28], amelynek alapján

$$L = \left[\frac{l_e^2 l_p}{3(l_e + l_p)} \right]^{1/2} \quad /123/$$

illetve, mivel $l_e \gg l_p$, így

$$L \approx \left(\frac{l_e l_p}{3} \right)^{1/2}, \quad /124/$$

amiből

$$l_e = \frac{3L^2}{l_p} \quad /125/$$

Nagyobb energiáknál $/E \geq 4 \text{ eV}/$ már $l_e \ll l_p$, és ebben az esetben a mért csillapodási úthossz közelítőleg az elektron-elektron ütközés közepes szabad úthosszával egyezik meg;

$$L \approx l_e \quad /126/$$

A közbenső energia tartományban $/1 \text{ eV} < E < 2 \text{ eV}/$ számítógépen végzett Monte Carlo-típusú eljárással állapítható meg összefüggés L , l_e és l_p között [30].

1.4.3 Az elektronok közepes szabad úthosszainak kísérleti meghatározása különböző vastagságú fémrétegekben mért fényelektromos emissziós áramok összehasonlítása útján

A fotoemisszió kvantumhatásfokán az emittált elektronok és az abszorbeált atomok számának arányát értjük. Ha a $h\nu_0$ energiájú fotonok I_0 intenzitással esnek a fém-félvezető átmenetre, akkor a d vastagságú fémrétegben elnyelt fotonok száma a következő:

$$F = J_0 \int_0^d \alpha e^{-\alpha x} dx = J_0 (1 - e^{-\alpha d}), \quad /127/$$

ahol α az abszorpciós tényező.

A d vastagságú fémréteg egységnyi felülete által emittált i elektronáram arányos a beeső fotonok számával, az α abszorpciós tényezővel, valamint a $k^* = p_0 \gamma$ szorzattal, amelyben p_0 a határfelületen való átjutás valószínűsége:

$$i = J_0 \alpha k^* \int_0^d e^{-\alpha x} e^{-\frac{d-x}{L}} dx. \quad /128/$$

Ha adott $h\nu$ energiájú fotonokkal világítjuk meg a Schottky diódát a fémréteg oldaláról, akkor az $Y_{m \rightarrow s}$ kvantumhatásfok a következőképpen írható fel:

$$Y_{m \rightarrow s} = \frac{i}{F} = \frac{\alpha k^* \int_0^d e^{-\alpha x} e^{-\frac{d-x}{L}} dx}{1 - e^{-\alpha d}}. \quad /129/$$

A d rétegvastagságra elvégezve az integrálást, az

$$Y_{m \rightarrow s}(d) = \frac{\alpha L}{\alpha L - 1} \frac{e^{-\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{1 - e^{-\alpha d}} \quad /130/$$

összefüggéshez jutunk. Hasonló összefüggés nyerhető a félvezető oldaláról történő megvilágítás esetén is, az $Y_{s \rightarrow m}$ -re.

A csillapodási úthossz meghatározását a következőképpen végezhetjük. Összehasonlítjuk az azonos körülmények között mért kvantumhatásfokokat a különböző d rétegvastagságok mellett, majd az $Y_{m \rightarrow s}/d$ -re kapott összefüggés alapján az α optikai abszorpciós állandó ismeretében L értékét kiszámíthatjuk [31].

A kísérleti eredmények értékelésénél lényeges egyszerűsödést jelent, ha a fény behatolási mélysége $l_f \approx 1/\alpha$ /lényegesen rövidebb, mint az L csillapodási úthossz, azaz:

$$(l_f \approx) \frac{1}{\alpha} \ll L. \quad /131/$$

Ebben az esetben mindig található olyan d rétegvastagság, amelyre nézve az $Y_{m \rightarrow s}/d$ kifejezés számlálójában és nevezőjében levő $\exp[-\alpha d]$ kifejezések elhanyagolhatók. Ekkor két különböző d_1 és d_2 rétegvastagsághoz tartozó kvantumhatásfok hányadosa a következő kifejezést eredményezi:

$$\frac{Y(d_1)}{Y(d_2)} = e^{-\frac{d_1 - d_2}{L}}, \quad /132/$$

azaz:

$$L = \frac{d_2 - d_1}{\ln \frac{Y(d_1)}{Y(d_2)}} \quad /133/$$

ha $d_2 > d_1$ és természetesen $Y/d_1 > Y/d_2$.

Ha nagyobb számú $d_1, d_2 \dots$ stb. rétegvastagságon végzünk méréseket, akkor a kvantumhatásfok-rétegvastagság függését logaritmikus léptékben ábrázolva egyenest kapunk, azaz

$$\frac{d}{d(d)} \ln \gamma = -\frac{1}{L} \quad /133/$$

/Kisebb rétegvastagságok esetén természetesen az egyenlet baloldala $-1/L$ alá csökken, azaz az egyenes iránytangensének abszolút értéke $1/L$ -nél kisebb/.

1.5 A DISSZERTÁCIÓ CÉLKITÜZÉSEINEK MEGFOGALMAZÁSA

A rendelkezésre álló szakirodalomban számos közlemény foglalkozik a Schottky diódák két jellemző paraméterének, a barrier-magasságnak és a forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározásával. A mérések többségét szobahőmérsékleten, vagy az alatti hőmérsékleteken végezték. A közlemények döntő többsége azonban csak egyetlen mérési módszerrel kapott eredményekről számol be, és általában csak egyféle diódatípusra vonatkozik. Kevés az olyan áttekintő munka, amely összeveti a különböző mérési módszerekkel kapott eredményeket, és ezek is szobahőmérsékletre, vagy annál alacsonyabb hőmérséklettartományra korlátozódnak [5, 6, 11, 29, 31-43].

Igy azt a célt tűztük magunk elé, hogy a 280-350 K hőmérséklettartományban vizsgáljuk meg a Schottky diódák említett két paraméterének viselkedését, Au-Si, Ag-Si és Al-Si típusú átmenetek esetében.

A barrier-magasságot az ismerttetett három módszerrel /I-U; C-U; fotoemissziós/ kívánjuk meghatározni. A többféle módszer párhuzamos alkalmazásával megbízhatóbb mérési eredményekhez akarunk jutni, és a különböző módszerekkel kapott eredményeket összehasonlítva, választ adunk arra a kérdésre, hogy a vizsgált hőmérséklettartományban melyik módszer alkalmazható a legmegbízhatóbban. Mérési eredményeink megbízhatóságát ellenőrizni is kívánjuk az irodalmi adatokkal való összehasonlítással. A barrier-magasságok hőmérsék-

letfüggéséből egzakt törvényszerűséget keresünk.

Az utóbbi néhány évben, a mintakészítési technológia fejlődése miatt, egyre nagyobb teret kap az ideális, közbenső oxidréteget nem tartalmazó Schottky diódák vizsgálata. Megkíséreljük a reális és ideális átmeneteket tartalmazó minták elkészítését, és ezeken a fenti módszerekkel történő mérések végzését.

A fotoemissziós mérésekkel kapcsolatban szeretnénk rávilágítani arra a hibára, amelyet egyes közleményekben a fotoválaszjel kiszámítása során elkövettek [44], azaz a fotoáramot nem az abszorbeált fotoenergiákhoz, hanem a beeső fotoenergiákhoz viszonyították. Számítással és méréssel is igyekszünk az abszorbeált fotoenergiát meghatározni, és ezt felhasználni a fotoválaszjel számításánál.

Választ kívánunk kapni arra a kérdésre, hogy milyen hatása van a fényút sorrendiségének /fémről-félvezetőbe, vagy félvezetőből-fémbe/ a barrier-magasságra.

A forró elektronok közepes szabad úthosszát ugyancsak mindhárom diódatípusra kívánjuk meghatározni a 280-350 K hőmérséklettartományban. Vizsgálati eredményeink tükrében ellenőrizzük a /133/ összefüggést, hogy az helytálló-e, alkalmazható-e ebben az egyszerűsített formában a közepes szabad úthossz meghatározására. Mérési eredményeink helyességének mérlegelésére itt is összehasonlítást végzünk a rendelkezésre álló adatokkal [31, 45-47]. Megkíséreljük a törvényszerűség felállítását a közepes szabad úthossz és a hőmérséklet kapcsolatára.

2. KISÉRLETI RÉSZ

E fejezetben ismertetjük az alkalmazott technológiai eljárásokat, amelyekkel kísérleteink számára Schottky-átmenetet tartalmazó mintáinkat állítottuk elő. A mintákon mértük és határoztuk meg a barrier-magasságot, és a forró elektronok közepes szabad úthosszát. Bemutatjuk a barrier-magasság mérésére általunk is alkalmazott háromféle mérési eljárás, illetve berendezés gyakorlati összehasonlítását. Kitérünk arra is, hogyan alkalmaztuk a fotoemissziós módszert a forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározására.

2.1 MINTAKÉSZÍTÉS

A mintakészítési technológia két, egymástól jól elkülöníthető fázisból áll: A Schottky-átmenet félvezető részének kémiai előkészítése, illetve a teljes átmenet kialakítása.

2.1.1 A félvezető alapréteg kémiai előkészítése

Az elmondottak értelmében célszerű n típusú félvezető alapanyagot kiindulásul választani. Mintáink alapanyaga egységesen $0,1 \text{ ohm cm}$ fajlagos ellenállású, 111 orientációjú, n típusú szilícium volt. Ez az ellenállásérték megközelítően $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ donorkoncentrációnak felel meg. A polirozott Si szeletek felületét először salétromsav és sósav $20 : 1$ arányú keverékében, majd rövid időre koncentrált salétromsavban marattuk. A szeleteket ioncserélt vízzel leöblítettük és hidrogéngáz áramban szárítottuk. A hátoldalon nőtt oxidréteget koncentrált folyssavval távolítottuk el, ezt követően a szeleteket ismét lemostuk és szárítottuk.

A félvezető-oldali /hátoldali/kontaktusokat Au + 1 % Sb-vel felpárologatással alakítottuk ki, a be-
ötvözést 673 K-en vákuumrendszerben végeztük.

2.1.2 A Schottky-átmenetek előállítása

Az előkészített és hátoldali kontaktussal ellá-
tott szeleteket $5 \cdot 10^{-8}$ mbar nyomású nagyvákuum-rendszerbe
helyeztük, és az előoldalra párologatott megfelelő fém-
réteggel hoztuk létre a félvezető-fém Schottky-átmenetet.
A félvezető és a fémréteg érintkezése szempontjából két
változatot készítettünk: Az egyik esetben a félvezetőn
nőtt 3 nm vastagságú oxidréteget meghagyva reális átmenet-
et alakítottunk ki. A másik esetben a nagyvákuum rendszer-
ben hasítással alakítottuk ki a félvezető felületet, miköz-
ben a fém felpárologatása már elkezdődött. Ilyen módon
gyakorlatilag meggátoltuk a félvezető és a fémréteg közötti
szigetelőréteg kialakulását /intimate barrier/ [36].

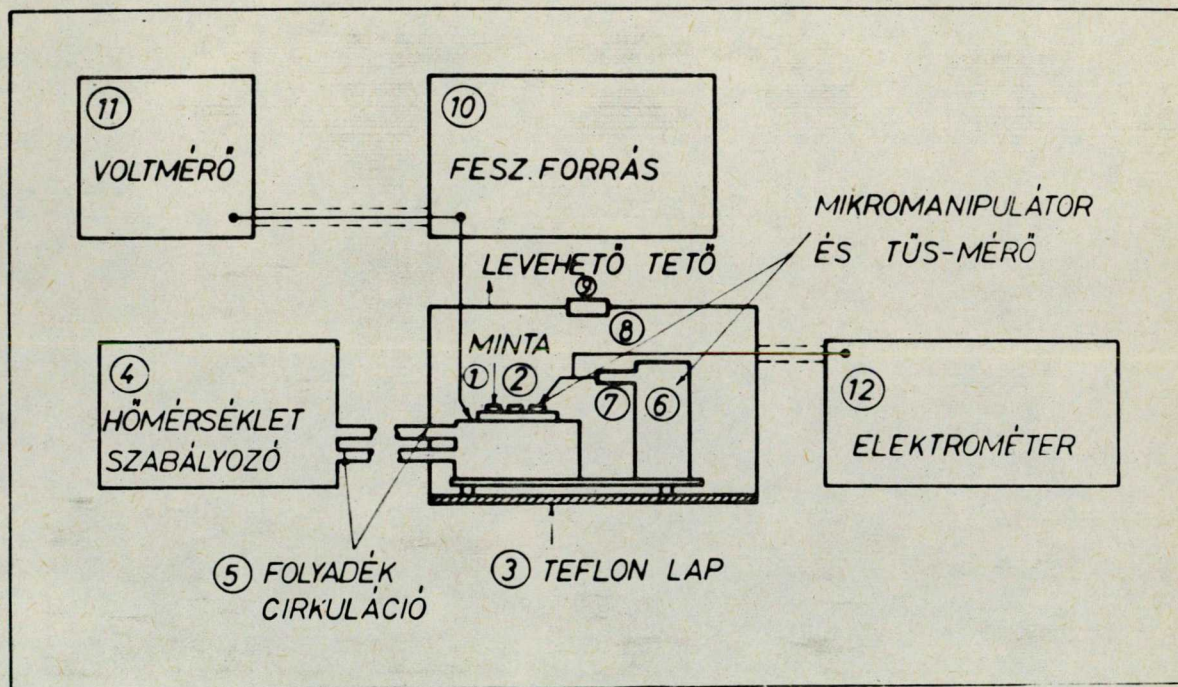
A mintáinkat három különböző fém, - arany, ezüst
és aluminium - felpárologatásával alakítottuk ki. A párolog-
tatást wolfram csónakból, rozsdamentes acélból készült maszk-
kon keresztül végeztük, amelyen 2, illetve 0,7 mm átmérőjű
lyukak voltak, megszabva ezzel az átmenet felületét. A fém-
réteg vastagságát felpárologatás közben folyamatosan mér-
tük, kvarckristályos mikromérleggel, amelyet előzőleg Taly-
step rétegvastagságmérő és interferenciamikroszkóp segít-
ségével kalibráltunk. Különböző vastagságú fémrétegeket
állítottunk elő a forró elektronok közepes szabad úthosszá-
nak meghatározásához. Mivel lényeges ismerni a fémrétegek
optikai transzmissziós és reflexiós tulajdonságait, a fém
rétegenállásának ismeretén túl, ezért minden egyes pá-
rologatásnál elhelyeztünk a nagyvákuum rendszerbe egy
10 x 20 mm-es Si szeletet, mellette 10 x 20 mm-es kvarc-
lemezt.

2.2 AZ ALKALMAZOTT MÉRŐBERENDEZÉSEK ÉS MÉRÉSI ELJÁRÁSOK

A barrier-magasság és a forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározására alkalmaztuk az áram-feszültség /I-U/ módszert, a kapacitás-feszültség /C-U/ módszert és a fotoemissziós mérési eljárást. A mérésekhez alkalmazott berendezés felépítését a 15.-17. ábrák tartalmazzák.

2.2.1 Az I-U mérés módszere

A mérési összeállítás a 15. ábrán látható. A Schottky-átmenetet tartalmazó mintát ① az arannyal bevont mintatartóra ② helyeztük, amely teflon lemezen ③ volt.



15. ábra

Mérési összeállítás az I-U módszerhez

A mintatartó- és így a minta - hőmérsékletét is Temptronic TP-36 típusú hőmérsékletszabályozóval (4) állítottuk be a 280-350 K hőmérséklettartományban. A kívánt hőmérséklet stabilitását a hőfokszabályozó által cirkuláltatott folyadék (5) biztosította.

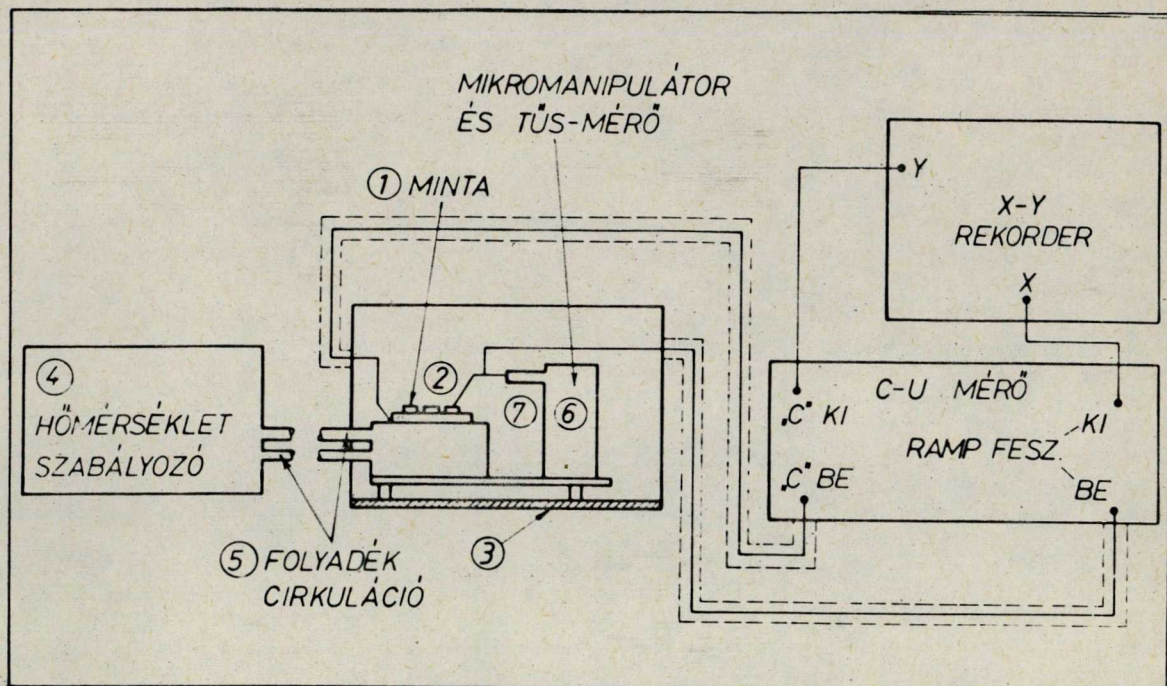
A minták "előoldali" kontaktusához P.A.R. típusú Princeton Applied Research tüs mérőberendezés (6) csatlakozott, amelyet az x-y-z irányban mozgatható mikromanipulátor (7) segítségével mozgattunk a minta felületén. A tüsmérő és a mikromanipulátor igen kis szórt kapacitással rendelkezett, egyenáramú szivárgási karakterisztikájuk kiváló volt. A mintatartót és a tüs-mérőt, a mikromanipulátorral levehető fedelű mérődobozba helyeztük (8). A mérődoboz fedelébe Infrasil gyártmányú kvarcüveg ablakot (9) illesztettünk az alternatív fotoemissziós mérések elvégzése céljából.

A minták feszültségellátásáról nagypontosságú, szigetelt feszültségforrás (10) gondoskodott, amely 1,2 V-os Hg-Cd elemekkel és 10 menetes Helipot potenciométerekkel volt felszerelve. A mintákra kerülő feszültségeket Keithley gyártmányú, MOD 191 tipusszámú digitális voltmérővel (11) ellenőriztük. Az átmeneten folyó áramot ugyancsak Keithley gyártmányú, MOD 616 tipusszámú digitális elektrométerrel (12) mértük.

A hőmérsékletbeállítás pontossága $\pm 0,5$ K, a feszültségmérések pontossága 1 % volt.

2.2.2 A C-U mérés módszere

A mérési elrendezés egy része megegyezett az I-U mérés során használt elrendezéssel. A C-U mérésekhez alkalmazott mérőrendszert a 16. ábrán mutatjuk be.



16. ábra
Mérési összeállítás a C-U módszerhez

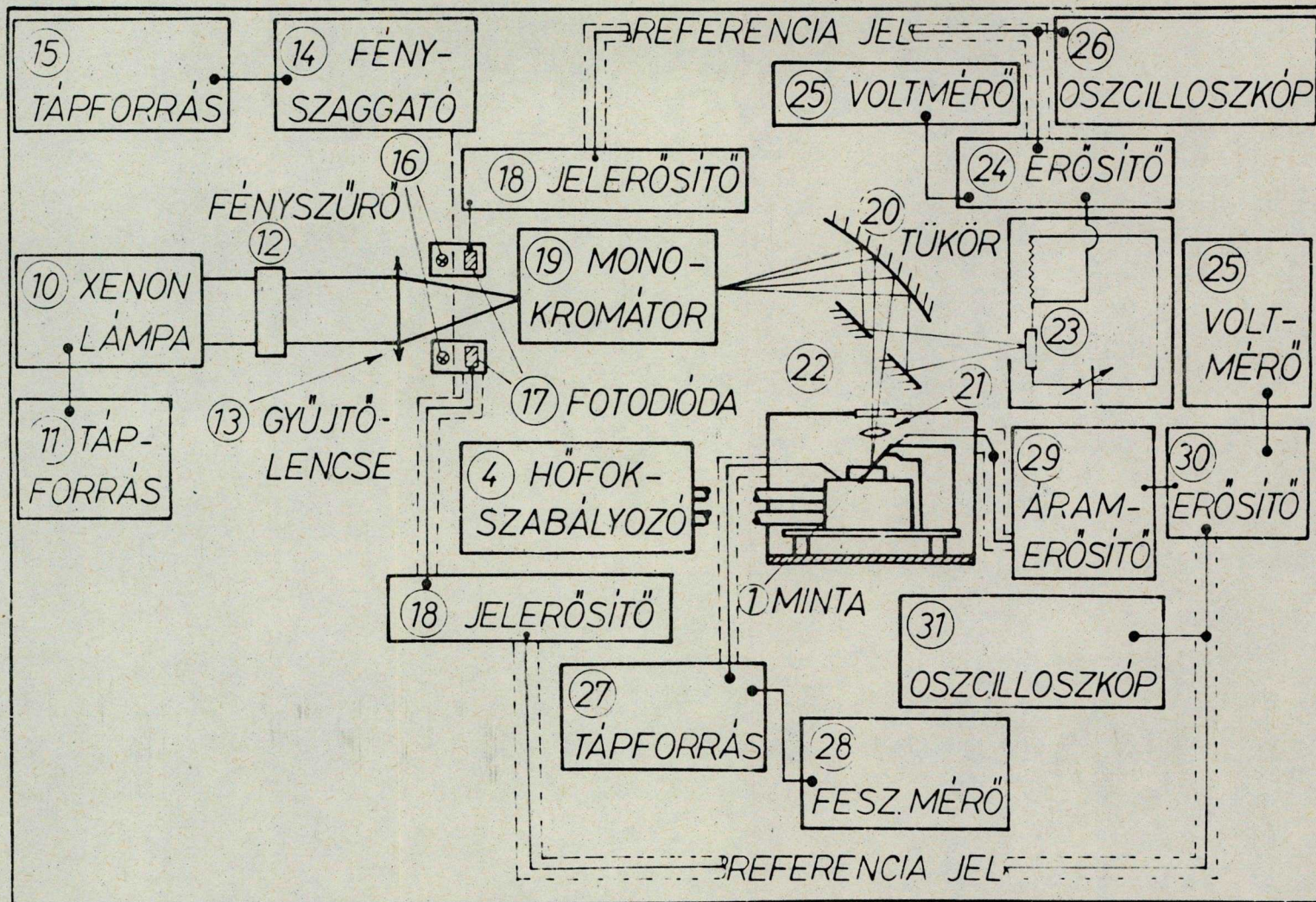
Az I-U mérőrendszerrel azonos elemek a következők voltak: a minta (1), a mintatartó (2), az alátétlemez (3), a hőmérséklet szabályozó (4), a közvetítő folyadék (5), a P.A.R. típusú tűs berendezés a mintához való érintkezés céljára (6), az ezt mozgató mikromanipulátor, a mérődoboz (8). Az elrendezés új eleme volt a P.A.R. gyártmányú MOD 410 típusú C-U mérőkészülék, amely egyfelől szolgáltatta a mintára kerülő RAMP-feszültséget, másfelől 1 kHz-en működtetve detektálta a kapacitás értékeket. A RAMP-feszültség a ± 1 Volt tartománytól ± 100 Volt tartományig volt változtatható, a sebességgradiens 0-50 V/s között volt állítható. A készülék pontossága 2,5 ‰ volt. A mérési eredményeket SEFRAM TGM típusú X-Y rekorderrel rögzítettük, melynek X bemenetére került a mintára is adott RAMP-feszültség, Y bemenetére a mért kapacitással arányos feszültség.

2.2.3 Fotoemissziós módszer

A fotoemissziós módszert a minták Schottky-átmenetének barrier-magasság mérésére és különböző vastagságú fémrétegeket tartalmazó minták esetén a forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározására is alkalmaztuk. A fotoemissziós mérés elrendezését a 17. ábrán láthatjuk.

Az elrendezés (1)-(9) elemei megegyeznek az I-U és a C-U mérés megfelelő elemeivel; ezek funkcióit ott ismertettük. A mérőrendszerben alkalmazott megvilágítás egy 450 W-os, OSRAM gyártmányú XBO típusú xenon-lámpa (10), amelyet tápforrás (11) működtet. A lámpa fénye optikai szűrőre (12), majd kvarcból készült gyűjtőlencsére került (13). A fókuszált fényt P.A.R. gyártmányú MOD 192 típusú, változtatható frekvenciájú fényszaggatóra (14) vezettük, melyet tápforrásról (15) működtettünk. A fényszaggatóval kétszeres referenciajelet is előállítottunk a későbbi jelfeldolgozás számára. Két kis fényforrás (16) megszaggatott jele egy-egy fotodiódára (17) került, amelyekhez tápegységek és erősítők (18) csatlakoztak. A szaggatási frekvencia 239 Hz volt.

Az ivlámpa szűrt, fókuszált, szaggatott fényét ZEISS gyártmányú MM3 típusú, kétprizmás monokromátorra (19) juttattuk, amellyel a kívánt hullámhosszt állítottuk be. A monokromatikus fényt konkáv tükörrel (20) a mérődoboz felé térítettük, majd a fény kvarcablakon és egy újabb gyűjtőlencsén (21) át a minta (1) felületére jutott. A belépő fotonfluxus mérése céljából a konkáv tükör és a mérődoboz közé körkörös aperturával rendelkező siktükröt (22) helyeztünk, amely a beeső fénynek egy pontosan meghatározott hányadát eltérítette. Ezt a fényt PbS detektorra (23) vezettük, amelynek jelét P.A.R. MOD 5101 típusú lock-in erősítővel (24) detektáltuk. Ez a jel a beeső fotonfluxussal arányos volt, figyelembevéve a PbS detektor érzékenységi



17. ábra

Mérési összeállítás a fotoemissziós módszerhez

görbét a hullámhossz függvényében. A lock-in mérőerősítő jelét a fotodiódák (17) szolgáltatták. A felerősített jelet Keithley MOD 174 típusú feszültségmérővel (25) mértük. A jel és a referenciajel oszcilloszkópon (26) is ellenőrizhető volt. A mintára szigetelt, nagy pontosságú tápforrásból (27) tudtunk feszültséget adni, amelynek mindenkor értékét Keithley MOD 191 típusú feszültségmérővel (28) mértük. A keletkezett fotoáramot P.A.R. MOD 181 típusú áramérzékeny erősítővel (29) felerősítettük, majd P.A.R. MOD 5101 típusú lock-in erősítővel és Keithley MOD 174 típusú digitális feszültségmérővel (25) mértük. A lock-in erősítő referencia-jelét a másik fotodióda (17) szolgáltatta, és ez is ellenőrizhető volt oszcilloszkóppal (31) .

Az AC locking módszert azért választottuk az elektrométeres AC módszer helyett, mert a mérendő fotoáramok szobahőmérsékleten igen kicsik voltak $/10^{-12} - 10^{-8} \text{ A}/$, ugyanakkor a termoemissziós áramok a $10^{-9} - 10^{-8} \text{ A}$ nagyságrendjébe estek, a fotoemissziós mérések során alkalmazott $-0,5 \text{ V}$ -os zárófeszültség esetén. Ezzel a mérési rendszerrel a $10^{-12} - 10^{-8} \text{ A}$ nagyságrendjébe eső áramok jól és kielégítő pontossággal detektálhatók voltak.

Mivel a beeső fotonfluxust és az eredő fotoáramot egyidejűleg mérhettük ezzel az elrendezéssel, a fotoválaszjel közvetlenül mérhető volt a beeső fotonok hullámhosszá-
nak függvényében.

3. EREDMÉNYEK ÉS ÉRTÉKELÉSÜK

Az előzőkben részletesen bemutatott háromféle - I-U, C-U és fotoemissziós - mérési módszerrel méréseket végeztünk saját készítésű Au-Si, Ag-Si és Al-Si Schottky-átmenetben, 280-350 K hőmérsékletintervallumban, a barrier-magasság és a forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározása céljából. A kapott eredményeket az alábbiakban mutatjuk be.

3.1 A BARRIER-MAGASSÁG MEGHATÁROZÁSA

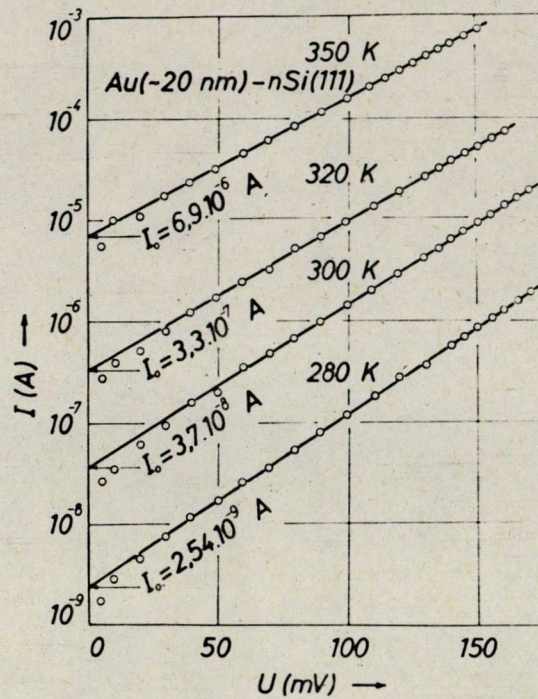
3.1.1 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel

Az 1.3.1 alfejezetben részletesen megtárgyaltuk, hogy a Schottky-átmenetre adott nyitóirányú U feszültség függvényében felvéve az áramsűrűség logaritmusát, a kapott görbe ordináta tengelymetszete megadja az I_s telítési áramot. A Schottky-barriert /99/ összefüggésből számítjuk. Az első feladatunk az I-U karakterisztika felvétele, majd a

φ_{Bn} kiszámítása. Ezután a dióda-szerkezetek idealitásának vizsgálatát végezzük el, vagyis, hogy mennyire egyenesek a $\ln I-U$ görbék, azaz kiszámítjuk az "n" idealitási faktort.

3.1.1.1 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel Au-Si mintákon

A 18. ábrán az Au-Si mintákon mért nyitóirányú áram logaritmikus léptékben látható a nyitóirányú előfeszítés függvényében. Ezen ábrázolást a barrier-magasság célszerű kiszámítása - /99/ összefüggés - indokolja.



18. ábra

Nyitóirányú áram-feszültség /I-U/ karakterisztikák Au-Si átmenet esetén, a hőmérséklet függvényében

A méréseket rendre 280, 300, 320 és 350 K-on végeztük. Az I_0 tengelymetszeteket /ami közvetlenül a szaturációs áramot adja/ az ábrán feltüntettük. A mintákon az Au réteg vastagsága egységesen ~ 20 nm volt.

Az I_0 szaturációs áramból az átmenet területének ismeretében számoltuk az I_s szaturációs áramsűrűséget. Az A^{xx} pontos értékének csekély a jelentősége, mert ennek 100 %-os megváltozása esetén is a φ_{Bn} értéke csak 2 %-kal változik meg. Az A^{xx} -ot $105 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ -nek vettük [5], és a barrier-magasságokra számolt értékeket az I. táblázatban foglaltuk össze.

I. táblázat

Au-Si minták barrier-magasságai I-U módszerrel
mérve az $U > 3kT/q$ tartományban

T/K/	φ_{Bn} /eV/
280	0,778
300	0,768
320	0,763
350	0,748

A feszültségtartomány, a hőmérséklettől függően, 0,075 V /280 K/ és 0,09 V /350 K/ között kezdődik, és ennél nagyobb előfeszítésen az $\ln I-U$ függvények jó közelítéssel egyenesek, amint azok a 18. ábrán láthatók. Az n idealitási faktorra számított értékek ezt a képet alátámasztják. A számítást az 1.3.1 alfejezetben levezetett /95/ összefüggés felhasználásával végeztük. A különböző hőmérsékletekre nyert idealitási faktorok értékét a II. táblázat mutatja.

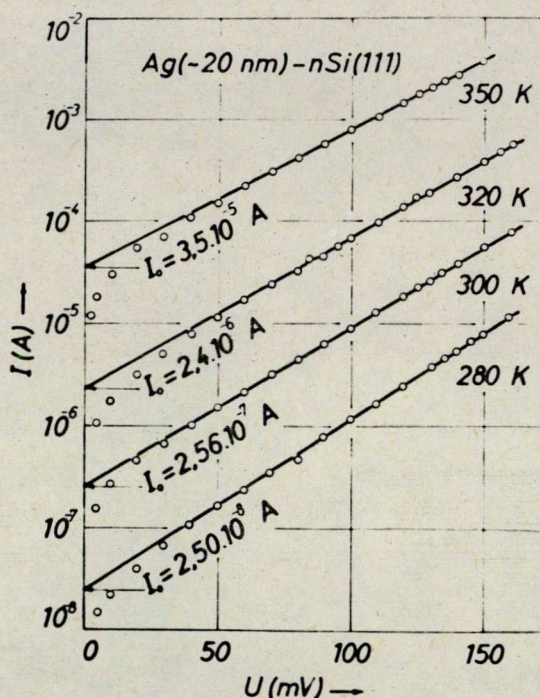
II. táblázat

Au-Si diódák idealitási faktora a hőmérséklet függvényében

T/K/	n
280	1,03
300	1,05
320	1,05
350	1,05

3.1.1.2 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel Ag-Si mintákon

Az Ag-Si mintákra kapott nyitóirányú áram - nyitó-feszültség összefüggéseket az Au-Si átmenetnek megfelelően a 19. ábrán láthatjuk.



19. ábra

Nyitóirányú áram-feszültség /I-U/ karakterisztikák Ag-Si átmenet esetén, a hőmérséklet függvényében

A méréseket 280, 300, 320 és 350 K-on végeztük, ~20 nm Ag-rétegvastagságú mintákon. A kapott eredményeket a III. táblázat tartalmazza.

A diódák idealitását vizsgálva megállapíthatjuk, hogy a 0,075 V /280 K/ - 0,09 V /350 K/ feszültségek fölötti tartományban a $\ln I$ -U görbék jó közelítéssel egyenesek, amit a IV. táblázat adatai megerősítenek.

III. táblázat

Ag-Si minták barrier-magasságai I-U
módszerrel mérve

T/K/	$\varphi_{\text{Bn}}/\text{eV/}$
280	0,723
300	0,728
320	0,708
350	0,698

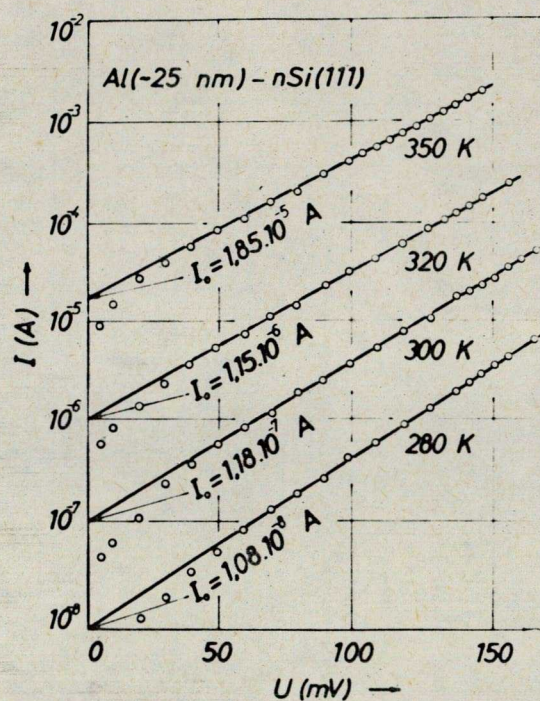
IV. táblázat

Ag-Si diódák idealitási faktora a hő-
mérséklet függvényében

T/K/	n
280	1,06
300	1,08
320	1,05
350	1,04

3.1.1.3 A barrier-magasság meghatározása I-U módszerrel
Al-Si mintákon

A 20. ábrán Al-Si minták áram-nyitófeszültség gör-
béit láthatjuk 280, 300, 320 és 350 K hőmérsékleteken. A
mintákon levő Al réteg vastagsága ~25 nm. A kapott értékeket
mutatja az V. táblázat.



20. ábra

Nyitóirányú áram-feszültség /I-U/ karakterisztikák Al-Si átmenet esetén, a hőmérséklet függvényében

V. táblázat

Al-Si minták barrier-magasságai I-U módszerrel mérve

T/K/	$\phi_{Bn}/\text{eV}/$
280	0,744
300	0,738
320	0,728
350	0,718

Az $U > 3kT/q$ tartományban a $\ln I-U$ függvények egyenesek, a másik két mintatípushoz hasonlóan. Az n idealitási faktor értékeit a VI. táblázat mutatja.

VI. táblázat

Al-Si diódák idealitási faktora
a hőmérséklet függvényében

T/K/	n
280	1,09
300	1,08
320	1,09
350	1,07

3.1.2 A barrier-magasság meghatározása C-U módszerrel

Az 1.3 alfejezetben ismertettük a barrier-magasság meghatározásának lehetőségét kapacitás-feszültség módszerrel. Ha a Schottky-átmenetre záróirányú feszültséget kapcsolunk, az alkalmazott feszültség függvényében mérjük az átmenet kapacitását, és a mérési adatokat $1/C^2 - U$ relációban ábrázoljuk, akkor a nyitóirányba extrapolált görbe a feszültségtengelyen U_1 tengelymetszetet ad, továbbá ennek a /110/ és a /111/ összefüggések felhasználásával a barrier-csökkenés nélküli barrier-magasság φ_{Bo} értékét kapjuk meg.

A vizsgált mintáinkon a négytűs mérőberendezés segítségével mértük a kapacitást és az N_D donor koncentráció értékét egységesen $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ -nak találtuk.

Az N_C értékei függetlenek a mintatípustól, csak a hőmérséklet függvényei. Számítását 280, 300, 320, 350 és 370 K-ra az [5] szerint végeztük. A számítás végeredményét, az ebből számítható qU_n értéket, végül a $qU_n + kT$ összegeket a VII. táblázatban foglaljuk össze. A táblázat adatai mindhárom mintatípusra érvényesek.

VII. táblázat

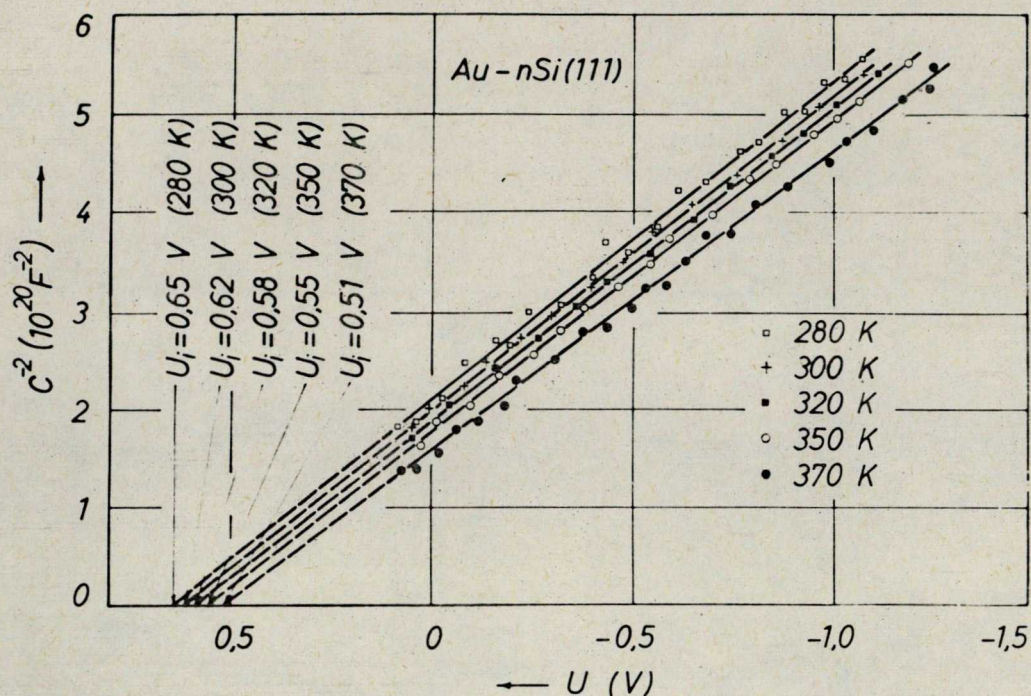
Számított adatok a barrier-magasság meghatározásához

T/K/	N_C /cm ⁻³ /	qU_n /eV/	$qU_n + kT$ /eV/
280	$2,52 \cdot 10^{19}$	0,141	0,165
300	$2,82 \cdot 10^{19}$	0,156	0,182
320	$3,08 \cdot 10^{19}$	0,170	0,198
350	$3,53 \cdot 10^{19}$	0,187	0,217
370	$3,84 \cdot 10^{19}$	0,202	0,234

A qU_i értékeit az egyes mintatípusoknál a C-U mérésekből külön-külön határoztuk meg.

3.1.2.1 A barrier-magasság meghatározása C-U módszerrel
Au-Si mintákon

Az Au-Si mintákon mért C-U mérések adatait $1/C^2-U$ ábrázolásban a 21. ábra mutatja. Az előfeszítést V-ban, a kapacitás négyzetének a reciprokát pedig $10^{20}/F^2$ dimenzióban adtuk meg.



21. ábra

$1/C^2$ - U karakterisztikák Au-Si átmenet esetén, a hőmérséklet függvényében

Az ábrán látható görbék 280, 300, 320, 350 és 370 K hőmérsékletekre vonatkoznak. A méréseket csak záróirányú előfeszítés mellett végeztük, nyitóirányba extrapoláltunk, és az ábrán bejelöltük az így kapott U_i tengelymetszeteket. A tengelymetszetek és a VII. táblázat adatai alapján határoztuk meg a φ_{Bn} barrier-magasságokat. Eredményeinket a VIII. táblázatban foglaljuk össze.

VIII. táblázat

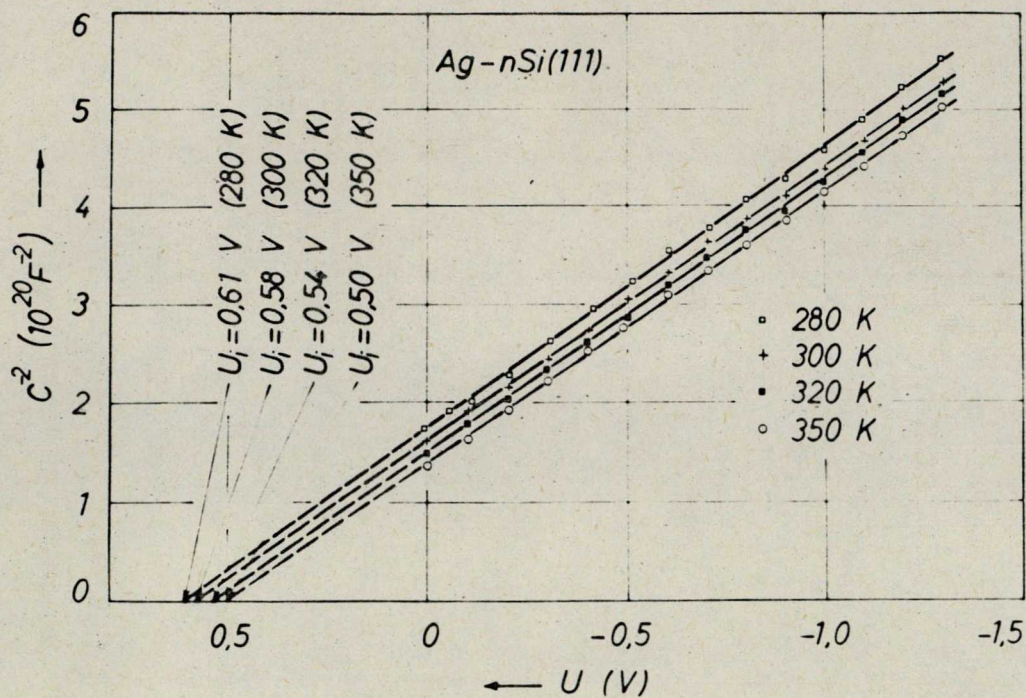
Au-Si minták barrier-magasságai, C-U módszerrel meghatározva

T/K/	U_i /eV/	φ_{Bn} /eV/
280	0,65	0,815
300	0,62	0,802
320	0,58	0,778
350	0,55	0,767
370	0,51	0,744

3.1.2.2 A barrier-magasság meghatározása C-U módszerrel
Ag-Si mintákon

Az Ag-Si mintákra vonatkozó $1/C^2$ -U görbék a 22. ábrán láthatók. A mérések ez esetben is 280, 300, 320 és 350 K-en történtek és az ábrán feltüntetett U_i tengelymet-szetek alapján a VII. táblázat adataira támaszkodva határoztuk meg a φ_{Bn} barrier-magasságokat, amelyek a IX. táblázatban találhatók.

Meg kell jegyezni, hogy egy esetben az összehasonlítás kedvéért méréseket végeztünk kémiaileg maratott és közbelső oxidréteg nélküli, ideális fém-félvezető átmenettel rendelkező Ag-Si mintán, szobahőmérsékleten.



22. ábra

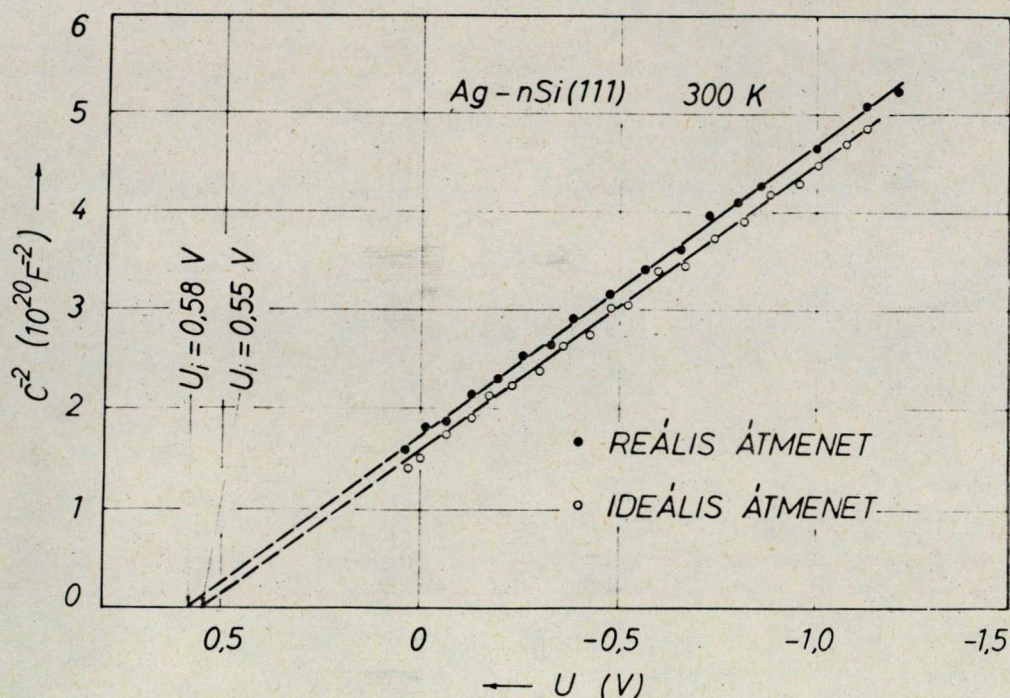
$1/C^2 - U$ karakterisztikák Ag-Si átmenet esetén, a hőmérséklet függvényében

IX. táblázat

Ag-Si minták barrier-magasságai, C-U módszerrel meghatározva

T/K/	U_i /eV/	ϕ_{Bn} /eV/
280	0,61	0,775
300	0,58	0,762
320	0,54	0,738
350	0,50	0,717

A mérési adatokat a 23. ábra mutatja, a szokásos ábrázolás-módban.



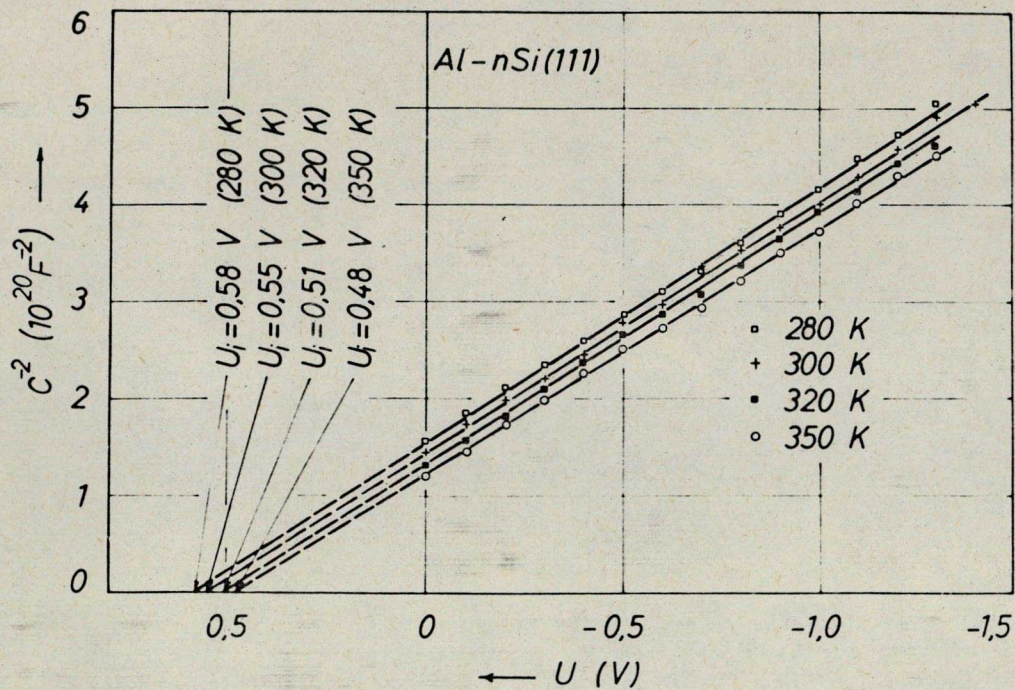
23. ábra

$1/C^2 - U$ karakterisztika ideális és reális Ag-Si átmenet esetén, szobahőmérsékleten

Ennek alapján megállapíthatjuk, hogy szobahőmérsékleten az Ag-Si átmenetnél a tengelymetszet, illetve a barrier-magasság mintegy 0,03 eV értékkel csökken, ha az átmenetnél nincs közbenső oxidréteg.

3.1.2.3 A barrier-magasság meghatározása $C-U$ módszerrel Al-Si mintákon.

Az Al-Si minták $1/C^2 - U$ görbéit a 24. ábra mutatja 280, 300, 320 és 350 K hőmérsékleteken. A görbék felvétele a fentieknek megfelelően történt. Az U_i tengelymetszetek és a VII. táblázat adatai alapján számítottuk ki a barrier-magasságokat /X. táblázat/.



24. ábra

$1/C^2 - U$ karakterisztikák Al-Si átmenet esetén, a hőmérséklet függvényében

X. táblázat

Al-Si minták barrier-magasságai, C-U módszerrel meghatározva

T/K/	U_i /eV/	φ_{Bn} /eV/
280	0,58	0,745
300	0,55	0,732
320	0,51	0,708
350	0,48	0,697

3.1.3 A barrier-magasság meghatározása fotoemissziós módszerrel

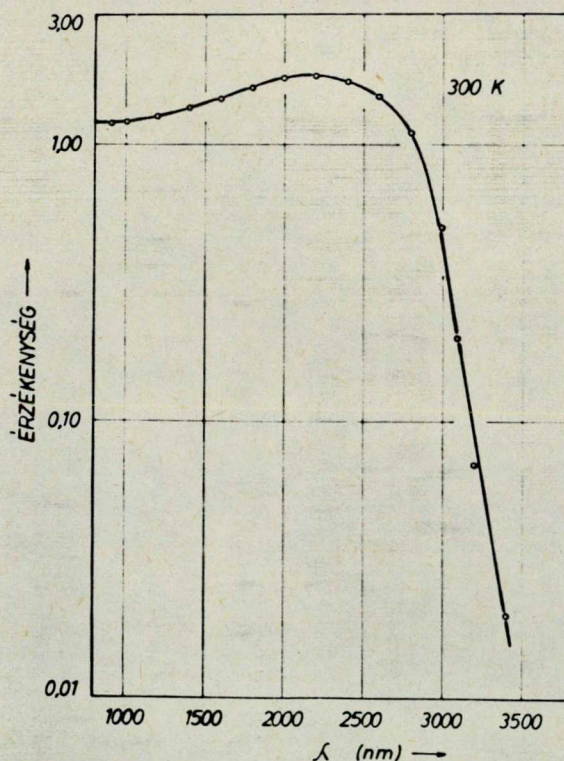
A barrier-magasság mérésére alkalmazott harmadik kísérleti módszerünk a fotoemissziós eljárás volt. Ennek keretében - mint azt korábban már kifejtettük - a fém-félvezető mintákon keletkezett fotoáramot mértük a mintára beeső fény $h\nu$ energiája függvényében. A mért fotoáramból a /112/ összefüggés felhasználásával számoltuk az Y válaszjelet. Az összefüggés nevezőjében szereplő $w_a/h\nu$ / abszorbeált energia ismeretéhez szükségünk volt a mintára beeső $w_i/h\nu$ / összenergia, és ennek további két összetevője, a $w_t/h\nu$ / transzmittált energia és a $w_r/h\nu$ / reflektált energia ismeretére is.

A beeső energiát úgy mértük, hogy a monokromatikus fény egy ismert részét áteresztő siktükörrel PbS detektorra térítettük. Így először kimértük a siktükör transzmisszióképesség-reflexióképesség hányadosát a beeső fény $h\nu$ energiájának függvényében, majd felvettük a PbS detektor érzékenységi görbéjét /25. ábra/. E normálásokkal ismertté vált a beeső energia relatív változása a $h\nu$ függvényében. Abszolút energiaértékre nem volt szükség, mert a barrier-magasság meghatározásához elegendő az $Y/h\nu$ / relatív ismerete, hiszen a barrier-magasságot végső soron az $Y^{1/2} = f/h\nu$ / függvény $Y = 0$ tengelymetszete szolgáltatja.

A $w_t/h\nu$ / és $w_r/h\nu$ / relatív függvényeket hasonló normálások után mértük a PbS detektorral, majd a beeső energia mindhárom összetevőjét, w_a , w_t és w_r függvényeket számítással is meghatároztuk az irodalomban megadott optikai állandók alapján a levegő-fém-félvezető optikai hármas rendszerre vonatkoztatva. A számított és mért görbék korrelációban voltak; ezek alapján számítottuk ki a relatív $w_a/h\nu$ / görbét.

A beeső fény energiáját 0,7 - 1,1 eV között változtattuk. Meg kell jegyezni, hogy 0,7 eV alatt felesleges méréseket végezni, mert az I-U és C-U mérésekből már megállapítottuk, hogy a barrier-magasság ebben a hőmérséklettartományban várhatóan 0,7 eV-nál nagyobb, továbbá a szilícium kb 1,1 eV-os tiltott sávja miatt ennél nagyobb energiájú fotonok már igen kis távolságon belül abszorbeálódnak, hiszen a valencia sávból képesek elektronokat felvinni a vezetési sávba.

Azért, hogy a fém-félvezető szerkezetbe a fém felől belépő fotonok egy része átjusson a félvezetőbe, és ott töltéshordozókat generáljon, a fémréteg vastagságát mindössze 20-25 nm-nek választottuk. Mivel a barrier-

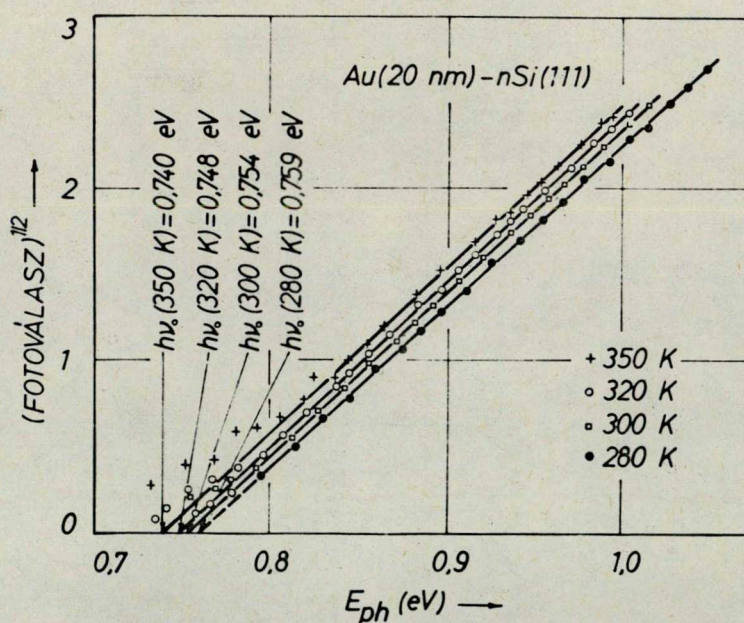


25. ábra
PbS detektor érzékenységi görbéje

magasság mérése nem függ a fémréteg felületétől, így egy-
ségesen 2 mm átmérőjű fémréteget hotunk létre a félve-
zető felületén. Bár az alkalmazott fémrétegvastagság mel-
lett a jelenség nem függ a fotonok haladási irányától,
ennek ellenére méréseket végeztünk úgy, hogy a fény előbb
a fémréteget érte és úgy is, hogy a fény előbb a félveze-
tőbe lépett be. Mérhető különbséget a két eset között nem
találtunk.

3.1.3.1 A barrier-magasság meghatározása fotoemissziós módszerrel Au-Si mintákon

A vizsgált Au-Si mintákon az aranyréteg vastag-
sága ~ 20 nm volt. A mért fotoáramból az előzőekben vázolt
módon számítottuk az Y fotoválaszjelet. A 26. ábrán az
abszorbeált fotoenergia függvényében az Y fotoválaszjel
négyzetgyökét tüntettük fel /önkéntes egységben/, külön-
böző hőmérsékleteken.



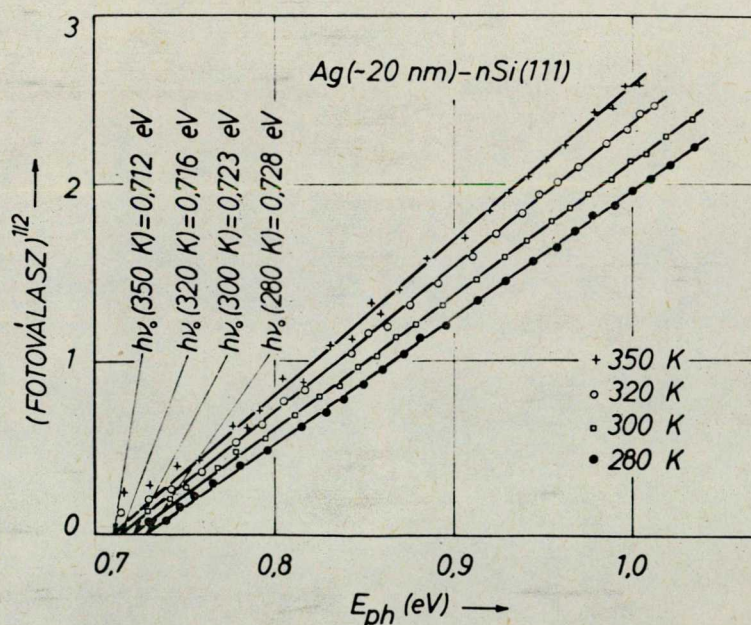
26. ábra

Fotoválaszjel az abszorbeált fotoenergia és a hőmérséklet
függvényében, Au-Si átmenet esetén

Az alkalmazott ábrázolásmódnak az az előnye, hogy az $Y^{1/2}=0$ tengelymetszet közvetlenül megadja a $h\nu_0$ barriermagasságot. A 280-350 K közötti hőmérsékletintervallumban négy különböző hőmérsékleten, 280, 300, 320 és 350 K-on végeztük el a méréseinket. Minden egyes hőmérsékletre tartozó görbe három-három minta eredményeit tükrözi, és tartalmazza a kétfajta minta-állást: fémréteggel a beeső fény irányában /"A" helyzet/, illetve félvezetővel a fény irányában /"B" helyzet/. Mivel a hat méréssorozat eltérést nem mutatott, így csak egyetlen görbével jeleztük a 6 mérést az ábrán.

3.1.3.2 A barrier-magasság meghatározása fotoemissziós módszerrel Ag-Si mintákon

Az Ag-Si mintákon méréseinket ^{és} a számításokat teljesen azonosan végeztük, mint az Au-Si mintákon. Mérési eredményeinket a 27. ábrán láthatjuk.



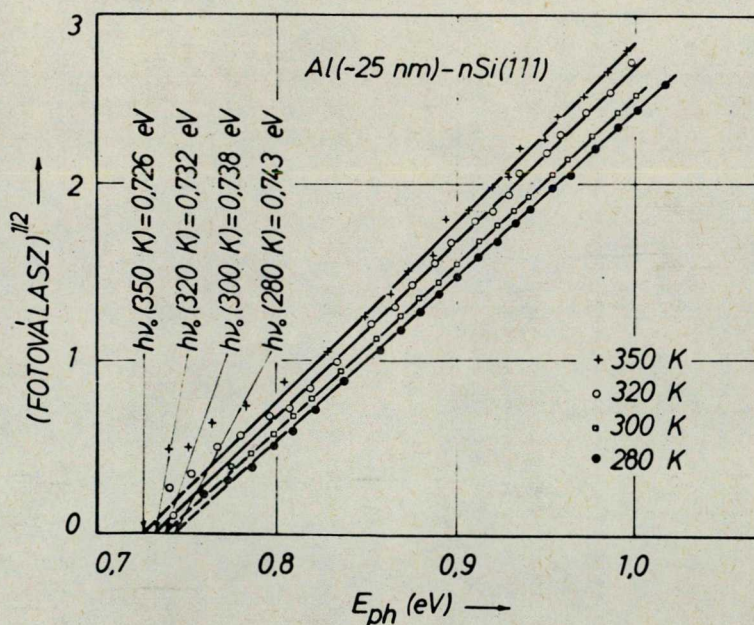
27. ábra

Fotoválaszjel az abszorbeált fotoenergia és a hőmérséklet függvényében, Ag-Si átmenet esetén

Ez esetben is minden görbe három mintán és két mintaállás mellett /"A" és "B" az előzőekben definiáltak szerint/ végzett méréssorozatot jelent. A barrier-magasságok itt is az energiatengellyel alkotott metszéspontokból olvashatók le.

3.1.3.3 A barrier-magasság meghatározása Al-Si mintákon fotoemissziós módszerrel

Az Al-Si mintákon végzett fotoemissziós méréseink eredményeit a 28. ábrán mutatjuk be. Az Y fotoválaszjel számítása, a mért és számított egységek, a mérési hőmérsékletek, a mért mintaszám és mintaállás teljesen megegyeztek az Au-Si és Ag-Si minták mérési körülményeivel. Az egyetlen eltérés az előbbiekhöz képest az Al réteg vastagsága volt; itt ~ 25 nm. A barrier-magasságok ismét a görbéknek az energia-tengellyel alkotott metszéspontjaiból olvashatók le.



28. ábra

Fotoválaszjel az abszorbeált fotoenergia és a hőmérséklet függvényében, Al-Si átmenet esetén

3.1.4 A barrier-magasságra kapott mérési eredmények értékelése

Az I-U mérési eredmények ismeretében eldönthetjük, hogy a /91/ összefüggés helyett alkalmazható-e a /93/. Amint azt az Au-Si, Ag-Si és Al-Si mintákra kapott I-U mérési eredmények egyértelműen igazolták, az $U > 3kT/q$ tartományra a $\ln I-U$ görbék jó közelítéssel egyenesek, tehát az $\exp\left(\frac{qU}{kT}\right)$ tag mellett $U > 3kT/q$ előfeszítés esetén a konstans tag elhagyása megengedhető. Így a zárójeles kifejezés tisztán exponenciális jellegűnek tekinthető. A feltételnek megfelelő határ 280 K-on 72 mV-ot, 300 K-n 78 mV-ot, 320 K-n 83 mV-ot, 350 K-n 91 mV-ot jelent.

Az idealitási faktor az Au-Si diódáknál kerül legközelebb az egységhez $/n=1,04/$, de az idealitáshoz közel eső tulajdonságot mutattak az Ag-Si $/n=1,06/$, és az Al-Si $/n=1,08/$ minták is.

Az I-U módszerrel kapott barrier-magasságokat összehasonlítjuk mások által, hasonló módszerrel mért adatokkal. /Ilyen adatok csak 300 K-n állnak rendelkezésre./ Az eredményeket a XI. táblázatban foglaltuk össze.

XI. táblázat

I-U módszerrel mért barrier-magasságok
Összehasonlítás 300 K-en az irodalmi adatokkal

$T/K \backslash \varphi_{Bn}$	Au-Si /eV/	Ag-Si /eV/	Al-Si /eV/
280	0,778	0,723	0,744
300	0,768/0,81[32]	0,718/0,72[48]	0,738/0,73[49]
320	0,763	0,708	0,728
350	0,748	0,698	0,718

Ag-Si és Al-Si mintákon az irodalmi adatokkal való egyezés kiváló, ami feltételezi a magasabb hőmérsékleteken kapott mérési adataink helyességét is. Az Au-Si mintákra nyert szobahőmérsékleti értékünk eltér a rendelkezésre álló irodalmi adatokétól, ezért az Au-Si barrier-magasságok értékeinek megbízhatóságát a többi módszerrel kapott eredmény ismeretében a továbbiakban megvizsgáljuk. Általános törvényszerűségként mindenestre megállapíthatjuk, hogy mindhárom mintatípus esetén a barrier-magasság 280-350 K hőmérsékletintervallumban csökken a hőmérséklettel.

A C-U módszerrel mért, illetve számolt barrier-magasságok hasonló csökkenést mutatnak mindhárom mintatípusra nézve a 280-350 K hőmérséklet tartományban. Az Au-Si minták esetén a barrier-csökkenésre vonatkozó megállapításunk 370 K-ig is helytálló. Az egyetlen, ideális átmenettel rendelkező Ag-Si mintán hőmérsékletfüggésben végzett mérés a barrier-magasság csökkenését mutatja; feltehető, hogy ez a tendencia az Au-Si és Al-Si átmenetekre nézve is igaz.

A fotoemissziós mérések ugyancsak mutatják a másik két módszerrel kapott barrier-magasságok csökkenő tendenciáját a hőmérséklettel. A fotoemissziós mérés pontossága a barrier-magassághoz közeli fotoenergia tartományban ugyan csökken, de elegendő mérési eredmény áll rendelkezésre a nagyobb energiatartományokban ahhoz, hogy az irodalomban szokásos módszerrel illesztett és extrapolált egyenesek tengelymetszetei pontos energia-küszöbértékeket szolgáltatassanak. A fotoemissziós méréseknél lényeges eredménynek tartjuk, hogy mindhárom mintatípusra bebizonyosodott, hogy a mérési eredményeket nem befolyásolja a minta elhelyezése a belépő fényhez képest, azaz mindegy, hogy a fény előbb a fémrétegbe vagy a félvezetőbe kerül.

A XII. táblázatban összegezzük a barrier-magasság mérésére alkalmazott három módszerrel kapott eredményeinket, mindhárom mintatípusra nézve. Ez a táblázat lehetőséget nyújt a különböző módszerekkel mért barrier-magasságok összehasonlítására.

XII. táblázat

A barrier-magasságokra kapott mérési
eredmények összehasonlítása

T /K/	Mérési módszer								
	I-U	C-U	foto	I-U	C-U	foto	I-U	C-U	foto
	M i n t á k								
	Au-Si			Ag-Si			Al-Si		
Barrier-magasság /eV/									
280	0,778	0,815	0,76	0,723	0,775	0,73	0,744	0,745	0,74
300	0,768	0,802	0,75	0,718	0,762	0,72	0,738	0,732	0,74
320	0,763	0,778	0,75	0,708	0,738	0,72	0,728	0,708	0,73
350	0,748	0,767	0,74	0,698	0,717	0,71	0,718	0,697	0,78
370		0,744							

A táblázat adatai azt mutatják, hogy az I-U és a fotoemissziós módszerrel kapott mérési eredmények állnak legközelebb egymáshoz, mindhárom mintatípusra nézve. A kismértékű eltérés magasabb hőmérsékleteken az alagút jelenségnek, alacsonyabb hőmérsékleteken a generációs-rekombinációs áramoknak tudható be [6], illetve ezt bizonyos mértékig A^{xx} számértékének megválasztása is indokolja. Mindenesetre a fotoemissziós és az I-U módszerekkel kapott mérési eredmények jó egyezése alátámasztja azt a feltételezésünket, hogy az Au-Si mintákra kapott I-U mérési eredmények is helytállóak, az irodalmi adatokhoz képest szobahőmérsékleten mutatkozó eltérés ellenére is.

A fotoemissziós és I-U mérési adatok jó egyezése megengedi azt a következtetést is, hogy a 280-350 K között hőmérséklettartományban a termoemisszió adja a megfigyelt áram döntő összetevőjét.

Az a tény, hogy az Au-Si és Ag-Si mintákon a C-U mérések eredménye rendre nagyobb a másik két módszerrel nyert adatoknál, a reális és az ideális Ag-Si átmenet esetén megfigyelt barrier-magasság eltéréssel magyarázható. Méréseink szerint ugyanis az ideális átmenet barrier-magassága mintegy 0,03 eV-al alacsonyabb a reálisnál, és a C-U mérés sokkal érzékenyebb a reális átmenetben lévő oxidréteg jelenlétére, mint a másik két módszer. A köztes oxidréteg csökkenti a C-U mérés pontosságát, mert ekkor nem teljesül az a feltétel, hogy a /107/ egyenlet jobboldalán az U-n kívül nincs feszültségfüggő tag, és ennek következtében az $1/C^2 - U$ kapcsolat eltér a lineáristól. Ez a tény a tengelymetszet meghatározásának pontosságát csökkenti. A C-U mérési eredmények nagyobb értékének másik oka az, hogy ez a módszer a barrier-csökkenés nélküli φ_{Bo} barrier-magasságot adja, szemben a másik két módszerrel, amelyek φ_{Bn} -t szolgáltatják. Ideális átmenet esetén várható, hogy a C-U mérések eredményei az Au-Si és Ag-Si mintákon a többi hőmérsékleten is megközelítene a fotoemissziós és az I-U mérési eredményeket.

Al-Si mintákon a C-U mérések eredményei jobban illeszkednek a másik két módszerhez, amelynek oka valószínűleg az, hogy az Al-Si minták köztes oxidrétegének vastagsága kicsi, és így az átmenet közel áll az ideálishoz.

A barrier magasság csökkenését a 280-350 K hőmérséklettartományban mindhárom mérési eljárás alátámasztja az Au-Si, Ag-Si és az Al-Si mintákon. A csökkenés mértéke az Au-Si átmeneteknél átlagosan $4,6 \cdot 10^{-4}$ eV/K, az Ag-Si átmeneteknél $4,9 \cdot 10^{-4}$ eV/K, és az Al-Si átmeneteknél $4,0 \cdot 10^{-4}$ eV/K.

Összehasonlításként közöljük, hogy a Pt-Si átmeneteken ez az érték $2 \cdot 10^{-4}$ eV/K, szobahőmérséklet alatt 30 K-ig [6] .

Végezetül megállapíthatjuk, hogy a 280-350 K hőmérséklettartományban az I-U és a fotoemissziós mérési eljárás látszik a legmegbízhatóbbnak; ezen belül a fotoemissziós módszert emeljük ki a kiértékelés egyszerű volta miatt. C-U méréseket csak ideális barrieréken célszerű alkalmazni.

3.2 FORRÓ ELEKTRONOK KÖZEPES SZABAD ÚTHOSSZÁNAK MEGHATÁROZÁSA

A barrier-magasság mellett a fém-félvezető szerkezetek másik lényeges jellemző paramétere a forró elektronok közepes szabad úthossza /csillapodási úthossza/. A célkitűzésünk kettős:

- a közepes szabad úthossz értékét és annak hőmérsékletfüggését kívánjuk meghatározni a 280-350 K tartományban Au-Si, Ag-Si és Al-Si rétegszerkezetekre nézve,
- a L csillapodási úthosszra bevezetett, és jelen vizsgálatunkban használt és egyszerűsített kifejezés /133/ alkalmazásának jogosságát kívánjuk ellenőrizni.

Bár a /133/ kifejezés szerint a csillapodási úthossz meghatározásához már két különböző vastagságú fémréteggel készített minta is elegendő lenne, a pontosság növelése érdekében több rétegvastagsággal készítettünk mintasorozatot. Az Y fotoválaszjel meghatározásánál ugyanúgy jártunk el, mint amikor a barrier-magasságot vizsgáltuk fotoemissziós módszerrel. Az abszorbeált $h\nu$ fényenergia függvényében mértük a fotoáramot, és ebből határoztuk meg a fotoválaszjelet. A kapott adatokból számítottuk ki a /133/ kifejezés alapján a csillapodási úthosszat.

3.2.1 Forró elektronok közepes szabad úthosszána meghatározása Au-Si mintákon

Az abszorbeált fényenergia E_{ph} függvényében mért fotoáramból számított fotoválaszjel négyzetgyökét $/Y^{1/2}/$

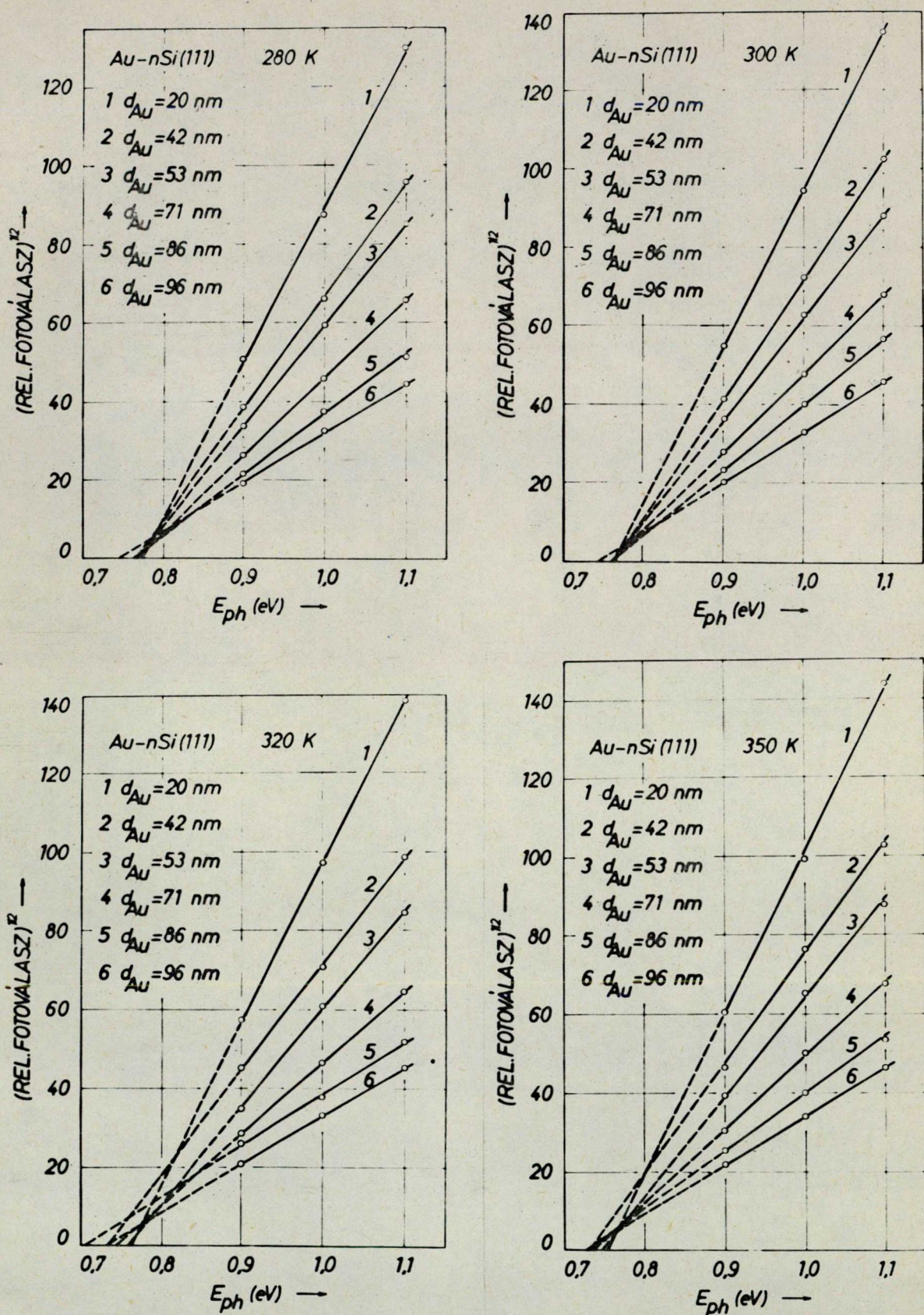


tüntettük fel a 29. ábrán, a méréseket a 280, a 300, a 320 és a 350 K-on végeztük.

Ezen ábrázolásmódnak az az előnye, hogy a barrier-magasság fotoemissziós módszeréhez hasonlóan a Fowler ösz-szefüggés /116/ értelmében egyeneseket kapunk. Az abszorbeált fényenergiát eV egységekben, a fotoválaszjel négyzetgyökét önkényes egységekben adtuk meg. Az Y abszolút értékeire nincs szükségünk, hiszen a /133/ kifejezésben csupán hányadosuk szerepel.

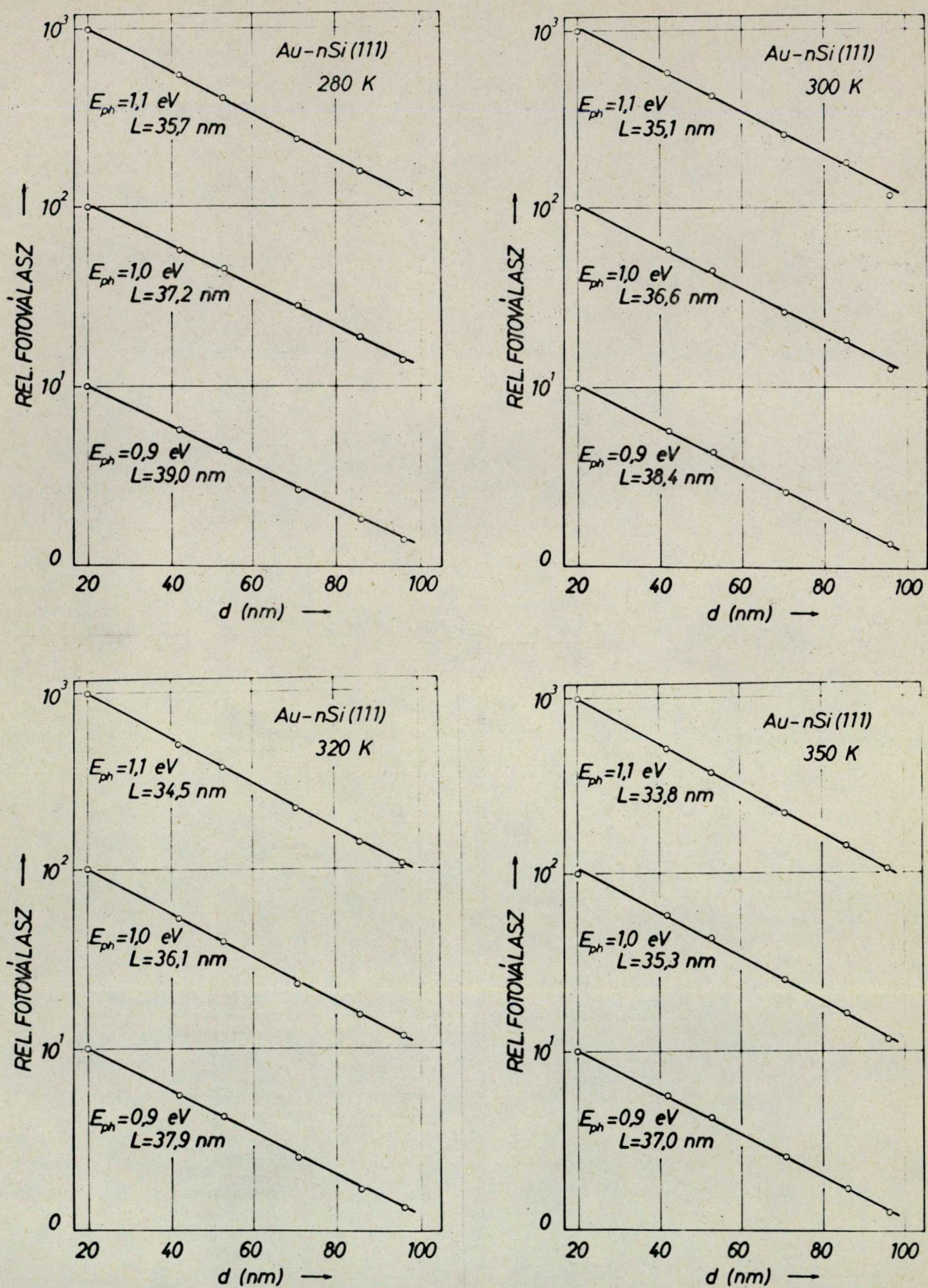
A méréseket minden esetben 20, 42, 53, 71, 86 és 96 nm vastagságú Au réteggel ellátott mintákon végeztük. A mérés pontossága csökkenő rétegvastagságok irányában növekszik, mégis a 20 nm-nél kisebb rétegvastagságú mintákon már nem volt célszerű méréseket végezni, mert akkor az α abszorpciós állandóra az $1/\alpha \ll d$ feltétel már nem teljesül. A 29. ábra görbéinek alapján 0,9; 1,0; és 1,1 eV fényenergiákra nézve kiszámítottuk a csillapodási úthosszakat a /133/ összefüggés felhasználásával, a különböző rétegek kombinációjával és átlagolással. A kapott eredményeket a XIII. táblázatban adjuk meg.

Az említett fényenergiákon grafikusan is ábrázoltuk Y értékeit a "d" rétegvastagság függvényében /30. ábra/, hogy eldönthessük a /133/ kifejezés alkalmazhatóságát. Az Y logaritmikus skálán történő ábrázolásával ugyanis a $\ln Y - d$ függvény egyenest ad, amennyiben a /133/ kifejezés helytálló. Az egyenes iránytangense $-1/L$. Annak érdekében, hogy a görbék jobban szétváljanak, a görbéket normáltuk 10-re, 100-ra és 1000-re, rendre a 0,9; 1,0 és 1,1 eV fényenergiára nézve, 20 nm rétegvastagságnál.



29. ábra

Fotoválaszjel négyzetgyöke az abszorbeált fotoenergia függvényében, különböző Au rétegvastagságú Au-Si átmenetek esetén



30. ábra

Fotoválaszjel az Au rétegvastagság függvényében,
Au-Si átmenet esetén

XIII. táblázat

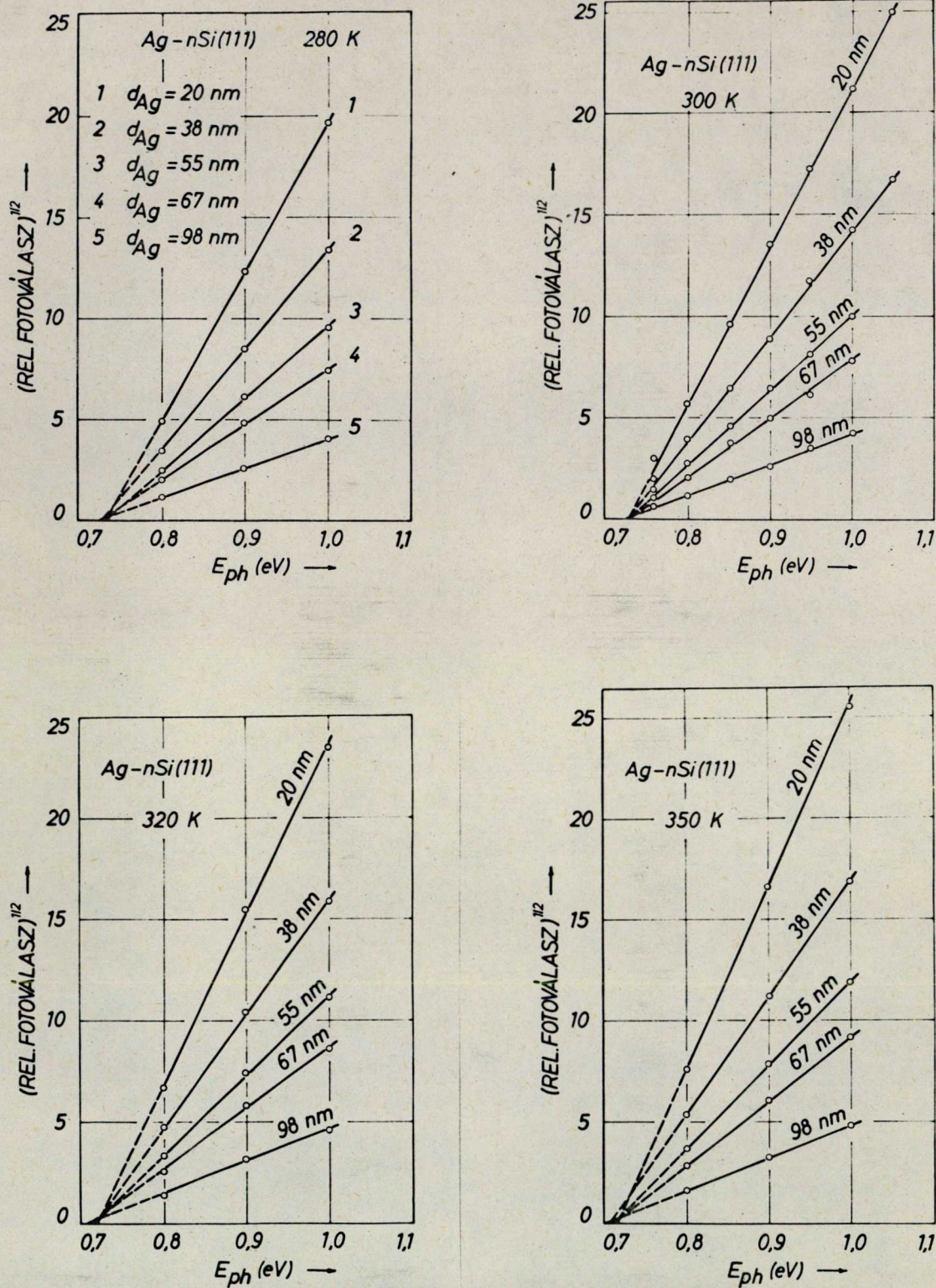
A L csillapodási úthosszak függése a T hőmérséklettől és az E_{ph} abszorbeált fény-energiától a vizsgált mintáknál

		L /nm/ E_{ph} /eV/			
	T/K/	0,8	0,9	1,0	1,1
Au-Si	280	-	39,0	37,2	35,7
	300	-	38,4	36,6	35,1
	320	-	37,9	36,5	34,5
	350	-	37,0	35,3	33,8
Ag-Si	280	26,4	25,1	24,5	-
	300	25,8	24,7	24,1	-
	320	25,0	24,3	23,8	-
	350	24,7	23,7	23,3	-
Al-Si	280	56,6	51,9	50,2	-
	300	55,8	51,0	49,4	-
	320	55,0	50,2	48,6	-
	350	53,7	49,5	47,6	-

3.2.2 Forró elektronok közepes szabad úthosszának meghatározása Ag-Si mintákon

Eljárásunk megegyezett az Au-Si rétegszerkezetekre alkalmazott és az előzőekben ismertetett módszerrel.

Vizsgálatainkat 280, 300, 320 és 350 K-on végeztük, és az eredményeinket a 31. ábrán adtuk meg.



31. ábra

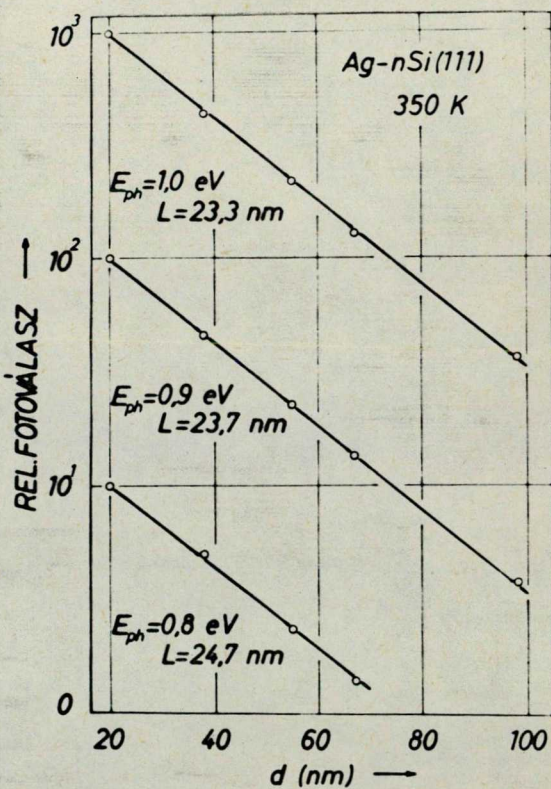
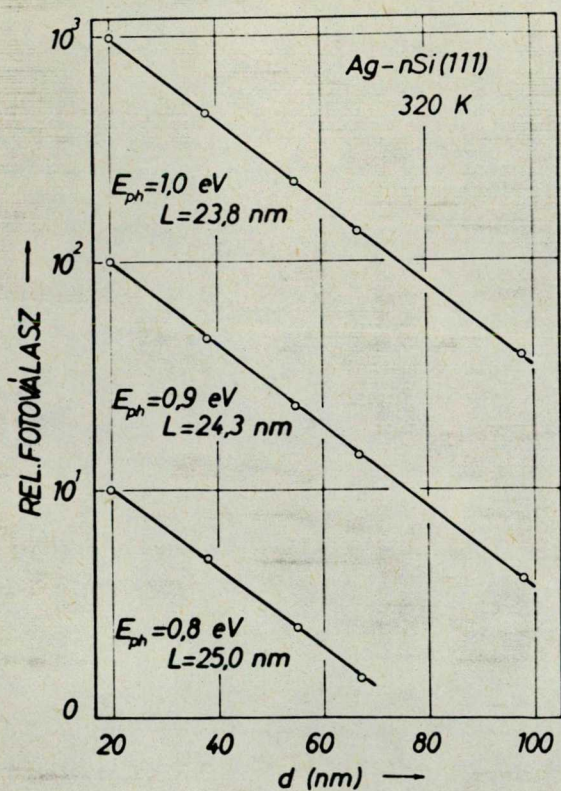
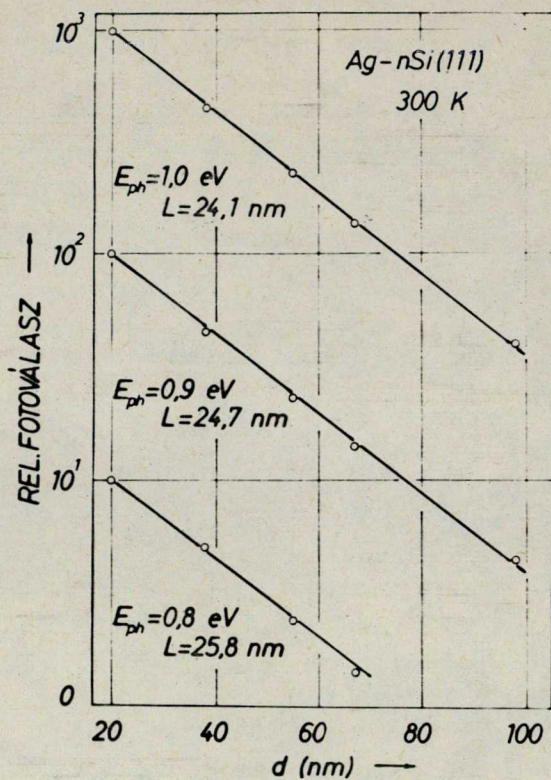
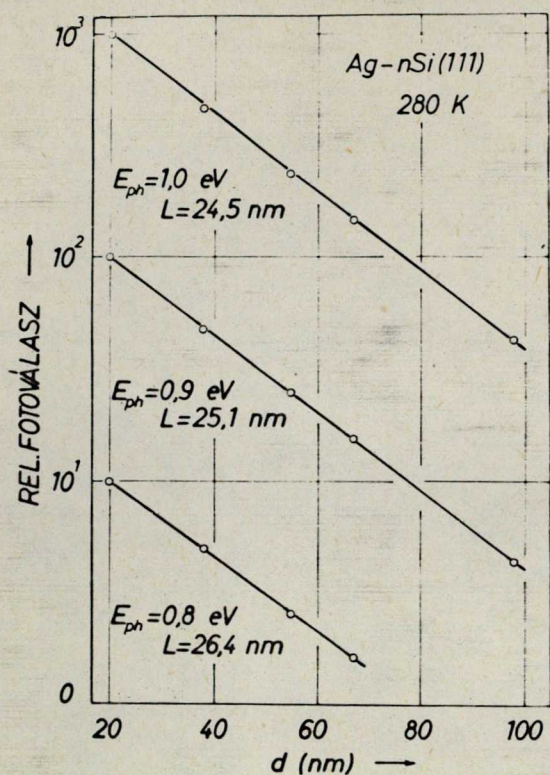
Fotóválaszjel négyzetgyöke az abszorbeált fotoenergia függvényében, különböző Ag rétegvastagságú Ag-Si átmenet esetén

A görbesereg paramétere az Ag réteg vastagsága, amely az egyes mintákon rendre 20, 38, 55, 67 és 98 nm volt. Tekintve, hogy 0,8 eV-nál az egyes görbék már határozottan elkülönültek, így méréseinket 0,8; 0,9 és 1,0 eV-nál végeztük, szemben az Au-Si mintákkal, ahol a 0,8 eV-os értékeket figyelmen kívül hagytuk a bizonytalanság miatt, viszont méréseinket elvégeztük 1,1 eV-nál is. A fentebb hivatkozott ábrák görbeseregei alapján határoztuk meg a csillapodási úthosszakat /XIII. táblázat/.

A csillapodási úthosszakat grafikusan is ábrázoltuk a szóbanforgó hőmérsékletek esetén /32. ábra/, amelyeken a fotoválaszjel a rétegvastagság függvényében van feltüntetve, az előbbi logaritmikus skálán és önkényes egységekben. A 0,8; 0,9 illetve 1,0 eV abszorbeált fotoenergiákhoz tartozó görbéket rendre 10-re, 100-ra és 1000-re normáltuk 20 nm-es rétegvastagságnál, a jobb ábrázolhatóság kedvéért.

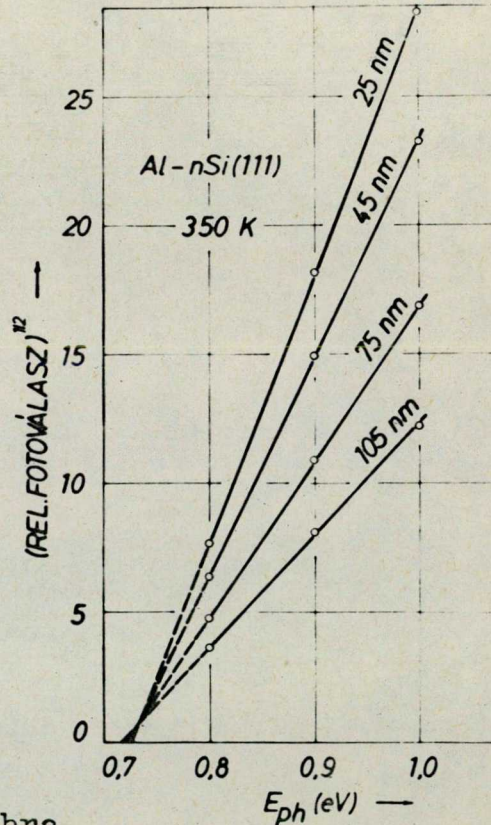
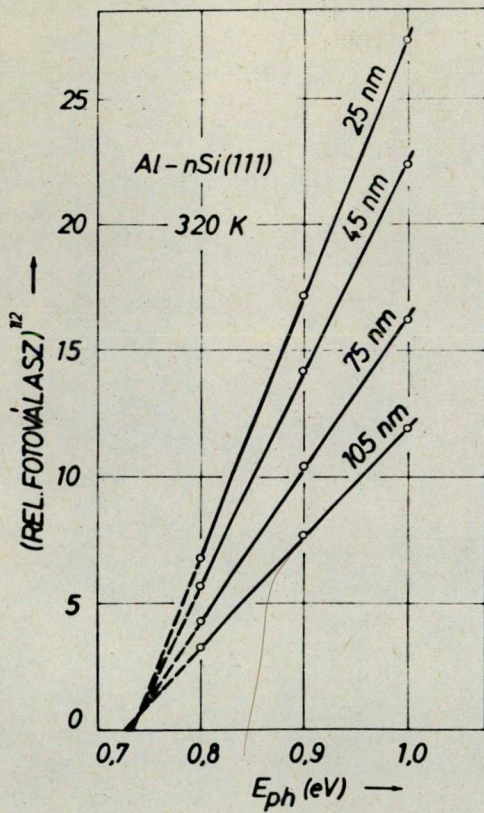
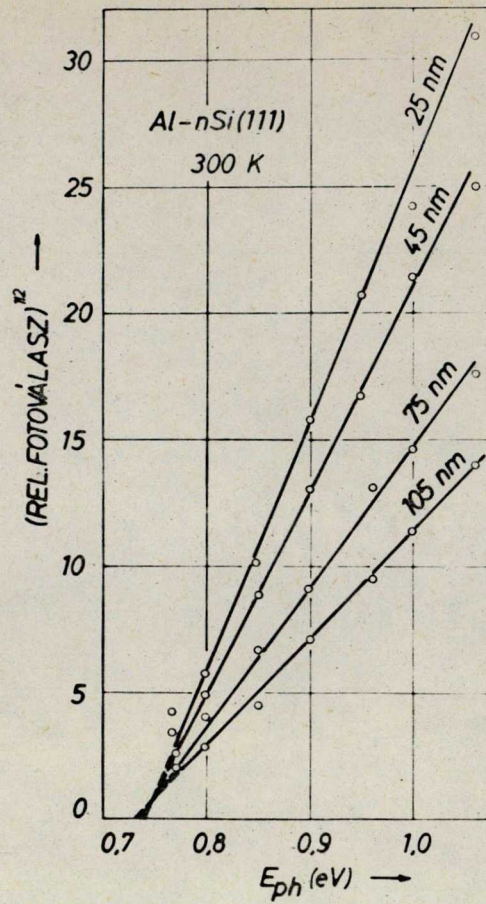
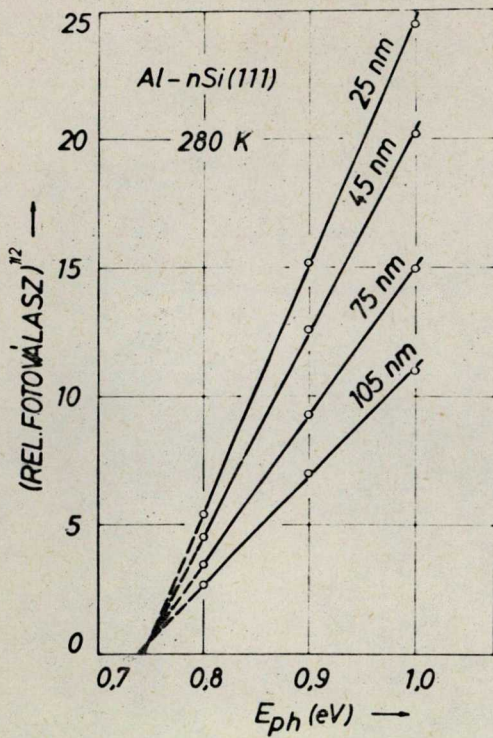
3.2.3 Forró elektronok közepes szabad úthosszána meghatározása Al-Si mintákon

Négy különböző rétegvastagsággal készítettünk Al-Si mintákat, az Al rétegvastagságok rendre 25, 45, 75 és 105 nm voltak. A méréseket ugyanúgy végeztük, mint az Au-Si és Ag-Si minták esetében, ugyancsak 280, 300, 320 és 350 K-on. Ennek megfelelően az első fázisban a mért fotoáramból számított fotoválaszjel négyzetgyökét ábrázoltuk az abszorbeált fényenergia függvényében, a négy különböző rétegvastagság, mint görbeparaméter mellett, a 280, a 300, a 320 és a 350 K-on hőmérsékleteken. Az eredményeket a 33. ábra mutatja. A csillapodási úthosszakat a XIII. táblázat tartalmazza. Mivel az 0,8 eV fényenergiához tartozó, különböző rétegvastagságnak megfelelő görbék jól elkülönültek egymástól, ezért a számításokat itt is 0,8; 0,9 és 1,0 eV energiákon végeztük. A fotoválaszjel rétegvastagságtól való függését a 34. ábrán adtuk meg.



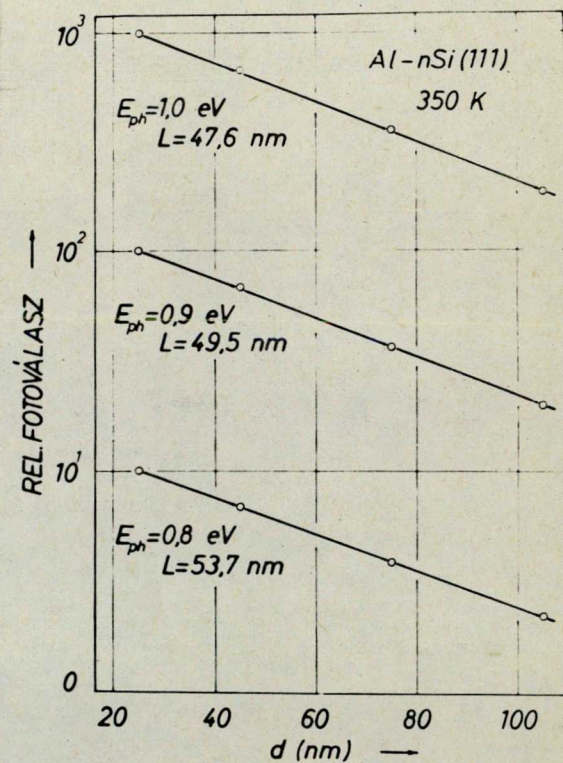
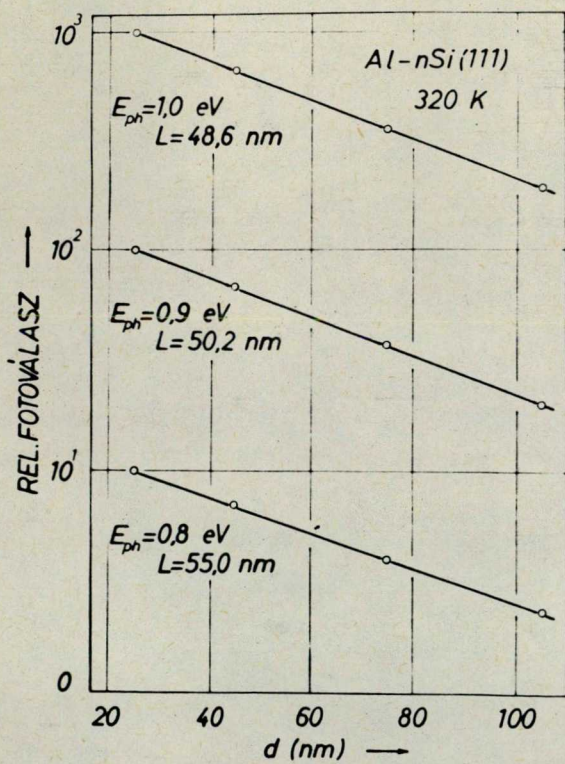
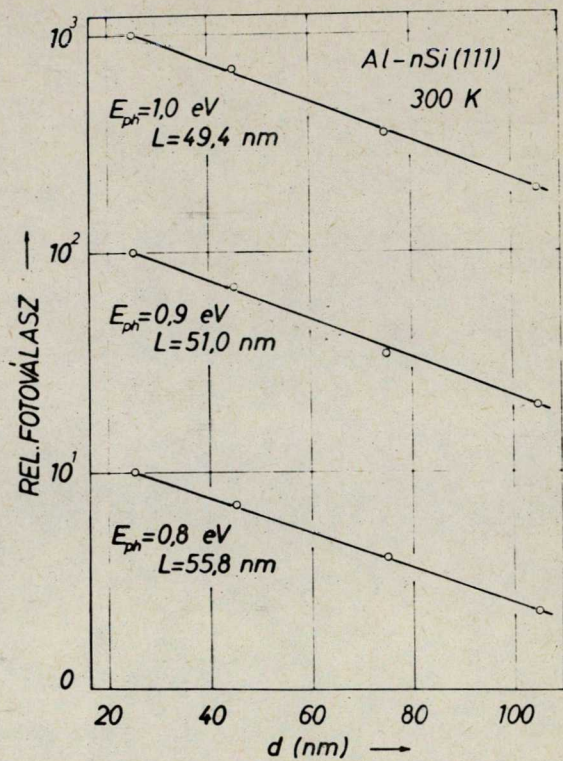
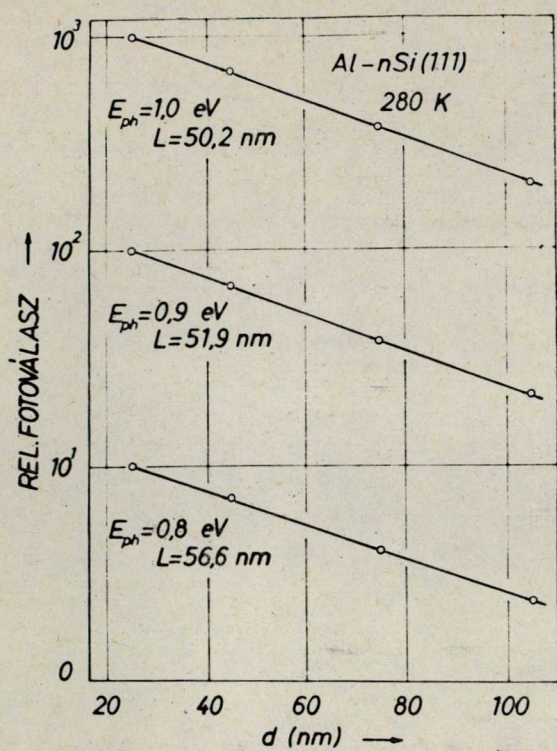
32. ábra

Fotoválaszjel az Ag rétegvastagság függvényében,
Ag-Si átmenet esetén



33. ábra

Fotóválaszjel négyzetgyöke az abszorbeált fotoenergia függvényében, különböző Al rétegvastagságú Al-Si átmenet esetén



34. ábra

Fotoválaszjel az Al rétegvastagság függvényében
Al-Si átmenet esetén

3.2.4 A forró elektronok közepes szabad úthosszára kapott mérési eredmények értékelése

A különböző fémrétegekkel /Au, Ag, Al,/ készített három mintasorozaton végzett mérések alapján egyértelműen megállapíthatjuk, hogy a fotoválaszjelek logaritmus és a fémréteg vastagsága között igen jó közelítéssel lineáris függvénykapcsolat áll fenn. Így tehát a /133/ kifejezés alkalmazása jónak bizonyult a forró elektronok közepes szabad úthosszának /csillapodási úthosszának/ meghatározására a 280-350 K hőmérséklettartományban. Ez azt is jelenti, hogy azok a feltételezések és egyszerűsítések, amelyek végül a /133/ kifejezés felírásához vezettek, szintén megalapozottak voltak. Nevezetesen Au-Si és Ag-Si szerkezetekben a 20-100 nm közötti, az Al-Si szerkezetekben pedig a 25-100 nm közötti rétegvastagság-tartományban a fény behatolási mélységére teljesül az $1/\alpha \ll d$ összefüggés, és így a mérési eredmények alapján az $1/\alpha \ll L$ kapcsolat is helytálló. Indokolt az a feltételezés is, hogy ebben a rétegvastagság-tartományban nem kell számolni a határrétegről történő többszörös visszaverődésekkel, tehát a fotoáramot x mélységben jól írja le az

$$J = J_0 e^{-\alpha x} \quad /134/$$

kifejezés.

Bár a rétegvastagság függvényében logaritmikus lépésekben felvett fotoválaszjel-értékek egyeneseket eredményeznek, amelyek iránytangense $-1/L$, ezeket a görbéket csupán a /133/ kifejezés ellenőrzésére használtuk fel, a tényleges L értékeket nem a görbék iránytangenséből határoztuk meg, hanem pontosabb utat követtünk; azaz az abszorbeált fényenergia függvényében mért fotoválaszjel értékekből számítottuk ki /XIII. táblázat/.

A XIII. táblázat alapján több következtetést vonhatunk le:

- Bár az Ag-Si és az Al-Si mintákon 0,8 - 1,0 eV abszorbeált fényenergia tartományban mértünk, az Au-Si mintákon viszont a 0,8 eV-nál mutatkozó potenciális számítási pontatlanságok elkerülése érdekében 0,9 - 1,1 eV tartományban, egyértelműnek látszik az a tendencia, hogy a csillapodási úthosszak csökkennek, ha a fényenergia nő. Ezt az ütközési valószínűségek növekedése magyarázza.
- Ugyancsak egyértelmű a csillapodási úthossz csökkenése a növekvő hőmérséklettel. Mivel az elektron-elektron ütközésekből adódó közepes szabad úthossz lényegében független a hőmérséklettől, az elektron-fonon kölcsönhatáshoz kapcsolódó közepes szabad úthossz viszont erősen hőmérsékletfüggő, és $1/T$ -vel arányos. A megfigyelt csillapodási úthossz-csökkenési tendenciája azt mutatja, hogy ebben a hőmérséklettartományban az elektron-fonon kölcsönhatások járuléka már döntő.
- A csillapodási úthossz csökkenése a hőmérséklet függvényében olyan szigorú törvényszerűséget követ, hogy ez a függvénykapcsolat zárt matematikai alakban is felírható. A 280-350 K hőmérséklettartományban méréseink alapján teljesül a

$$LT^{0,23} = \text{állandó}$$

/135/

összefüggés, és a 0,23-as kitevő mindhárom mintatípusra /Au-Si, Ag-Si, Al-Si/ és minden vizsgált fényenergián érvényes.

A /135/ kifejezés a vizsgált mintatípusokra, a mérési hőmérsékleteken, az alkalmazott fényenergiákon, Au-Si szerkezetekre maximálisan 0,2 %, Ag-Si szerkezetekre maximálisan 1,0 %, Al-Si szerkezetekre maximálisan 0,35 % hibával teljesül.

A XIII. táblázattal kapcsolatban mindig relativ irányzatokról beszéltünk. Érdekes azonban azt is megvizsgálnunk, hogy mérési eredményeink abszolút értelemben hogyan illeszkednek a szakirodalomból rendelkezésre álló más mérési eredményekhez. /Szobahőmérséklet felett nem áll rendelkezésünkre ezekre a mintatípusokra mérési adat./

- 300 K-on Joshea és munkatársai [45] Au-Si mintákon végeztek méréseket, és kémiaiilag mart mintákon /tehát az általunk alkalmazottal is összehasonlítható mintakészítési eljárással/ $L = 36$ nm értéket kaptak. Ez jól összevág az $1,0$ eV-al mért $36,6$ nm-es adatunkkal.
- Hasonlóan jó az egyezés Sensik és munkatársai [46] mérési eredményeivel 300 K-on, Au-Si mintákon.
- Crowel és munkatársai [44] nagyobb értékeket mértek, de ők az Au réteget üveghordozóra vitték fel, ami nyilvánvalóan már nem összehasonlítható kísérleti feltételt jelent. Az abszolút egyezés ennek ellenére jónak mondható.

E fejezet összefoglalásául tehát megállapíthatjuk, hogy két kitűzött feladatunkat teljesítettük: mérési eredményeinkkel igazoltuk a csillapodási úthosszra vonatkozó egyszerűsített kifejezés helyességét, és meghatároztuk a csillapodási úthosszak értékét mindhárom mintatípusra a 280-350 K hőmérséklettartományban.

Ezen túlmenően, a mérési tartományon belül, általános érvényű összefüggést ismertünk fel a csillapodási úthossz hőmérsékletfüggésére [50] .

ÖSSZEFOGLALÁS

A Schottky-átmenetek vizsgálatával, illetve jellemző adatainak hőmérsékletfüggésben való meghatározására tett célkitűzéseink megvalósítására kapott eredményeinket az alábbiakban foglalhatjuk össze:

- A barrier-magasságok hőmérsékletfüggését I-U, C-U és fotoemissziós módszerrel határoztuk meg és megállapítottuk, hogy azok minden esetben csökkennek a hőmérséklettel. A csökkenés mértéke Au-Si diódáknál $4,6 \cdot 10^{-4}$ eV/K, Ag-Si-nél $4,9 \cdot 10^{-4}$ eV/K és Al-Si-nél $4,0 \cdot 10^{-4}$ eV/K.
- Az egyes módszereknél a kapott eredmények eltérései a fém-félvezető nem ideális voltára vezethetők vissza, /milyen vastag belső oxidréteg van egy adott mintánál/, továbbá arra, hogy a C-U mérés a barriercsökkenés nélküli barrier-magasságot adja /ezt méréssel is igazoltuk/. Eredményeink korrelációban vannak az irodalomban csak szobahőmérsékletre közölt adatokkal.
- A fotoemissziós méréseknél méréssel és számítással is ellenőrzött abszorbeált fotoenergiát figyelembe véve megállapítottuk, hogy a fotohatás a barrier-magasság meghatározása szempontjából független a fényúttól /a fény fémből-félvezetőbe, vagy félvezetőből-fémbe megy/, továbbá az alkalmazott módszerek közül a fotoemissziós módszer eredményei tekinthetők a legmegbízhatóbbnak.
- A forró elektronok közepes szabad úthosszának fotoemissziós módszerrel való meghatározására mindhárom vizsgált mintánál érvényesnek találtuk a /133/ egyszerűsített összefüggést. Az eredmények azt mutatják, hogy a forró elektronok közepes szabad úthossza a hőmérséklet és az abszorbeált fotoenergia növekedésével is csökken.

- Empirikus összefüggést kaptunk a forró elektronok
L közepes szabad úthosszának meghatározására, amely
mindhárom vizsgált mintára érvényes:

$$L T^{0,23} = \text{állandó} .$$

I.

IRODALOM

- [1] F. Braun: Ann. Physik Chem., 153, 556 /1974/.
- [2] W. Schottky: Naturwissenschaft 26, 843 /1938/.
- [3] H.K. Henisch: Rectifying Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford /1957/.
- [4] E. Spenke: Electronic Semiconductors, McGraw Hill, London-Paris-New York /1958/.
- [5] S.M. Sze: Physics of Semiconductor Devices, f. Wiley, N.Y. /1969/.
- [6] E.H. Rhoderick: Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford /1978/.
- [7] V.L. Rideout: Thin Solid Films, 48, 261 /1978/.
- [8] J.O. McCaldin, T.C. McGiel: Ann.Rev. Mater. Sci., 10, 65 /1980/.
- [9] R.H. Williams: Contemporary Physics, 23, 329 /1982/.
- [10] M. Schlutter: Thin Solid Films, 93, 3 /1982/.
- [11] E.H. Rhoderick: Metal-Semiconductor contacts 129, 1 /1982/.
- [12] T.C. McGiel et al: Phys. Rev., B 28, 2060 /1983/.
- [13] J. Bardeen: Phys. Rev., 71, 717 /1947/.
- [14] C.R. Crowell, G.I. Roberts: J. App. Phys., 40, 3726 /1969/.
- [15] A.M. Cowley, S.M. Sze: J. Appl. Phys., 36, 3212 /1965/.
- [16] W. Schottky, E. Spenke: Wiss. Veroff. Siemens Werken, 18, 225 /1939/.
- [17] H.A. Bethe: M.I.T. Radiation Lab. Rep., 43-12 /1942/.
- [18] L.B. Loeb: The kinetic theory of gases, Dover Publications Inc., N.Y. /1961/.
- [19] C.R. Crowell: Solid State Electron, 8, 395 /1965/.
- [20] C.R. Crowell: S.M. Sze: Solid state Electron, 9, 1035 /1966/.
- [21] C.R. Crowell: S.M. Sze: Solid state Electron, 8, 673 /1965/.
- [22] C.R. Crowell, S.M. Sze: Solid state Electron, 8, 979 /1965/.

II.

- [23] C.R. Crowell: S.M. Sze: J.Appl. Phys., 37, 2683 /1966/.
- [24] J.de S.Pires et al.: Solid State Electron, 25, 989 /1982/.
- [25] A.M. Goodman: J.Appl. Phys: 34, 329 /1963/.
- [26] L.P. Andersson et al.: Solid State Electron, 18, 705 /1975/.
- [27] C.R. Crowell: et al.: Appl. Phys. Letters, 4, 91 /1964/.
- [28] Peisner J.: Indium és germánium rétegek fényelektromos emissziója, Egyetemi doktori értekezés, Szeged, JATE, /1970/.
- [29] C.A. Mead: Solid State Electron, 9, 1023 /1966./
- [30] N. Stuart et al.: Phys. Rev., 135, 495 /1964/.
- [31] S.M. Sze et al.: Solid State Electronics, 7, 509 /1964/.
- [32] M.J. Turner, E.H. Rhoderick: Solid State Electron, 11, 291 /1968/.
- [33] A. Thanai lakis: Proc. Manchester Conf. Metal-Semicond. Contacts p. 59, Inst. Phys. London /1974/.
- [34] A. Thanailakis: J. Phys. C. /Solid State Phys./, 8, 655 /1975/.
- [35] A. Thanailakis, A. Rasul: J. Phys. /Solid State Phys/, 9, 337 /1976/.
- [36] R.J. Archer, M.M. Atalla: Ann. N.Y. Acad. Sci., 101, 697 /1963/.
- [37] J.D. Mottram: Ph.D. Thesis, University of Machester /1977/.
- [38] J.P. van Otterloo, L.J. Gerritsen: J. Appl. Phys, 49, 723 /1978/.
- [39] C.W. Kao et al.: Surface Sci., 95, 321 /1980/.
- [40] D.V. Morgan, J. Frey: J. of appl. Phys., 52, 5702 /1981/
- [41] J.C. Manificier et al.: Solid State Electron, 26, 795 /1983/.
- [42] J.L. Freeouf: Appl. Phys. Letters, 41, 285 /1982/.
- [43] A. Zur et. al.: Phys. Rev, B 28, 2060 /1983/.
- [44] C.R. Crowell et al.: Phys. Rev., 127, 2006 /1962/.
- [45] R.W. Joshea, R.C. Lucas: Phys Rev., 138, 1182 /1965/.

III.

- [46] M. Sensik, J.M. Seiler: C.R. Acad. Sc. Paris, 267,
1439 /1968/.
- [47] J.M. Seiler, M. Sensik: C.R. Acad. Sci. Paris, 273
/197/1.
- [48] G.E. Jäger, A. Kosak: Solid State Electron, 12, 511
/1969/.
- [49] A.K. Strutt: Appl. Phys. Lett., 21, 405 /1972/.
- [50] B. Pelle, J. Kispéter, J. Peiszner: Acta Phys. et
chem. Szeged, megjelenés alatt /1984/.

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

A disszertáció Oránban /Algéria/ az Université des Sciences et de la Technologie d' Oran /az Orani Műszaki Egyetem/ és a Szegedi Élelmiszeripari Főiskolán készült.

E helyen is köszönetemet fejezem ki dr Peiszner János professzornak /jelenlegi munkahelye Institut National Polytechnique de Grenoble/ és dr Kispéter József főiskolai tanárnak /Élelmiszeripari Főiskola, Szeged/ a kísérleti munkám során nyújtott feltételek biztosításáért, a mérések irányításáért, továbbá az eredmények értékelésében nyújtott segítségükért és a disszertáció összeállításához adott hasznos tanácsaikért.

Köszönet illeti Bársony István osztályvezető fizikust /Mikroelektronikai Vállalat, Budapest/ a mérési anyag és az idevonatkozó irodalom rendszerezésében nyújtott segítségéért és hasznos tanácsaiért.

Fontosabb jelölések jegyzéke

$A^{**}; A^{***}$	effektív Richardson állandó
C	kapacitás
d	fémréteg vastagsága
δ	határréteg vastagsága
D	elektron diffúziós állandója
E_c	vezetési sáv alsó széle
E_F	Fermi energia
E_F^m	fém kvázi-Fermi szintje
E_F^s	félvezető kvázi-Fermi szintje
E_g	tiltott sáv szélessége
h	Planck állandó
I'	elektron áram
I	áramsűrűség
I_s	szaturációs áramsűrűség
k	Boltzmann állandó
L	forró elektronok közepes szabad úthossza /csillapodási úthossz/
n	idealitás tényező
$n/x/$	elektron-koncentráció
N_c	effektív állapotsűrűség a vezetési sávban
N_d	donorsűrűség a kiürült tartományban
q	elektron töltése
T	absz. hőmérséklet
U_{Bi}	diffúziós potenciál
U_n	Fermi szint és a vezetési sáv alsó széle közötti távolság
w	a kiürült réteg vastagsága
Y	fotoválaszjel
ϵ_i	szigetelő dielektromos állandója
ϵ_s	félvezető dielektromos állandója
χ_s	elektron affinitás

μ	mozgékonyosság
ν	fényhullám frekvenciája
φ_B	barrier-magasság n és p típusú félvezetőre egyaránt
φ_{Bo}	barrier-magasság tükörképerő miatti csökkenés nélkül
φ_{Bn}	barrier-magasság n típusú félvezető esetén
φ_{Bp}	barrier-magasság p típusú félvezető esetén
φ_m	fém termoelektromos kilépési munkája
φ_s	félvezető termoelektromos kilépési munkája barrier csökkenés
$\emptyset$	fényelektromos kilépési munka
$\emptyset_M$	fém fényelektromos kilépési munkája
$\emptyset_s$	félvezető fényelektromos kilépési munkája
Q_d	donorok pozitív töltése
Q_s	felületi állapotok összetöltése
Q_{ss}	egységnyi felületre jutó eredő töltés
Q_m	fémfelület negatív töltése