

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK



KÖZLEMÉNYEI

0-9

17218

638075

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK

KÖZLEMÉNYEI

0 - 9

AZ MTA MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET TUDOMÁNYOS
MUNKATÁRSAINAK NÉHÁNY KÖZLEMÉNYE

SOME REPORTS OF THE SCIENTIFIC STAFF OF THE RESEARCH
INSTITUTE FOR TECHNICAL PHYSICS OF THE HUNGARIAN
ACADEMY OF SCIENCES

СООБЩЕНИЯ НАУЧНЫХ СОТРУДНИКОВ ИНСТИТУТА ТЕХНИЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ ВЕНГЕРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Kézirat gyanánt

Budapest 1973.

MTA
KIK



0 0000648731 7

27082 812971

MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

AS MTA MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET TUDOMÁNYOS
MUNKATÁRSAINAK NEMÉNY KÖZLEMÉNYE
SOME REPORTS OF THE SCIENTIFIC STAFF OF THE RESEARCH
INSTITUTE FOR TECHNICAL PHYSICS OF THE HUNGARIAN
ACADEMY OF SCIENCES

A Magyar Tudományos Akadémia Műszaki Fizikai
Kutató Intézete
Budapest, Ujpest 1. Pf. 76.

ИНСТИТУТ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ВЕНГЕРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Research Institute for Technical Physics
of the Hungarian Academy of sciences

Felelős kiadó: Szigeti György akadémikus, igazgató
Műszaki szerkesztő: Gomperz Istvánné
73-1400 "Tempó" F.v.: Szerencsi Sándor
200 példány

R
1977

M. TUD. AKADÉMIA KÖNYVTÁRA
Könyvtelt 11218 /1977 3 sz.

T a r t a l o m j e g y z é k

Oldal

P.Liem, Sviszt P., Tóth B.:	
AKTIVÁCIÓS ENERGIÁK SZÁMITÁSA TERMOLUMINESZCENS GÖRBÉKBŐL	17
Pődör Bálint:	
ELEKTRONOK RÁCS-SZÓRÁSI MOZGÉKONYSÁGA GaAs-BAN	31
K.Somogyi:	
POLUCSENIE KONTAKTOV I OBRAZCOV VAN DER Po NA POLUPROVODNIKOVŪH PLEHKAH	47
B.Pődör, N.Nádor, I.Bertóti and J.Hagyó:	
CURRENT CARRIER SCATTERING AND ELECTRICAL PRO- PERIES OF THE LIQUID PHASE EPITAXIAL GaAs	61
K.Somogyi:	
ANALIZ HOLLOVSZKIH IZMERENIJ I PODVIZSNOSZTI V GaP	75
Lánc J., Peisner J.:	
FOTÓELEKTRONOK ENERGIAELOSZLÁSÁNAK KÖZVETLEN FELRAJZOLÁSA ANALÓG DIFFERENCIÁLÓ EGYSÉG SEGIT- SÉGÉVEL.....	83

812971

C o n t e n t s

	Page
P.Liem, P.Sviszt, B.Tóth: ON THE CALCULATION OF ACTIVATION ENERGIES FROM THE THERMOLUMINESCENCE CURVES	17
B.Pődör: LATTICE SCATTERING LIMITED MOBILITY OF ELECTRONS IN GaAs	31
K.Somogyi: CONTACTS AND SAMPLE PREPARATION ON SEMICONDUCTOR LAYERS FOR VAN DER PAUW MEASUREMENTS	47
B.Pődör, N.Nádor, I.Bertóti and J.Hagyó: CURRENT CARRIER SCATTERING AND ELECTRICAL PRO- PERTIES OF LIQUID PHASE EPITAXIAL GaAs.....	61
K.Somogyi: ANALYSIS OF HALL DATA AND MOBILITIES IN GaP ...	75
J.Lánc, J.Peisner: MEASURING AND RECORDING OF PHOTOEMISSION ELECTRON ENERGY DISTRIBUTION BY AN ANALOG DIFFERENTIATOR	83

P.Liem, P.Sviszt, B.Tóth:

ON THE CALCULATION OF ACTIVATION
ENERGIES FROM THE THERMOLUMINESCENT GLOW CURVES

/Abstract/

The numerical curve fitting method was applied for determination the activation energies from various glow peaks in the thermoluminescence curves of ZnS single crystals grown from indium melt. The values obtained are compared with those derived by the conventional methods. It was found that the application of the conventional methods does not lead to serious error with traps where $E \leq 0,4$ eV.

B. Pődör:

LATTICE SCATTERING LIMITED MOBILITY OF ELECTRONS IN GaAs

/Abstract/

The lattice scattering limited mobility of electrons in GaAs as well as the scattering /Hall/ factor is calculated for the temperature range of 50-1200 K. It is shown that at temperatures above 100 K the polar optical scattering dominates the mobility and below about 80 K the piezoelectric scattering is dominant. The deformation potential scattering plays an important role too at around 80-100 K and at the highest temperatures. The results of mobility calculations agree well the relevant experimental data /see Fig.1/ and with the results of other calculations in that temperature ranges where they are available.

The scattering factor is shown to have a value close to unity except in the temperature range of 150-300 K. Its calculated values agree well with the experimental data /see Fig.2/.

K.Somogyi: Nádor, I.Bartóti, J.Hagyó:

CONTACTS AND SAMPLE PREPARATION ON SEMICONDUCTOR
LAYERS FOR VAN DER PAUW MEASUREMENTS

/Abstract/

A simple electroless plating method to prepare electrical contacts is described for the DC compensation method of the galvanomagnetic measurements. Gold contacts with large surface were obtained from the solution of the HAuCl_4 in $\text{HF:H}_2\text{O}=1:1$ on several semiconductors like Ge, Si, GaAs, GaP. I-V characteristics for several materials are presented at 300 and 77 K. "Clover-shaped" samples were prepared on Si on sapphire by a simple etching technique. The influence of the sample shape on the results of the measurements is shown for homogenous and inhomogenous crystals.

The application of this sample preparation method is proposed for the measurements of the thickness dependence of the carrier mobility and conductivity.

B. Pödör, N.Nádor, I.Bertóti, J.Hagyó:

CURRENT CARRIER SCATTERING AND ELECTRICAL PROPERTIES
OF LIQUID PHASE EPITAXIAL GaAs

/Abstract/

The concentration and the mobility of holes have been investigated in GaP in the temperature range 80-400 K. High purity GaAs was grown by the liquid phase epitaxial method. The method of crystal growth is described, then the results of conductivity, Hall coefficient and mobility measurements performed in the temperature range of 77-400 K are presented. The relevance of different scattering mechanisms /lattice scattering, ionized impurity and space charge scattering/ in determining the observed mobility is discussed. It is pointed out that space charge scattering should be included in the analysis of the temperature dependence of the electron mobility of GaAs.

K. Somogyi:

ANALYSIS OF HALL DATA AND MOBILITIES IN GaP

/Abstract/

The concentration and the mobility of holes have been investigated in GaP in the temperature range 80-400 K.

The donor and acceptor concentration, the activation energy of the dominating impurities and the effective mass of free charge carriers can usually be determined separately from the temperature dependence $p = f / T$, of the carrier concentration. There are several methods for these calculations. We have shown that different sets of the parameters mentioned above may be obtained from the same $p = f / T$ curve.

The calculated and measured hole mobilities are usually in some disagreement. On the basis of the complicated valence band structure of GaP we have performed such calculations supposing two kinds of holes for Zn doped GaP. In this case the agreement between the theoretical and experimental values of mobility is better.

J.Lánc, J.Peisner:

MEASURING AND RECORDING OF PHOTOEMISSION ELECTRON
ENERGY DISTRIBUTION BY AN ANALOG DIFFERENTIATOR

/Abstract/

A setting up for measuring and recording the energy distribution of photo electrons is described. For the derivation of the photo current v.s. collector voltage function a ramp generator with high linearity and an analog differentiator were used. The disturbing currents caused by capacitors were compensated by a separate stage. The schematic circuit diagrams of the measuring units are given. The differentiator gives rise to distortions, the degree of which is calculated. The measuring setting up enabled to record electron energy distribution curves /EDC's/ with total dc photocurrent of 10^{-12} A at a signal to noise ratio better than 30 db. Using an ammeter of lower noise level it is possible to measure EDC's with saturation photocurrents less than 10^{-12} A.

AKTIVÁCIÓS ENERGIÁK SZÁMITÁSA TERMOLUMINESZCENS GÖRBÉKBŐL

Phan LIÊM,^{*} SVISZT P., TÓTH B.

1. BEVEZETÉS

A termolumineszcencia (TL) igen fontos kutatási eszköz a kristályokban levő csapdaállapotok tanulmányozására. Ezen kísérletek során a kristályt általában először sötétben, alacsony hőmérsékleten optikailag gerjesztik, majd állandó felfűtési sebességgel felmelegítik. Eközben mérik a fellépő lumineszcencia intenzitását a minta hőmérsékletének függvényében. A kapott görbe, amely a hőmérséklettel egy intenzitás változást mutat az ún. "glow" görbe. A glow görbe a csapdaspektrum egy közvetlen, vázlatos képe, mivel a különböző típusú csapdák jellegzetes TL csúcsokat adnak.

A TL csúcsok azonosítására szolgáló leghasznosabb elérhető paraméter a csúcs hőmérséklet és a csapdamélységet jellemző "aktivációs energia". Az indium olvadékból növesztett cink-szulfid egykristályok TL jellemzőinek vizsgálata során azt találtuk [1], hogy a TL görbékből a szokásos kiértékelési módszerekkel kapott aktivációs energia értékek szórást mutattak egy közepes érték körül. Ez a szórás részben azzal kapcsolatos, hogy az aktivációs energia meghatározására szolgáló módszerek többsége a TL görbének csak egy vagy két jellegzetes vonását használja fel, olyanokat mint a maximum hőmérséklet, vagy a félértékszélesség hőmérséklet. Másrésztől kísérleti pontatlanság származik abból, hogy nehéz megfelelő pontosság-

^{*} Mostani cím: Hanoi Egyetem, Hanoi, VDK

gal leolvasni a TL görbe maximumának hőmérsékletét. Ezért várható, hogy olyan kiértékelési módszerrel, amely sokkal több mért lumineszcencia és hőmérséklet értéket használ fel, nyilvánvalóan pontosabb aktivációs energia értékekhez lehet jutni.

Cowell és Woods [2] javasolt egy grafikus görbe illesztési módszert az aktivációs energia megállapítására elsőrendű termostimulált áram görbékből. A módszer elsőrendű TL görbékhez is használható [3] és numerikus uton is követhető [4]. A jelen munkában ezt a módszert használjuk az aktivációs energiák számítására az indium olvadékból növesztett cinkszulfid egykristályok TL görbéjében levő csúcsokból. Az eredményeket összehasonlítjuk a más módszerekkel nyert aktivációs energiákkal.

2. ELMÉLETI HÁTTER

2.1 Az elsőrendű analízis

Egy jól izolált TL csúcs első elméleti vizsgálatát először Randall és Wilkins [5] adták meg, akik nem tételeztek fel újrafogást és a TL intenzitást arányosnak vették a befogott elektronok koncentrációja változásának mértékével. Az általuk megadott kinetikus egyenlet az alábbi volt:

$$\dot{I} = -c \frac{dn}{dt} = cpn \quad (1)$$

ahol I a TL intenzitása, n a befogott elektronok koncentrációja (cm^{-3}), p a befogott elektron kiszabadulási valószínűsége (sec^{-1}) és c egy arányossági tényező, amely az általános jelleg csökkenése nélkül egynek vehető. Termikus kiszabadulás esetén:

$$p = s \exp(-E/kT) \quad (2)$$

ahol s egy állandó, a csapda un. "frekvencia tényező"-je (sec^{-1}), E a befogott elektron kiszabadításához szükséges ter-

mikus aktivációs energia (eV), k a Boltzmann állandó (eV/fok) és T az abszolút hőmérséklet (K). Bevezetve a $dt=dT/q$ összefüggést és figyelembe véve (2)-t, az (1)-es differenciálegyenlet megoldása a következő:

$$n = n_0 \exp \left[-\frac{\Delta}{q} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dT \right] \quad (3)$$

Itt n_0 a kezdeti koncentráció és T_0 , ahonnan az integrál alsó határa véve van, az a hőmérséklet, ahonnan a csapdák betöltődését követő felfűtés elkezdődik. Most már a $c=1$ feltételezésével a TL intenzitására kapjuk, hogy

$$j = n_0 \Delta \exp \left[-\frac{E}{kT} - \frac{\Delta}{q} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dT \right] \quad (4)$$

A (4)-es egyenletet differenciálva és a deriváltat egyenlővé téve nullával, a maximum feltétel a következőnek adódik:

$$\frac{q}{\Delta} = \frac{kT_m^2}{E} \exp(-E/kT_m) \quad (5)$$

ahol T_m a maximum hőmérséklete.

A (4)-es egyenlet exponensében megjelenő integrál becslésére Hearing és Adams [6] a következő aszimptotikus sort adta meg:

$$\int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dT \approx T \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{kT}{E}\right)^n (-1)^{n-1} n! - T_0 \exp\left(-\frac{E}{kT_0}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{kT_0}{E}\right)^n (-1)^{n-1} n! \quad (6)$$

Mivel kT/E rendszerint kicsi (kb. 0,05), az integrálra jó közelítést kapunk, ha a sor első két tagját kivéve, a többi elhanyagoljuk. Ekkor azt kapjuk, hogy

$$\int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dT \approx \frac{kT^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \left(1 - \frac{2kT}{E}\right) - \frac{kT_0^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{kT_0}\right) \left(1 - \frac{2kT_0}{E}\right) \quad (7)$$

Ha T_0 jóval kisebb mint a TL görbe hőmérsékleti intervallumának megfelelő összes T érték, akkor a (7)-es egyenlet második tagja szintén figyelmen kívül hagyható. Ekkor

$$\int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dT \cong \frac{kT^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \left(1 - \frac{2kT}{E}\right) \quad (8)$$

A gyakorlatban ez az elhanyagolás megtehető, feltéve ha $T \geq 1,2T_0$. Ekkor a hiba, amit így elkövetünk, észrevehetően kisebb, mint 1 % az egész szóbanforgó T hőmérsékleti tartományban. Most már a (8)-as egyenletet a (4)-be helyettesítve azt kapjuk, hogy

$$J \cong A \exp\left\{-\frac{E}{kT} - \frac{\Delta}{q} \left[\frac{kT^2}{E} \left(1 - \frac{2kT}{E}\right) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)\right]\right\} \quad (9)$$

ahol A egy állandó, amelynek értéke $A = n_0 s$. Ez egy egyszerű kifejezés az elsőrendű TL görbére és érvényes az összes T -re, beleértve T_m -et is. Az (5)-ös egyenletből az s/q -t a (9)-es egyenletbe helyettesítve azt kapjuk, hogy

$$J \cong A \exp\left\{-\frac{E}{kT} - \left(\frac{T}{T_m}\right)^2 \left(1 - \frac{2kT}{E}\right) \exp\left[-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right)\right]\right\} \quad (10)$$

Ez a kifejezés normálható, ha elosztjuk I_m -el, a maximális intenzitással, amit megkapunk, ha a (10)-es egyenletben T helyett T_m -t helyettesítünk. Átrendezés után kapjuk:

$$J^*(T) \cong \exp\left\{-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right) + \left(1 - \frac{2kT_m}{E}\right) - \left(1 - \frac{2kT}{E}\right) \left(\frac{T}{T_m}\right)^2 \exp\left[-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right)\right]\right\} \quad (11)$$

ahol $I^*(T)$ az így definiált normalizált TL intenzitás.

A (11)-es kifejezésben a szabad paraméterek E és T_m az E és s helyett. Ez egy kényelmes görbeillesztési módszerhez vezet, csak egyetlen variálható paraméterrel, mivel T_m a kísérletekből ismert.

2.2 Másodrendű analízis

Egy további, bizonyos TL csúcsokra alkalmasabb közelítést adott meg Garlick és Gibson [7]. Ők azt tételezték fel, hogy egy csapdából kiszabadult elektron bizonyos valószínűséggel visszatérhet a csapdába, ahelyett, hogy mint az előző esetben továbbmenjen közvetlenül a rekombinációs centrumhoz. Ha a centrumok és a csapdák befogási hatáskeresztmetszetei egyenlők, akkor a TL intenzitását a másodrendű kinetika írja le, ennél fogva

$$y = -\frac{dn}{dt} = p \frac{n^2}{N} = \frac{\Delta}{N} n^2 \exp(-E/kT) \quad (12)$$

ahol N a csapdák koncentrációja cm^3 -enként. Ismét állandó felfűtési sebességet használva a másodrendű TL csúcsra a következő kifejezés adódik:

$$y = n_0^2 (\Delta/N) \exp(-E/kT) \left[1 + \frac{n_0 \Delta}{qN} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT' \right]^{-2} \quad (13)$$

Ebben az esetben a maximum feltételt a következő kifejezés adja meg:

$$1 + \frac{n_0 \Delta}{qN} \int_{T_0}^{T_m} \exp(-E/kT) dT = \frac{2n_0 \Delta k T_m^2}{qNE} \exp(-E/kT_m) \quad (14)$$

Az elsőrendű kinetikára kapott eredményekkel való összehasonlítás céljából, a (6)-os egyenlet két tagját felhasználva, a maximum feltételt átírjuk a következő alakba:

$$\frac{q}{\Delta} = \frac{kT_m^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{kT_m}\right) \frac{n_0}{N} \left[1 + \frac{2kT_m}{E} + \left(\frac{T_0}{T_m}\right)^2 \exp\left(\frac{E}{kT_m} - \frac{E}{kT_0}\right) \left(1 - \frac{2kT_0}{E}\right) \right] \quad (15)$$

Mint fentebb már említettük, a gyakorlati esetek többségében $E/kT_m > 20$ és $T_m \geq 1,2T_0$, ezért a szögletes zárójelben levő kifejezés második és harmadik tagja 1-hez képest elhanyagolható. Ilyenformán az első és másodrendű kinetika esetében kapott

maximum feltételek csak az n_0/N kezdeti betöltöttségi tényezővel különböznek egymástól.

Mint az előbbi elsőrendű esetben a (14)-es egyenlettel kifejezett maximum feltételt használhatjuk a (13)-es egyenlettel a normált intenzitás leírására olyan formában, amelyik csak E-től, T-től és T_m -től függ. Ilyenformán

$$J^*(T) \approx \frac{4 \left(\frac{kT_m}{E} \right)^4 \exp \left[-\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T} + \frac{1}{T_m} \right) \right]}{\left[\left(1 + \frac{2kT_m}{E} \right) \left(\frac{kT_m}{E} \right)^2 \exp \left(-\frac{E}{kT_m} \right) + \left(1 - \frac{2kT}{E} \right) \left(\frac{kT}{E} \right)^2 \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \right]^2} \quad 16$$

2.3 A görbeillesztési eljárás

A görbeillesztési módszer, a rekombinációs kinetikától függően a (11)-es vagy a (16)-os egyenletet használja fel az aktivációs energiának egy kísérleti TL görbéből való meghatározására. Az eljárás mindkét esetben ugyanaz, amelyet az alábbiakban mutatunk be.

Először az $I(T)$ kísérleti görbe $i=1,2 \dots N$ számú pontjában leolvassuk a T_i hőmérsékletekhez tartozó I_i intenzitásokat. A választott hőmérsékleti tartomány általában $(0,8-1,2)T_m$. Ezután a görbét a maximumban l -re normáljuk, úgyhogy minden I_i értéket elosztunk I_m -el és így megkapjuk az I_i^* intenzitás értékeket. Felhasználva a kísérletileg ismert T_m -et és egy ésszerű E értéket (amely egy ismert módszer által kapott E érték lehet) a (11)-es egyenlet alapján, hasonló normálás mellett kiszámítjuk az elméleti TL görbét ugyanazokban a hőmérsékleti pontokban, amelyeket a kísérleti görbéből vettünk. Ezután kiszámítjuk a megfelelő intenzitások különbségének összegét, S_1 -et a következő egyenletből:

$$S_1 = \sum_{i=1}^N \frac{[J^*(T_i) - y_i^*]}{N} \quad (17)$$

ahol $I^*(T_i)$ az elméleti görbe normált intenzitása T_i hőmérsékleten. Világos, hogy ha a két görbe egybeesik, akkor $S_1 = 0$. Ha S_1 pozitív, akkor az elméleti görbe a kísérleti görbe felett van, ha viszont negatív, akkor alatta van. Legyen pl. az első E próbaértékre $S_1 > 0$. Könnyen belátható, hogy ekkor az E értékét növelni kell. Legyen ez a növelés mondjuk 10%-os. Ezután ezzel az új E értékkel ismét meghatározzuk S_1 -et és ha az még mindig pozitív, az E-t ugyanazzal az összeggel tovább növeljük. Ezt az eljárást addig ismételjük, amíg S_1 előjelet vált. Ekkor az E értékét a megelőző változás felével (a jelen esetben 5%-kal) már csökkentjük. Ettől kezdve a korrekciót minden lépés során felezzük, miközben annak irányát az S_1 előjele határozza meg. Az eljárás addig folytatható, amíg az E legutolsó korrekciója kisebb nem lesz egy adott értéknél.

A (17)-es egyenlet által jelzett S_1 közepes eltéréseken kívül kiszámolható az S_2 négyzetes eltérés is a következőképpen:

$$S_2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y^*(T_i) - y_i^*]^2}{N} \quad (18)$$

Ez a kifejezés, definíciója szerint, az elméleti és a kísérleti görbe közelségének mértékét jellemzi. Minél kisebb értékű S_2 , annál reálisabb a kiszámított E. A minimalizált S_2 érték mint kritérium használható annak eldöntésére, hogy a kísérleti TL görbe milyen jól írható le az elsőrendű kinetikával. A nagy S_2 érték ugyanis azt jelentené, hogy a csúcs nem szigoruan elsőrendű.

3. EREDMÉNYEK ÉS AZOK DISZKUSSZIÓJA

A fentiekben leírt kiértékelési módszert alkalmaztuk az in-
diumból növesztett ZnS kristályok TL görbájében fellépő csú-
csokkal kapcsolatos aktivációs energiák meghatározására. Egy
ilyen kristály jellegzetes TL görbáját az 1. ábra mutatja be.
A görbét a mintának 80 K-en 3650 Å-ös ultraibolyával, telítő-
désig való gerjesztése után vettük fel. A felfűtési sebesség
 $0,22^{\circ}/\text{mp}$ volt.

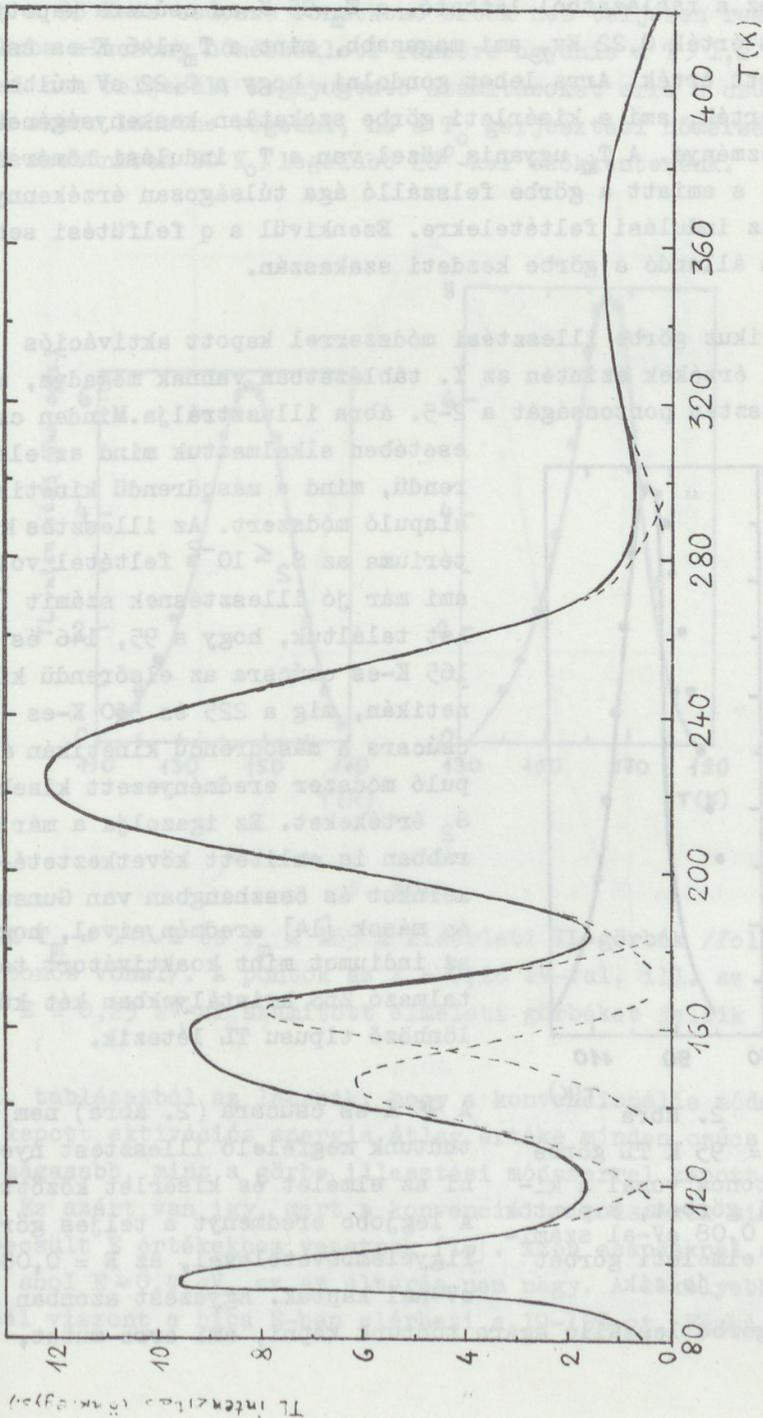
A [8]-as munkában leírt kísérleti felbontási módszert alkal-
maztuk az egyedi csúcsok elkülönítésére. Öt diszkrét csúcsot
tudtunk kiválasztani, amelyeknek maximuma 95, 146, 165, 225
és 360 K-nél van. Az aktivációs energia becslésére szolgáló
szokásos eljárások [5, 9-13] az I. táblázatban feltüntetett
közepes értékeket adták. Azt kell itt megjegyezni, hogy a há-
rom legalacsonyabb hőmérsékletű csúcsra csak az elsőrendű ki-
netikát feltételező formulák, míg a további két csúcsra in-
kább a másodrendű kinetikát feltételező formulák adtak ellent-
mondásmentes eredményeket.

I. Táblázat

A ZnS:In egykristály TL csúcsaiból kiszámított E (eV) értékek

Kiértékelési módszerek	A TL csúcs hőmérséklet (K)				
	95	146	165	225	360
a szokásosak [5, 9-13]	$0,22^{\#}$	$0,19^{\#}$	$0,27^{\#}$	$0,28^{\#}$	$0,42^{\#}$
numerikus görbe il- lesztés	$0,08 \pm 0,005$	$0,16 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,01$

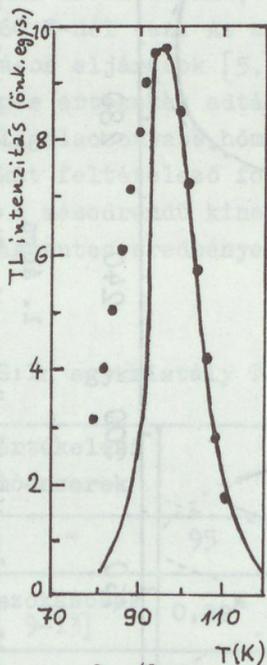
Az $\#$ -el jelzett értékek közepes értékeket jelentenek.



1. ábra
Indium olvadákból növe. tett ZnS egykristály TL görbéje

Amint ez a táblázatból látható, a $T_m=95$ K-es csúcsra kapott közepes érték $0,22$ Ev, ami magasabb, mint a $T_m=146$ K-es csúcsra kapott érték. Arra lehet gondolni, hogy a $0,22$ eV túlbcsült érték, ami a kísérleti görbe szokatlan keskenységének következménye. A T_m ugyanis közel van a T_0 indulási hőmérsékletéhez, s emiatt a görbe felszálló ága túlságosan érzékenyvé válik az indulási feltételekre. Ezenkívül a q felfűtési sebesség nem állandó a görbe kezdeti szakaszán.

A numerikus görbe illesztési módszerrel kapott aktivációs energia értékek szintén az I. táblázatban vannak megadva, míg az illesztés pontosságát a 2-5. ábra illusztrálja. Minden csúcs



2. ábra

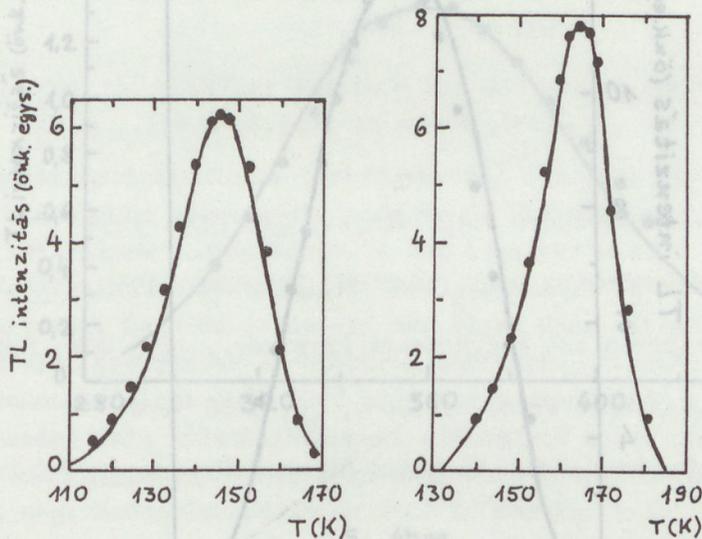
A $T_m = 95$ K TL görbe
A folytonos vonal a kísérleti görbét, a pontok az $E = 0,08$ eV-al számított elméleti görbét jelzik

esetében alkalmaztuk mind az elsőrendű, mind a másodrendű kinetikán alapuló módszert. Az illesztés kritériuma az $S_2 \leq 10^{-2}$ feltétel volt, ami már jó illesztésnek számít [3]. Azt találtuk, hogy a 95, 146 és 165 K-es csúcsra az elsőrendű kinetikán, míg a 225 és 360 K-es csúcsra a másodrendű kinetikán alapuló módszer eredményezett kisebb S_2 értékeket. Ez igazolja a már korábban is említett következtetéseinket és összhangban van Gunsul és mások [14] eredményeivel, hogy az indiumot mint koaktivátort tartalmazó ZnS kristályokban két különböző típusú TL létezik.

A 95 K-es csúcsra (2. ábra) nem tudtunk megfelelő illesztést nyerni az elmélet és kísérlet között. A legjobb eredményt a teljes görbe figyelembevételével, az $E = 0,08$ eV-nál kaptuk. Egyezést azonban

csak a görbe leszálló ágára tudtunk kapni, ami arra mutat,

hogy a 95 K-es csúcsra vonatkozó érték nem teljesen reális. A görbe alacsony hőmérsékleti részére ugyanis a $T > 1,2 T_0$ feltétel nem teljesül. Megnyugtató számításokat erre a csúcsra csak akkor lehetne végezni, ha a T_0 gerjesztési hőmérsékletet (ami esetünkben 80 K) legalább 20° -kal csökkentenénk.

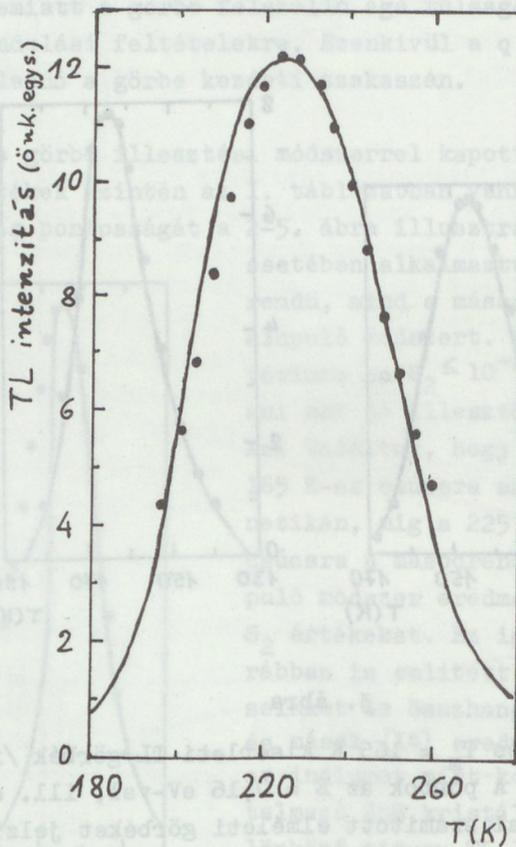


3. ábra

A $T_m = 146$ K és $T_m = 165$ K kísérleti TL görbék /folytonos vonal/. A pontok az $E = 0,16$ eV-val, ill. az $E = 0,25$ eV-al számított elméleti görbéket jelzik

Az I. táblázatból az látszik, hogy a konvencionális módszerekkel kapott aktivációs energia átlag értéke minden csúcs esetében magasabb, mint a görbe illesztési módszerrel kapott érték. Ez azért van így, mert a konvencionális módszerek mindig túlbecsült E értékekhez vezetnek [15]. Azon csapdáknál azonban, ahol $E \geq 0,4$ eV, ez az eltérés nem nagy. A sekélyebb csapdáknál viszont a hiba E-ben elérheti a 10-15%-ot. Végül azon

csapdáknál, amelyekhez tartozó görbék T_m -je a kísérleti be-
 rendezéssel elérhető legalacsonyabb T_0 hőmérséklet közelében
 van, a konvencionális módszerek alkalmazása irreális értékekhez
 vezet.

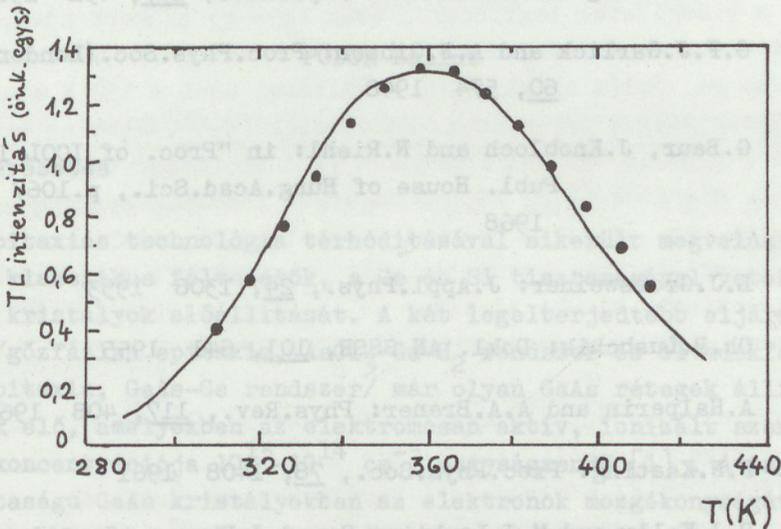


4. ábra

A $T_m = 225$ K TL görbe. A folytonos vonal a kísér-
 leti görbét, a pontok az $E = 0,26$ eV-al számított
 elméleti görbét jelzik

Az aktivációs energia számításának görbeillesztéses módszere
 objektivebb és pontosabb, mint a konvencionális módszerek, mi-

vel a csúcsról sokkal több információ van figyelembe véve. A pontosság még növelhető, ha a (4)-es egyenletben levő integrálra vonatkozó közelítésben nemcsak az első két tagot tartjuk meg.



5. ábra

A $T_m = 360$ K TL görbe. A folytonos vonal a kísérleti görbét, a pontok az $E = 0,41$ eV-al számított elméleti görbét jelzik.

I r o d a l o m

- [1] Phan Liem: Thesis, Res.Inst. for Tech.Phys. of Hung. Acad.Sci., Budapest 1971
- [2] T.A.T.Cowell and J.Woods: Brit.J.Appl.Phys., 18, 1045 1967
- [3] N.S.Mohan and R.Chen: J.Phys.D; Appl.Phys., 3, 243 1970

- [4] D. Shenker and R. Chen: J. Phys. D: Appl. Phys., 4, 287
1971
- [5] J. J. Randall and M. H. F. Wilkins: Proc. Roy. Soc., A184,
366 1945
- [6] R. R. Hearing and E. N. Adams: Phys. Rev., 117, 451 1960
- [7] G. F. J. Garlick and A. F. Gibson: Proc. Phys. Soc. (London),
60, 574 1948
- [8] G. Baur, J. Knobloch and N. Riehl: in "Proc. of ICOL 1966"
Publ. House of Hung. Acad. Sci., p. 1067
1968
- [9] L. J. Grossweiner: J. Appl. Phys., 24, 1306 1953
- [10] Ch. B. Lushchik: Dokl. AN SSSR, 101, 641 1955
- [11] A. Halperin and A. A. Braner: Phys. Rev., 117, 408 1960
- [12] P. N. Keating: Proc. Phys. Soc., 78, 1408 1961
- [13] P. J. Kelly and M. J. Laubitz: Canad. J. Phys., 45, 311
1967
- [14] C. J. W. Gunsul, M. Martens, L. Mehrkam and F. Williams:
J. of Luminescence 1,2, 94 1970
- [15] R. Chen: J. Appl. Phys., 40, 570 1969

ELEKTRONOK RÁCS-SZÓRÁSI MOZGÉKONYSÁGA GaAs-BEN

PÓDÖR Bálint

1. Bevezetés

Az epitaxiás technológia térhódításával sikerült megvalósítani a klasszikus félvezetők, a Ge és Si tisztaságával vetekedő GaAs kristályok előállítását. A két legelterjedtebb eljárással /gőzfázisú epitaxia, AsCl_3 -Ga-H₂ rendszer és olvadékfázisú epitaxia, GaAs-Ga rendszer/ már olyan GaAs rétegek állíthatók elő, amelyekben az elektromosan aktív, ionizált szennyezők koncentrációja 10^{13} - 10^{14} cm⁻³ nagyságrendű [1]. A nagy tisztaságú GaAs kristályokban az elektronok mozgékonyságát elsősorban az elektronoknak a ráccsal való kölcsönhatása határozza meg. Szobahőmérsékleten /300 K/ már kb. 5×10^{15} cm⁻³ ionizált szennyezőkoncentráció alatt a rácsszórás a domináns mozgékonyságkorlátozó tényező, míg az igen nagy tisztaságú / $N_I \approx 10^{14}$ cm⁻³/ kristályokban már 77 K felett a rácsszórás határozza meg az elektronmozgékonytságot.

Intézetünkben is folynak kísérletek nagy tisztaságú epitaxiás rétegek előállítására. Az olvadékfázisú epitaxiás növesztéssel sikerült közepes és nagy tisztaságú GaAs-et előállítani, melyekben a szobahőmérsékleten mért elektronmozgékonytség értékek az elméleti /kb. 9000 cm²/Vs/ rácsmozgékonytség 70%-át is elérték, illetve meghaladták [2], így ezen kristályokban a szobahőmérséklet környezetében és főleg felette a rácsszórás a domináns mozgékonyságkorlátozó tényező. Ezen és az ennél nagyobb tisztaságú kristályok elektromos paramétereinek értékeléséhez a szennyező-koncentráció stb. becsléséhez szükség

van a rácsmozgékonyosság értékének ismeretére, lehetőleg minél szélesebb hőmérsékleti tartományban.

A rácsmozgékonyosság meghatározásával 1960-tól kezdve több szerző is foglalkozott [3-11]. Eredményeik általában kvalitatív, sőt sokszor kvantitatív egyezésben is vannak egymással, azonban a vizsgálatok legtöbbször csak egy-egy szűkebb hőmérsékleti tartományra terjednek ki, legtöbbször a 77-400 K szakaszra, de pl. Wolfe et al. [10] számításai csak a 130 K alatti hőmérsékletekre érvényesek. Ehrenreich [3,4], Fortini et al. [7] csak a poláris optikai fononokon való szóródást vették figyelembe, míg Rode [8,9] csupán az eredő rácsmozgékonytságot határozta meg, az egyes szórási mechanizmusok relatív súlyát nem vizsgálta. Az összes idézett munka a drift mozgékonytsággal foglalkozott, kivéve Fletcher et al. [11] dolgozatát, mely a Hall mozgékonytsággal foglalkozik.

A fentiek alapján célszerűnek látszott az elektronok rácsmozgékonytságának újbóli kiszámítása GaAs-ben. A számításokat széles /50-1200 K/ hőmérsékleti tartományra végeztük el, a számítások során meghatároztuk a driftmozgékonytságot, a szórási tényezőt /Hall faktort/, a Hall mozgékonytságot, valamint expliciten meghatároztuk a különböző rácsszórási mechanizmusok járulékát az eredő mozgékonytsághoz. A számítások egyes eredményeit /drift mozgékonytságot/ a [2] dolgozatban publikáltuk.

2. Rácsszórási mechanizmusok

A rácsmozgékonytség μ_L kiszámításánál a poláris optikai fononokon μ_{PO} , az akusztikus fononokon /deformációs potenciál csatolás/ μ_{AC} való szóródást és a piezoelektromos szórás μ_{PIEZO} vesszük figyelembe. A nempoláris optikai fonon szórás a GaAs vezetési sávja abszolút minimumának szimmetriája miatt első rendben zérus járulékot ad. Az egyes szórási mechanizmusokra a relaxációs idő τ energiatfüggését, a mozgékonytságnak az effektív tömegtől és a hőmérséklettől való füg-

gését, valamint a $\mu_H = r\mu$ összefüggéssel definiált szórási vagy Hall faktort μ_H és μ a Hall-, illetve drift-mozgékony-ság/ az 1. táblázat foglalja össze [7, 12-16].

1. táblázat

Rácsszórási mechanizmusok [7, 12 - 16]

Szórási mechanizmus	$\tau \sim E^p$ p	$\mu \sim m^x T^y$ x y		$\mu_H = r\mu$ r
Akusztikus fonon /deformációs poten- ciál/	-1/2	-5/2	-3/2	$3\pi/8 = 1,178$
Piezoelektromos	1/2	-3/2	-1/2	$45\pi/128 = 1,104$
Poláris optikai fonon $T \leq \theta_D$	0	-3/2	exponen- ciális	1
$T \geq \theta_D$	1/2	-3/2	-1/2	$45\pi/128 = 1,104$
tetszőleges T	-	-3/2	döntően exponen- ciális	1,0 - 1,25

Meg kell jegyezni, hogy a poláris optikai fonon szórás esetében a $T \ll \theta_D$ és a $T \gg \theta_D$ határesetektől [12] eltekintve a relaxációs idő nem definiálható [3,4,7,13,15,16].

A μ_{AC} , μ_{PIEZO} értékei a következő összefüggésekből határozhatók meg [12-16]

$$\mu_{AC} = \frac{(\delta\pi)^{1/2} e\hbar^4 C_p}{3E_i^2 m^{*5/2} (kT)^{3/2}} \quad /1a/$$

$$\mu_{PIEZO} = \frac{\delta\hbar^2}{3(2\pi)^{1/2} e m^{*3/2} (kT)^{1/2}} \left[\frac{(K^2)_{av}}{K_s} \right]^{-1} \quad /1b/$$

$$\mu_{PO} = \frac{8\hbar^2}{3(2\pi k)^{3/2} e \theta_0 m^{*3/2}} T^{1/2} \frac{\kappa_s \kappa_\infty}{\kappa_s - \kappa_\infty} (\exp \frac{\theta_D}{T} - 1) \chi \left(\frac{\theta_D}{T} \right) \quad /1c/$$

A μ_{AC} /1a/ képletében E_1 a deformációs potenciál állandó, a longitudinális rugalmas állandó pedig szfalerit rács esetében [17, 8, 11]

$$c_l = \frac{1}{5} (3c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}) \quad /2/$$

A μ_{PIEZO} /1b/ képletében κ_s a statikus /relatív/ dielektromos állandó, $(K^2)_{av}$ a /dimeziótlan/ elektromechanikus csatolási állandó, mely szfalerit rács esetében [14]

$$(K^2)_{av} = 4\pi e_{14}^2 / \kappa_s c_p$$

ahol a c_p a szfalerit rácsra érvényes átlagolt rugalmas állandó [17, 8, 11]

$$\frac{1}{c_p} = \frac{1}{35} \left(\frac{12}{c_l} + \frac{16}{c_t} \right) \quad /3/$$

és

$$c_t = \frac{1}{5} (c_{11} - c_{12} + 3c_{44}) \quad /4/$$

e_{14} pedig a piezoelektromos állandó.

A μ_{PO} /1c/ képletében κ_∞ az optikai dielektromos állandó, $\theta_D = \hbar \omega_1 / k$ a longitudinális optikai fononok Debye hőmérséklete. A $\chi(\theta_D/T)$ függvény segítségével lehet figyelembe venni azt a körülményt, hogy általános esetben a poláris optikai fononokon való szóródás nem tárgyalható a relaxációs idő bevezetésével. $\chi(\theta_D/T)$ nagyságrendileg 1 körül van, a hőmérséklettel gyengén változik. Értékeit a Boltzmann egyenlet variációs módszerrel való megoldásával Fortini et al. [7] és Devlin [13, 15] határozták meg. Számításainknál a Fortini et al. [7] által meghatározott értékeket vettük alapul.

Ha /1a - 1c/ összefüggésekben a numerikus állandók értékeit kiszámítjuk, akkor a következő összefüggéseket nyerjük /gyakorlati egységekben/

$$\mu_{AC} = 3,173 \times 10^{-5} \frac{c_f}{(m^*/m_0)^{5/2} E_1^2} T^{-3/2} \quad /5a/$$

$$\mu_{PIEZO} = 25,42 T^{-1/2} \left[\frac{(K^2) qV}{K_S} \right]^{-1} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^{3/2} \quad /5b/$$

$$\mu_{PO} = 25,42 \frac{K_S}{K_S - K_\infty} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^{3/2} T^{1/2} (\exp \frac{\Theta_D}{T} - 1) \chi \left(\frac{\Theta_D}{T} \right) \quad /5c/$$

ahol a mozgékonyásokat cm^2/Vs egységekben c -t din/cm^2 -ben, E_1 -et pedig eV-ban fejeztük ki.

Az eredő mozgékonyág μ_L kiszámításánál feltételezzük a Matthiessen szabály alkalmazhatóságát, mely szerint

$$\frac{1}{\mu_L} = \frac{1}{\mu_{PO}} + \frac{1}{\mu_{AC}} + \frac{1}{\mu_{PIEZO}} \quad /6/$$

Megmutatható /ld. pl. [18]/, hogy az így számított μ_L egy felső korlátot jelent a mozgékonyásra és $\mu_{Matthiessen}/\mu \approx 1$, ahol valamelyik szórási mechanizmus jóval erősebb, mint a többi.

Pl. n-GaAs-ben /és általában a többi direkt sávu $A^{III}B^V$ és $A^{II}B^{VI}$ típusu félvezetőben/ szobahőmérsékleten /GaAs-ben kb. 200 K felett/ a poláris optikai fononszórás, alacsony hőmérsékleteken /GaAs-ben kb. 77 K alatt/ pedig a piezoelektromos szórás a domináns. Ott, ahol a különböző szórási mechanizmusok hatása összemérhető a Matthiessen szabály alkalmazása 10-20%-kal becsüli túl a mozgékonyág értékét.

A /6/ összefüggéssel meghatározott μ_L a drift mozgékonyág. A mérések általában a Hall mozgékonyagra vonatkoznak. A drift mozgékonyág és a Hall mozgékonyág az r szórási faktoron keresztül hozható kapcsolatba egymással: $\mu_H = r\mu$.

Az 1. táblázatból látható, hogy mindhárom szóhajvó szórási mechanizmusra $r \approx 1,1$. A poláris optikai fonon szórás esetében r a Θ_D/T függvénye, értékeit Förtini et al. [7] munkájából vettük. Devlin [13,15] lényegében azonos értékeket ad meg.

Sajnos nem áll rendelkezésre olyan exakt módszer, mellyel meg lehetne határozni az egyes szórási tényezők ismeretében a különböző szórási mechanizmusok kombinációja esetén érvényes r tényezőt.

Mivel a mozgékonyságok kiszámításánál a Matthiessen szabályt alkalmazzuk /drift mozgékonyságokra/, feltesszük, hogy ez a szabály közelítőleg a Hall mozgékonyságokra is alkalmazható /hasonló feltevéssel először Rode et al. [9] éltek/. Ekkor

$$\frac{1}{\mu_d} = \sum_i \frac{1}{\mu_{di}} ; \frac{1}{\mu_H} = \sum_i \frac{1}{\mu_{Hi}} \quad /7/$$

ahol μ_d és μ_H a drift és Hall mozgékonyságok, és $\mu_H = r\mu_d$, illetve $\mu_{Hi} = r_i\mu_{di}$. Az összefüggések kombinációjával az eredő r szórási faktorra a következő kifejezést nyerjük

$$\frac{1}{r} = \frac{\sum_i \frac{1}{r_i} \frac{1}{\mu_{di}}}{\sum_i \frac{1}{\mu_{di}}} \quad /8/$$

azaz az eredő $1/r$ érték az egyes szórási mechanizmusokhoz tartozó $1/r_i$ értékeknek a mozgékonyságok reciprokaival súlyozott átlaga. A fenti közelítés a rácsmozgékonyság számításánál valószínűleg jó /első rendben/ mivel az 1. táblázat szerint a rácsmozgékonyságot meghatározó szórási mechanizmusokra r nem tér el túlságosan 1-től.

3. A rácsmozgékonyság számítása

A rácsmozgékonyság kiszámításánál használt paramétereket a 2. táblázatban foglaljuk össze, és megválasztásukat az alábbiakban indokoljuk.

A vezetési sáv alján a parabolicitástól való eltérést elhanyagoltuk, ez 10%-nál kisebb hibát okoz [8,9,11]. Az elektromok effektív tömegét $m^*/m_0 = 0,068$ -nak vettük elsősorban a 80 és 300 K hőmérsékleteken végzett magnetofonon és Faraday effektus mérések eredményeire támaszkodva [19]/.

A statikus és az optikai dielektromos állandó szerepe a poláris optikai fonon szórásnál döntő jelentőségű, mivel a mozgékonyosság a két dielektromos állandó különbségétől függ közvetlenül az $1/\kappa_\infty - 1/\kappa_s$ kifejezés révén, mely meglehetősen érzékeny a dielektromos állandó értékeinek kis hibáira. Ugyanakkor a $\kappa_s \kappa_\infty$ szorzat kísérleti értékei jól mértek [20,21,8]. Így κ_s és κ_∞ értékeit a $\kappa_s \kappa_\infty$ szorzat mért értékeiből és az $\kappa_s/\kappa_\infty = (\omega_l/\omega_t)^2$ Lyddane-Sachs-Teller összefüggésből határoztuk meg [19,20,21,8], ld. 2. táblázat.

2. táblázat

GaAs rács által limitált elektron mozgékonyága
kiszámításához használt paraméterek

Paraméter	Értéke	Forrás, megjegyzés
m^*/m_0	0,068	ld. [19]
κ_s	12,90	} [8,21]
κ_∞	10,92	
	420	[19,20,21]
E_1 /eV/	7	[3,4]
e_{14} /As/m ² /	0,16	[25]
c_{11} /din/cm ² /	$1,188 \times 10^{12}$	} [27]
c_{12} /din/cm ² /	$0,538 \times 10^{12}$	
c_{44} /din/cm ² /	$0,594 \times 10^{12}$	

Az ilymódon meghatározott értékek jól egyeznek a direkt mérések eredményeivel / $\sim 13,0$ illetve $\sim 10,9$ [22,19,21]. /

A $\kappa_s \kappa_\infty / (\kappa_s - \kappa_\infty)$ tényező értékében a dielektromos állandók bizonytalansága becsléseink szerint kb. 6-7 % bizonytalanságot okozhat.

Az optikai fononok Debye hőmérséklete $\Theta_D = 420$ K, ennek bizonytalansága 2-3 K, de ez nem befolyásolja lényegesen a számított elméleti mozgékonytságot /ha a $\Theta_D = 420$ K helyett az irodalomban gyakran szereplő $\Theta_D = 416$ K értéket választjuk, akkor 300 K-en kb. 1 %-kal, 100 K-en pedig kb. 4%-kal alacsonyabb értékeket nyerünk μ_{PO} -ra/.

Az E_1 deformációs potenciált Ehrenreich [3,4] nyomán vettük 7 eV-nak, ezen érték használata az irodalomban szinte kizárólagos. Ehrenreich a $\langle 000 \rangle$ vezetési sáv minimumnak a nyomástól való függésére vonatkozó kísérleti adatok analiziséből nyerte a fenti értéket. A legujabb, a fajlagos ellenállásnak a hidrosztatikus nyomástól való függésére vonatkozó mérések eredményeinek analizise 7,8 eV értéket eredményezett [23]. Haga et al.[24] szabad töltéshordozókon való infravörös abszorpciómérései eredményeinek analiziséből $\sim 6,3$ eV adódott, így az újabb mérések is Ehrenreich analizisének eredményeit igazolják.

A piezoelektromos állandó értéket Arlt et al.[25] munkájából vettük. Lényegében azonos értéket publikált Hambleton [26]. Az e_{14} értékének valószínű pontossága ~ 10 % /ld.[8]/.

A rugalmas állandók értékeit Bateman et al.[27] méréseiből vettük. Más szerzők is lényegében azonos értékeket közölnek /ld.[20]/.

4. Eredmények, diszkusszió

A drift mozgékonytság μ_{PO} , μ_{AC} , μ_{PIEZO} , μ_L és a szórás tényező r és Hall mozgékonytság μ_H értékeit az 50-1200 K hőmérsékleti tartományban határoztuk meg. A számítások eredményeit a 3. táblázat μ_{PO} , μ_{AC} és μ_{PIEZO} értékei/, a 4. táblá-

zat μ_L , μ_{PO} értékei 300 és 77 K hőmérsékleteken/ az 5. táblázat μ_L , μ_{PO} , r és μ_{LH} értékei 50 és 1200 K között/, valamint az 1. és 2. ábrák mutatják be.

3. táblázat

μ_{PO} , μ_{AC} és μ_{PIEZO} elméleti értékei a hőmérséklet függvényében

	$\mu \text{ cm}^2 / \text{Vs}$
μ_{PO}	$242,8 T^{1/2} / \exp \frac{420}{T} - 1 / \chi / 420/T /$
μ_{AC}	$7,536 \times 10^8 T^{-3/2}$
μ_{PIEZO}	$6,956 \times 10^6 T^{-1/2}$

Számításaink eredményei szerint 100 K feletti hőmérsékleteken a három rácsszórási mechanizmus közül a poláris optikai fononokon való szóródás a domináns, kvalitatív egyezésben Ehrenreich [3,4], Bolger et al.[6] régebbi számításainak, valamint Fletcher et al.[11] újabb számításainak eredményeivel. 80 K hőmérséklet környezetében a három rácsszórási mechanizmus nagyjából egyenlő súlyú, és 77 K hőmérséklet alatt a piezoelektromos szórás válik döntővé. Kb. 50 K hőmérséklet alatt a poláris optikai fononokon való szóródás az $\exp \Theta_D/T$ tényezőkön keresztül való igen erős hőmérsékletfüggés miatt elhanyagolhatóvá válik /50 K-en $\mu_{PO} \approx 16 \mu_{PIEZO} \approx 26 \mu_L$ /. Kb. 200 K hőmérséklet felett a poláris optikai fononokon való szóródás mellett a másik lényeges szórási mechanizmus az akusztikus fononokon való szóródás. 300 K-en $\mu_{AC} \approx 11 \mu_{PO}$ és 1200 K-en $\mu_{AC} \approx 7 \mu_{PO}$ adatok szerint a hőmérséklet növekedésével a μ_{AC} relatív súlya μ_{PO} -hoz képest fokozatosan növekszik, azonban az adatok tendenciája arra enged következtetni, hogy μ_{PO} domináns jellege egészen az olvadáspontig megmarad.

A 4. táblázat adatait megvizsgálva látható, hogy a különböző szerzők által 300 K-en kiszámított μ_{PO} és μ_L értékek kb. 20 %-os szórást mutatnak, és hasonló a helyzet a 77 K-es adatok esetében is. Érdekes tendencia figyelhető meg az irodalomban, hogy a μ_L és részben μ_{PO} elméletileg számított értékei némileg csökkentek az 1960-1970 közötti időszakban, ugyanakkor a kísérletileg mért maximális mozgékonyságok fokozatosan növekedtek. Az első elméleti számítások 1960-ban csak a poláris optikai fononszórást vették figyelembe, és μ_L -re 9300-11000 cm^2/Vs értékek adódtak [3,4,5]. Bár ha Ehrenreich [3] μ_{PO} -ra vonatkozó eredményét az általa is magas hőmérsékleteken figyelembe vett μ_{AC} értékével korrigáljuk $\mu_L \approx 8700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ adódott volna.

4. táblázat

Elektronok rács által limitált mozgékonyága GaAs-ben
/cm² /Vs/

300 K		77 K		Irodalom
μ_{PO}	μ_L	μ_{PO}	μ_L	
9325	8575	920300	308200	jelen munka
~11000	~11000	-	-	[5,19]
9300	9300	-	-	[3]
	/~8700 [‡] /			
9810	8750	912000	~200000	[6]
8770	-	815000	-	[7]
-	8920	-	296000	[8]
-	7900-8400	-	194000-219000	[9]
-	~9000	-	-	[28]
-	-	-	240000-258000	[10]
mért /1972/: 8500-9500		220000-250000		

[‡] deformációs potenciálszórással korrigálva

5. táblázat

μ_L , μ_{PO} , r és μ_{LH} értékei a hőmérséklet függvényében

T K	μ_{PO} cm ² /Vs	μ_L cm ² /Vs	r	μ_{LH} cm ² /Vs
50	1,98x10 ⁷	6,51x10 ⁵	-	-
60	4,62x10 ⁶	5,14x10 ⁵	-	-
77	9,20x10 ⁵	3,08x10 ⁵	1,100	3,39x10 ⁵
80	7,36x10 ⁵	2,79x10 ⁵	1,101	3,07x10 ⁵
100	2,46x10 ⁵	1,464x10 ⁵	1,123	1,644x10 ⁵
150	52100	42800	1,225	52400
200	22300	19760	1,271	25100
250	13350	12130	1,252	15190
300	9330	8580	1,183	10140
350	7340	6780	1,123	7610
400	6137	5670	1,087	6160
500	4840	4450	1,044	4640
600	4140	3780	1,028	3880
700	3700	3350	1,024	3430
800	3400	3050	1,027	3130
900	3170	2810	1,032	2910
1000	2990	2630	1,036	2720
1100	2840	2470	1,042	2570
1200	2720	2340	1,045	2440

Fortini et al.[7] variációs módszerrel újra meghatározták μ_{PO} értékét, illetve a μ_{PO} kifejezésében szereplő χ (Θ_D/T) tényezőt, 12-d rendig. A szobahőmérsékleteken nyert numerikus érték /ld. 4. táblázat/ saját és más elméleti számítások tükrében alacsonynak tűnik. Bolger et al.[6] vették figyelembe először a poláris optikai fononszórás mellett a piezoelektromos és deformációs potenciál szórás hatását, s a μ_L kiszámításánál a Matthiesen szabályt alkalmazták. Azonban az anyagparaméterek nem túl szerencsés megválasztása miatt az alacsony

hőmérsékleti mozgékonyosság túlságosan alacsonynak adódik /ld. 4. táblázat/.

Rode [8] a Matthiessen szabály alkalmazása nélkül közvetlenül a Boltzmann egyenlet megoldásával számította ki μ_L értékét a 40-600 K hőmérsékleti tartományban. Saját számításaink eredményei, ahol a két számítás összevethető egymással jól egyeznek Rode [8] eredményeivel. Rode egy későbbi munkájában [9] lényegesen nagyobb /11,5 eV/ deformációs potenciál állandót vesz fel, s az így számított mozgékonyosságértékek mind 77, mind 300 K-en 15-20%-kal a legnagyobb mért mozgékonyosságértékek alatt maradnak, így véleményünk szerint a deformációs potenciál ily mérvű megváltoztatása indokolatlan.

Fawcett et al. [28] nagy elektromos terekre $/E \sim 1 \text{ kV/cm}/$ Monte-Carlo módszerrel végzett számításokat. Eredményeinek extrapolálásával 300 K-en a saját számításainkkal jól egyező érték adódott a mozgékonyosságra, ld. 4. táblázat. Wolfe et al. [10] a relaxációs idő közelítésben határozta meg μ_L -t, kb. 130 K-nél kisebb hőmérsékleteken. A 77 K-en nyert mozgékonyosságérték némileg alacsonyabb, mint az általunk számított mozgékonyosság, ld. 4. táblázat.

Az 1. ábrán az általunk számított $\mu_L / T/$ és $r/T/$ görbéken kívül /ld. 5. táblázat/, feltüntettük az irodalomból vett legmagasabb mozgékonyosságértékeket is [29,30,7,31,32]. Az irodalmi adatok a μ_H Hall mozgékonyosságra vonatkoznak. Az r tényező értékeivel osztva a μ_H értékeket nyerjük a drift mozgékonyosságot. Látható, hogy az r tényező 1-től különböző voltát elsősorban a 100-250 K hőmérsékleti tartományban kell figyelembe venni, azonban éppen 100 K hőmérséklet környezetében a Matthiessen szabály alkalmazása amúgy is túlbecsüli μ_L értékét, így a két közelítés nagyjából kompenzálja egymást, ha μ_L elméleti értékét μ_H mért értékeivel vetjük össze, ahogy ezt [2]-ben tettük. Az 1. ábrán látható, hogy az elméleti görbe egy igen széles hőmérsékleti tartományban $/100 \text{ K} \leq T \leq 500 \text{ K}/$ jól egyezik a kísérleti adatokkal. Az alacsony és magas hőmér-

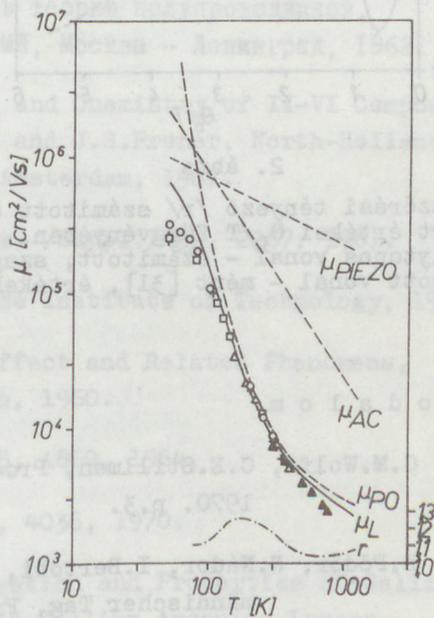
sékleteken tapasztalható eltérések könnyen magyarázhatók. Alacsony hőmérsékleteken már számottevő a szennyezések mozgékonyágkorlátozó hatása, még a legtisztább kristályokban is. Magas hőmérsékleteken egyrészt az X minimumbeli vezetés hatására 550-600 K felett az effektív mozgékonyág lecsökken. Másrészt az epitaxiás rétegeken végzett mérések esetén a felszigetelő szubsztrát magas hőmérsékleteken már söntölő hatást fejt ki. Valószínűleg ez az oka pl. a Fortini et al. [7] által mért mozgékonyágértékek rohamos csökkenésének 350-400 K felett.

Még magasabb hőmérsékleteken /kb. 600°C felett/ az As kipárolgás nehezíti a méréseket.

Ezen hőmérséklet felett csak Roberts [33] végzett méréseket egészen 1190°C-ig, tömbi kristályokon. Azonban az általa mért mozgékonyágok szintén a számított elméleti görbe alatt haladnak.

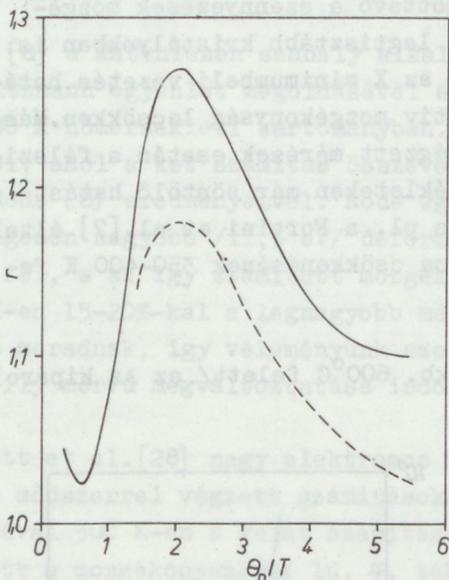
A 2. ábrán az r/T elméletileg számított értékeit ábráztuk a Θ_D/T függvényében, az 5. táblázat alapján.

Ugyanezen ábrán feltüntettük Stillman et al. [31] által nagytisztaságú epitaxiás rétegeken mért r értékeket. Az idézett munkában az r értékeit a kis és nagy mágnesterekben mért Hall



1. ábra

A rácsmozgékonyág μ_I , és a szórási tényező r számított értékei a hőmérséklet függvényében. Mérési adatok [7, 29, 30, 31, 32] nyomán



2. ábra

A szórási tényező r / számított és mért értékei θ_D/T függvényében. Polytonos vonal - számított, szaggatott vonal - mért [31], értékek.

határozták meg. A mért és számított görbék egymással elfogadható egyezésben vannak. Az általunk számított r/T görbe jól egyezik a Kranzer [34] által a Boltzmann egyenlet közvetlen megoldása révén számított értékekkel is.

Köszönetemet szeretném kifejezni Nádor Csabának a számítások elvégzésében nyújtott hathatós segítségéért.

I r o d a l o m

1. C.M.Wolfe, C.E.Stillman, Proc.Int.Symp. on GaAs, Aachen, 1970. p.3.
2. B.Pődör, N.Nádor, I.Bertóti, J.Hagyó, Berg- und Hüttenmännischer Tag, Freiberg 1973. /MFI Közlemények, jelen szám/.
3. H. Ehrenreich, Phys.Rev. 120, 1951, 1960.
4. H. Ehrenreich, J.Appl. Phys. /Suppl./ 32, 2155, 1961.
5. C.Hilsum, Proc. Phys. Soc. 76, 414, 1960.

6. D.E.Bolger, J.Franks, J.Gordon, J.Whitaker, Proc. Int. Symp. on GaAs, Reading, 1966. p. 16.
7. A.Fortini, D.Diguet, J.Lugand, J.Appl. Phys. 41, 3121, 1970.
8. D.L.Rode, Phys. Rev. B2, 1012, 1970.
9. D.L.Rode, S.Knight, Phys.Rev. B3, 2534, 1971.
10. C.M.Wolfe, G.E.Stillman, W.I.Lindley, J.Appl.Phys. 41, 3088, 1970.
11. K.Fletcher, P.N.Butcher, J.Phys. C5, 212, 1972.
12. А.И.Ансельм: Введение в теорию полупроводников, Гос.Изд. ФМЛ, Москва - Ленинград, 1962.
13. S.S.Devlin, in Physics and Chemistry of II-VI Compounds, Ed. M.Aven and J.S.Prener, North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1967.
14. A.R.Hutson, J.Appl.Phys. /Suppl./ 32, 2287, 1961.
15. S.S.Devlin, Thesis, Case Institute of Technology, 1964.
16. E.H.Putley: The Hall Effect and Related Phenomena, Butterworth, 1960.
17. J.D.Zook, Phys.Rev. 136, A869, 1964.
18. D.L.Rode, Phys.Rev. B2, 4036, 1970.
19. M.C.Rowland: The Preparation and Properties of Gallium Arsenide, in Gallium Arsenide Lasers, Ed. C.H.Gooch, Wiley-Interscience, 1969. p.133.
20. O.Madelung: Physics of III-V Compounds, Wiley, New York, 1964.

21. M.Hass: Lattice Reflection, in Semiconductors and Semimetals, Ed. R.K.Willardson, A.C.Beer, vol. 3, 1967. p.3.
22. K.G.Hambleton, C.Hilsum, B.R.Holeman, Proc.Phys.Soc.77, 1147, 1961.
23. J.S.Harris, J.L.Moll, G.L.Pearson, Phys. Rev. B1, 1660, 1970.
24. E.Haga, H.Kimura, J.Phys.Soc. Jap. 19, 658, 1964.
25. G.Arlt, P.Quadflieg, phys. stat. sol. 25, 323, 1968.
26. K.G.Hambleton, Phys. Lett. 16, 241, 1965.
27. T.B.Bateman, H.J.McSkimmin, J.M.Whelan, J.Appl.Phys. 30, 544, 1959.
28. W.Fawcett, A.D.Boardman, S.Swain, J.Phys.Chem. Sol. 31, 1963, 1970.
29. C.S.Kang, P.E.Greene, Appl. Phys. Lett. 11, 171, 1967.
30. H.G.B.Hicks, D.F.Manley, Solid State Comm. 7, 1463, 1969.
31. G.E.Stillman, C.M.Wolfe, J.O.Dimmock, J.Phys.Chem.Sol. 31, 1199, 1970.
32. K.Akita, H.Iida, O.Ryuzan, Jap. J.Appl.Phys. 10, 392, 1971.
33. F.E.Roberts, Phys. Lett. 17, 21, 1965.
34. D.Kranzer, J.Phys.Chem.Sol. 34, 9, 1973.

ПОЛУЧЕНИЕ КОНТАКТОВ И ОБРАЗЦОВ ВАН ДЕР ПО НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ*

К. ШМОДИ

В последнее время широко распространен метод эпитаксиального наращивания пленок различных полупроводников на различные подложки. Электрофизические параметры полученных пленок, независимо от конкретного полупроводника, должны быть определены для контроля и развития технологии, — с одной стороны, и для отбора годных для получения приборов пленок, — с другой стороны. Для определения этих электрофизических параметров в случае изолирующей или полуизолирующей подложки чаще всего применяется метод ван дер По [1], который позволяет получить значение концентрации и подвижности (μ) носителей, удельного сопротивления ρ и типа проводимости для однородного, бесконечно тонкого, произвольной формы образца [1]:

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} f \left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}} \right) \quad (1)$$

$$\mu = \frac{d}{B} \cdot \frac{\Delta R_{VD,AC}}{\rho} \quad (2)$$

* Докладывался в Либлице /ЧССР/ на конференции по электронным явлениям в тонких пленках полупроводников и слоистых структурах, II-15 июня 1973 года.

где d толщина образца, $R_{AB,CD}$; $R_{BC,DA}$ и $R_{BD,AC}$ приведенные сопротивления при разных комбинациях контактов, функция f параметр формы образца, B напряженность магнитного поля и $\Delta R_{BD,AC}$ изменение приведенного сопротивления в магнитном поле, из-за появления Холловской разности потенциалов.

Для осуществления таких измерений необходимо получить соответствующие контакты на полупроводнике и необходимую форму образца. Подготовка образцов обычно требует длительной процедуры, сложной аппаратуры /напыление, фотолитография и т.п./ [2]. В настоящей работе описывается весьма простая техника контактирования и приготовления образцов, и результаты на этих образцах, которая может быть применена в первую очередь в лабораторных условиях [3].

I. Получение контактов

Для проведения упомянутых электрических измерений практически всегда применяется компенсационный метод. Это означает, что требования к качеству электрических свойств контактов не очень высокие. Этот факт дает возможность использования близких к омическим контактов, которые могут быть получены простой химической реакцией, выделением нелегированного золота на поверхности полупроводника.

Золото осаждается в виде тонкого слоя из раствора HAuCl_4 . Желтый тетрахлороаурат растворялся в $\text{HF}:\text{H}_2\text{O} = 1:1$. Раствор наносится на соответствующие места поверхности с помощью металлической иглы при комнатной температуре. Поверхность не требует особой обработки или очистки. После высыхания контактов, электрические выводы /в основном, золотая проволока/ прикрепляются к пятнам золотой пленки с помощью быстро высыхающей серебряной или другой проводящей пасты, что обеспечивает достаточную механическую прочность и надежность.

Вольтамперные характеристики контактов проверялись на различных образцах /рисунки I-I2/. Этот метод сначала применяли к

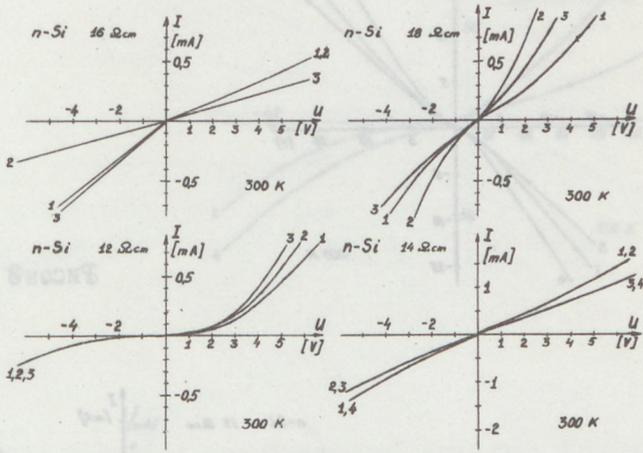


Рис. 1

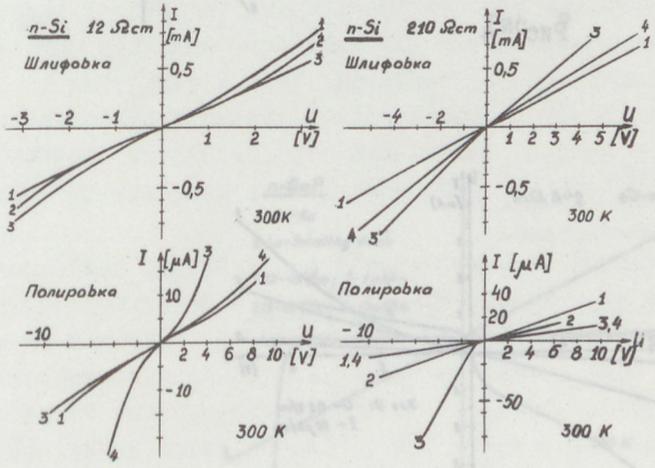


Рис. 2

где ρ — толщина образца, $\Delta R_{\text{св}}$ — сопротивление и $\Delta R_{\text{св,с}}$ — приведенные сопротивления при разных комбинациях контактов, функция f — параметр Формана [2].

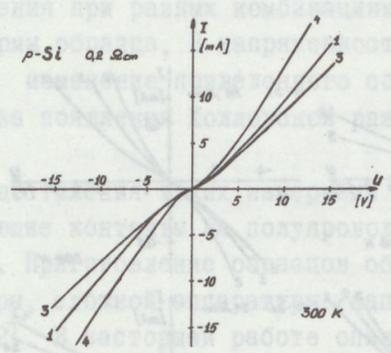


Рис. 3

Для осуждения качества контактов необходимо получить соответствующие кривые для полупроводника и исследовать форму образца. При этом исследование обычно требует длительной процедуры измерения сопротивления образца, что является трудным и т.п. [2].

1. Получение контактов

Для проведения упомянутого эксперимента всегда применяется метод вакуумного напыления, что требует: а) качественных электродных материалов; б) очень высоких температур. Этот факт дает возможность использовать близкие к омическим контакты, которые могут быть получены простой химической обработкой, например, нанесением золота на поверхности полупроводника.

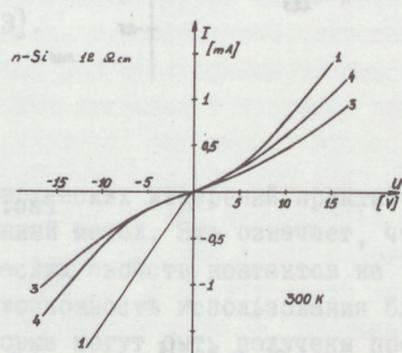


Рис. 4

Золото осаждается тонкого слоя из раствора HAuCl_4 . Угнетенный раствор наносится на поверхность образца с помощью капиллярной иглы, и контактная поверхность не требует особой обработки. Золотые контакты образуются быстро и надежно. Для исследования образцов требуется высокая чистота и надежность. Большие успехи в характеристике контактов проведены на различных образцах (рисунки 1-12). Сначала применяли к

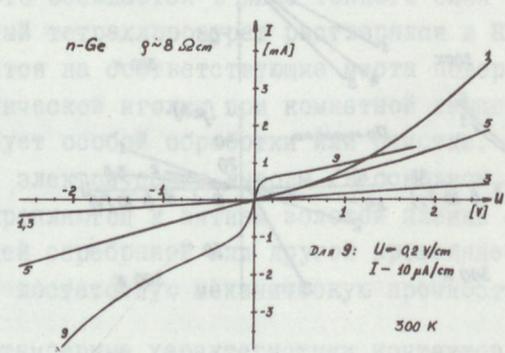


Рис. 5

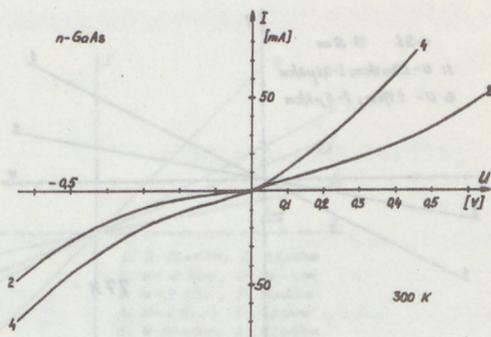


Рис. 6

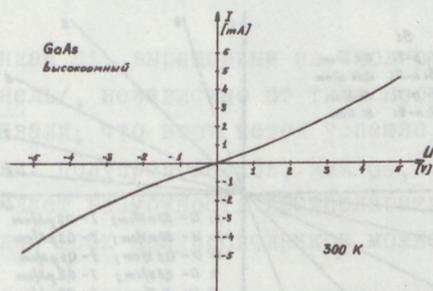


Рис. 7

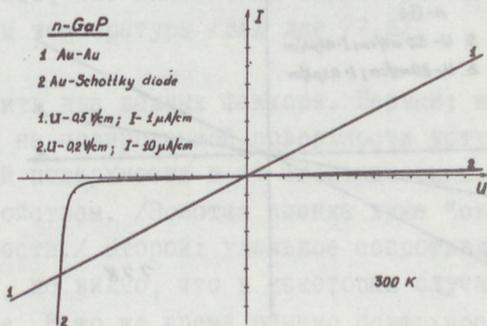


Рис. 8

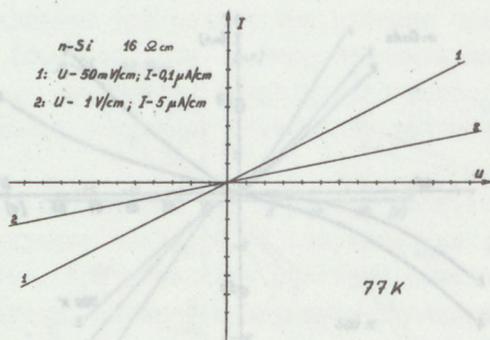


Рис. 9

Рис. 10

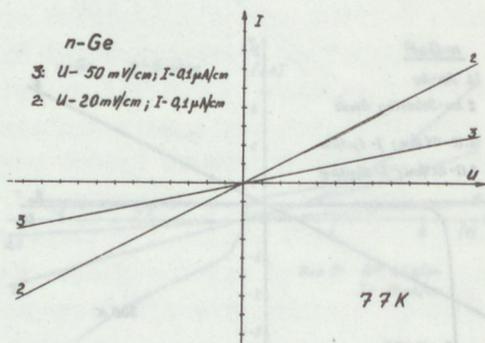
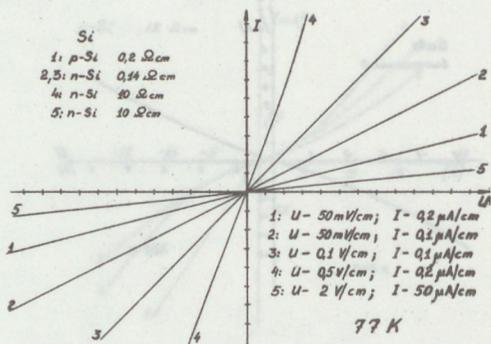


Рис. 11

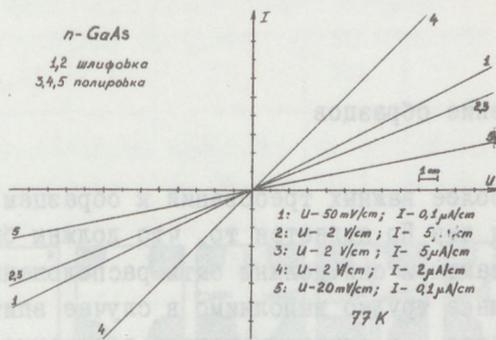


Рис. I2

пленкам Si, выращенным на изолирующей подложке /сапфир, кварц, шпинель/, независимо от типа проводимости. Дальнейшие опыты показали, что этот метод успешно можно применять также и для других полупроводников, как Ge, GaAs, GaP, ZnSiP_2 , ZnGeP_2 , что дает возможность предполагать, что этот метод, практически для всех полупроводников можно использовать.

Вольтамперные характеристики показывают, что они почти для всех контактов являются линейными или почти линейными для различных по материалу и типу проводимости полупроводников, в широком интервале удельных сопротивлений и температур /77-400 K/. Особенно интересно, что линейность характеристик улучшается с уменьшением температуры /ВАХ для 77 K/.

Однако необходимо отметить два важных фактора. Первый: контакты, которые получены на полированной поверхности уступают контактам на шлифованной поверхности и по электрическим /рис. 2/ и по механическим свойствам. /Золотая пленка хуже "сидит" на полированной поверхности./ Второй: удельное сопротивление контактов не измерялось, но видно, что в некоторых случаях оно сравнительно большое. В то же время обычно поверхность контакта большая, $\sim 1 \text{ мм}^2$, поэтому общее сопротивление контакта все же мало. /Были проведены опыты по впавлению золо-

той пленки в атмосфере водорода, в присутствии HCl при температуре 400–500°C, при этом сопротивление контактов обычно падало./

2. Приготовление образцов

Одним из наиболее важных требований к образцам для измерений по методу ван дер По является то, что должны быть применены точечные контакты и они должны быть расположены на торцах образца. Последнее трудно выполнимо в случае эпитаксиальных пленок, а первое – в случае методики получения контактов, которая описано выше. Эти проблемы могут быть исключены, если воспользоваться образцами в виде лепестков клевера [1,2].

Для этой цели поверхность пленки покрывали тонким слоем парафина, который затем удалялся иголкой в нужных местах. На тех местах, где удалили парафин, ненужный участок полупроводника удаляется химическим травителем. /Эти опыты, в основном, проводились на пленках Si, и применяли травитель $\text{HNO}_3 : \text{HF} = 1:3$. / Удаление материала наблюдается визуально. После травления образцы промываются в дистиллированной воде, затем в спирте. Парафин с образца удаляется в подогретом CCl_4 . Таким образом образцы получают быстро /10–15 минут, включая и получение контактов/, без всякой аппаратуры.

Форма образцов, конечно, уступает форме, которую можно получить фотолитографией, но с точки зрения электрических измерений она не хуже. Для оценки погрешности, влияния формы и большой площади контактов провели серию измерений на различных по форме образцах. /Использовались Si на сапфире./ Форма образцов изображена на рис. 13., вверху–схематически, внизу–конкретные образцы. Измерения показали, что формы I, II и III приводят к заметной погрешности, которая примерно соответствует ожидаемой. Поэтому "усовершенствовали" форму в видах IV.a. и IV.b. В обоих случаях погрешность измерения, вызванная формой образца, расположением и размерами контактов, пре-

небрежимо мала. /По фотографиям можно оценить соотношения размеров вытравленных, оставшихся и покрытых контактами участков./

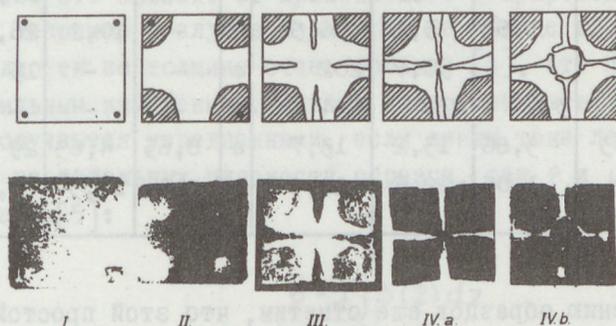


Рис. 13

В таблице I. приведены некоторые результаты измерений μ и ρ , а также их изменение с изменением формы образца. В первой половине таб. I. указаны данные почти однородных по плоскости образцов; видно монотонное изменение значений μ и ρ . Во второй половине приведены результаты измерений на сильно неоднородных образцах и видно, что никакое измерение не надежное.

Формы IV.a и IV.b оказались равноценными, однако форма IV.a обладает тем преимуществом, что измеряемый участок образца очень мал.

На таком небольшом участке проявление неоднородностей обычно слабое; поэтому такое измерение в самом деле характеризует данный участок образца. Во всех других случаях измерение может совсем не охарактеризовать пленку.

Таблица I.

№	ρ [ohm cm]				μ [cm ² /V sec]					
	форма I	II	III	IV	I	II	III	IV		
2034	0,105	0,10	0,14	0,156	b	73,5	51,4	78,5	73,5	b
2036	1,28	1,21	1,67	1,70	b	36	25,4	56,7	58,5	b
1093	-	-	2,58	2,67	a	-	-	29,5	33,2	a
1094/b	-	3,58	5,14	6,5	a	-	10,2	26,4	29,5	a
2024	-	-	50,7	202	a	-	-	15	-	a
1098	-	347	238	694	a	-	-	-	-	a
2037	4,43	3,86	13,2	13,7	a	8,65	4,63	29	22,3	a
3001	13,5	1,05	22,6	22,3	b	3,4	19,5	4,53	3,5	b

По получению образцов еще отметим, что этой простой техникой легко получать образцы для Холловских измерений в виде двойного креста. Это видно на рис. I4.

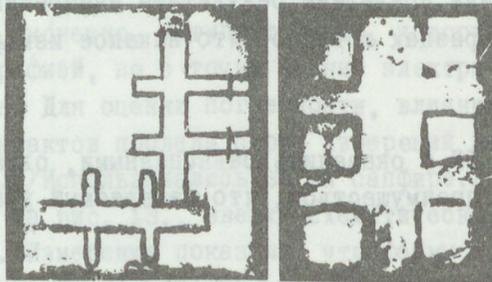


Рис. I4

3. Измерения

Результаты некоторых измерений, связанных с формой образца приведены в таблице I. Сейчас хотим обратить внимание на другие вопросы.

Эпитаксиальные пленки почти всегда неоднородные в направлении, перпендикулярном их плоскости, т.е. по толщине. Количественно это зависит от применяемого полупроводника и подложки. Например в случае пленок Si на кварце или сапфире неоднородность по толщине очень большая [4], что приводит к неправильным измерениям. Однако легко показать, что результаты получаются усредненными, если линии тока лежат в плоскостях параллельных плоскости образца, так $\bar{\sigma}$ и $\bar{\mu}$ описываются формулами [5]:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{d} \int_0^d \sigma(z) dz \quad (3)$$

$$\bar{\mu} = \frac{\int_0^d \sigma(z) \mu(z) dz}{\int_0^d \sigma(z) dz} \quad (4)$$

где d — толщина образца, z ось, перпендикулярная плоскости пленки, $\bar{\sigma}$ и $\bar{\mu}$ усредненные значения проводимости и подвижности.

Легко видеть, что точечные контакты, расположенные на плоскости образца /форма I/, не удовлетворяют необходимому требованию.

В виду удаленности контактов и весьма большой поверхности их по сравнению с толщиной образца, применяя формы образцов IV. достаточно хорошо выполняется условие для линий тока. Это позволяет получить не только действительно усредненные значения, а и получить зависимость параметров от толщины; если постепенно стравливать верхнюю часть образца.

На рис. 15. схематически изображена пленка, верхний слой которого удален. На основании интегральных форм /3/ и /4/ получили значения усредненных значений $\bar{\sigma}$ и $\bar{\mu}$ для слоя 2, используя два измерения - до удаления и после удаления слоя 2:

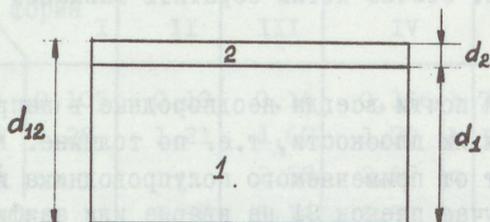


Рис. 15

$$\bar{\sigma}_2 = \frac{\ln 2}{\pi d_2} \left(\frac{1}{\rho'_{12}} - \frac{1}{\rho'_1} \right) \quad (5)$$

$$\bar{\mu}_2 = \frac{\ln 2}{\pi B} \left(\Delta R_{12} \frac{\rho'_1}{\rho'_{12}} - \Delta R_1 \frac{\rho'_{12}}{\rho'_1} \right) \frac{1}{\rho'_1 - \rho'_{12}} \quad (6)$$

где $\rho' = \bar{R} f(R)$; $\bar{R} = \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2}$; $f(R) = f\left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}}\right)$; $\Delta R = \Delta R_{BC,AC}$

Самое интересное в этих формулах то, что для определения $\bar{\sigma}_2$ не требуется значение толщины исходной и оставшейся пленки.

Некоторые эксперименты проделаны на пленках Si выращенных на сапфире, применяя /5/ и /6/, и они приведены в таблице 2. Из таблицы виден интересный факт, что подвижность около внешней поверхности пленки тоже падает.

Таблица 2.

No	$\bar{\mu}$	μ_2 d ~ 0,2 μ	μ_2 d ~ 0,4 μ	μ_2 d ~ 0,6 μ
2021	66,2	68	105	190
2023	59	197	141	104
2029	21,7	-	20	65
2031	35,9	-	71	108

В заключении отметим, что описанная методика получения контактов и образцов в форме лепестков клевера или двойного креста выделяется простотой и производительностью и успешно может применяться в лабораторных условиях.

Л и т е р а т у р а

1. L.J.van der Pauw: Philips Res. Repts. 13 /1958/ 1.
2. S.J.Strepkoff: Thesis, University of Caen, 1968.
3. K.Somogyi: Priborü Tehn.Ekszp. No.6. /1972/ 206.
4. A.Ju.Malinin et al.: Proc.Int.Conf. of Phys.Chem. of Heterojunctions, Budapest, v.III. /1971/ 173.
5. N.I.Pavlov: FTP 4 /1970/ 1918.

CURRENT CARRIER SCATTERING AND ELECTRICAL PROPERTIES OF
LIQUID PHASE EPITAXIAL GaAs[‡]

By

B.PÖDÖR, N.NÁDOR, I.BERTÓTI and J.HAGYÓ

1. Introduction

It is well known, that applying the "classical" methods /Bridgman-method, Czochralski-method, gradient freezing etc./ to the growth of GaAs single crystals results in crystals having a total ionized impurity concentration of not less than 10^{16} cm^{-3} . Higher purity GaAs can be grown by epitaxial methods. The two widely used epitaxial methods are the $\text{AsCl}_3\text{-Ga-H}_2$ vapour phase system [1-5] and the GaAs-Ga liquid phase system [6-9,5], although other less common systems are used as well [5]. Both above-mentioned methods make possible to get very high purity epitaxial layers, with total ionized impurity concentrations in the low 10^{13} cm^{-3} range [5,9,10]. This purity compares favourably with the highest purity in Ge and Si crystals available nowadays. The room temperature mobility of electrons in the high purity GaAs epitaxial layers is equal to or greater than about $9000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, the estimated value of the lattice limited mobility. The maximal mobilities measured at liquid nitrogen temperature /77K/ are $210000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ for vapour phase epitaxial GaAs [10] and $244000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ for liquid phase epitaxial GaAs [9], which latter value is in

‡ Paper presented at the Berg- und Hüttenmännischer Tag, Freiberg, 1973

agreement with the theoretical estimations of lattice mobility for 77K [10-12].

While the electrical transport properties and electron scattering mechanisms of the vapour phase epitaxial layers were extensively studied in the literature [1,2,4,5,10], such type of investigations on liquid phase epitaxial layers are not reported except for a few works [6,7].

In the present paper the method of growth of intermediate and high purity liquid phase epitaxial GaAs layers is described together with the results of conductivity, Hall coefficient and mobility measurements. Some preliminary results concerning the scattering mechanisms of electrons in the epitaxial layers as well as concerning the analysis of the electrical properties of the layers are presented too.

2. Liquid phase epitaxial growth of GaAs layers

Liquid phase epitaxial growth was applied at first by Nelson to the epitaxial growth of Ge and GaAs layers [13]. The possibility of obtaining high purity GaAs layers by liquid phase epitaxy was demonstrated in 1967-1968 [6,7,14]. Since that time many improvements have been reported on the epitaxial systems /see e.g. [5]/, resulting in a considerable improvement of the GaAs layer parameters. Emphasis was shifted from the original horizontal tilt design of Nelson [13] to more sophisticated systems, i.e. tilting around the horizontal axis of the reactor tube vertical dipping, and the method of using sliding boat with cassettes which allows to grow multi-layer structures.

Two kinds of epitaxial systems were used for GaAs epitaxial growth: horizontal tilt system with graphite or quartz boat and epitaxial system using graphite cassette, see Fig. 1. The melt charge used for one run was 10-20 g and 3-10 g respectively for the graphite boat and the graphite cassette

system. In quartz boat layers were grown from smaller melt charges usually of 1-2 g.

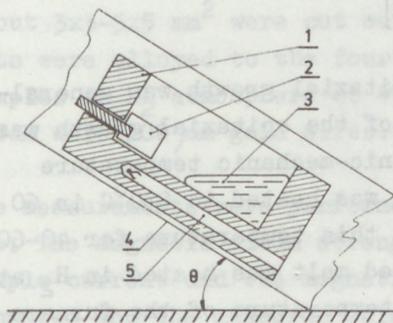


Fig. 1/a

Horizontal tilt epitaxial system for liquid phase epitaxial growth of GaAs.

1 - graphite boat, 2 - substrate, 3 - melt, 4 - reactor tube, 5 - thermocouple

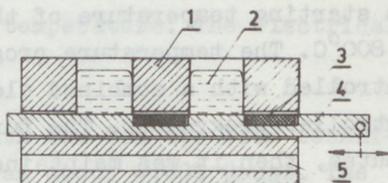


Fig. 1/b

Sliding boat epitaxial system for liquid phase epitaxial growth of GaAs.

1 - graphite cassettes, 2 - melt, 3 - substrate, 4 - sliding boats, 5 - thermocouple

The epitaxial layers were grown on /100/ oriented Cr doped semi-insulating substrates. Few runs were made with /111/ oriented substrates too. The substrate crystals received a mechanical mirror finish, and before placing them into the reactor they were chemically polished in freshly prepared 3:1:1 $H_2SO_4:H_2O_2:H_2O$ etch at $90^{\circ}C$ temperature for 1-2 minutes. 15-30 μm thick layer was removed from the surface by this etching process. The chemical treatment was followed by rinsing in distilled water and in isopropyl alcohol.

The growth was performed in H_2 atmosphere purified in a catalytic system or in a Pd-diffusion cell. High purity Ga /6N/ was obtained from different sources /Aluminium Co., Ajka, Hungary, Johnson Matthey Chemicals Ltd., ALUSUISSE/. Some runs were made with the Ga charge preheated in vacuum 10^{-4} torr/

at 950°C for 1-3 hours. The melt was saturated with single crystal GaAs the typical electrical parameters of which were $n=5 \times 10^{15} - 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{300K}=4000-5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. The necessary quantities of GaAs to saturate the melt were calculated from the solubility curves given in [15].

The starting temperature of the epitaxial growth was generally 800°C. The temperature program of the epitaxial growth was controlled with a combined electronic-mechanic temperature controller-programmer. The furnace was heated to 830°C in 60 minutes, then it was maintained at this temperature for 40-60 minutes. In most cases the saturated melt was heated in H₂ atmosphere for 2-20 hours. Then the temperature of the furnace was lowered to 800°C and the layer growth was initiated. The cooling rate during the epitaxial growth was 0.25-1.0°C/min. After the termination of the growth, the Ga was removed from the surface of the crystal, and the furnace was let to cool down.

Depending on the conditions of the epitaxial growth /the quantity of the melt charge, cooling rate, etc./ 30-100 μm thick layers were grown in the tilt system and 10-30 μm thick layers in the cassette system. The average growth rate of the layers was 0.25-1.0 $\mu\text{m}/\text{min}$. At small growth rates /below 0.5°C/min/ the surface of the grown layers were smooth. When the protecting gas or the melt was contaminated step-like overgrowths were observed.

The defect structure of the grown layers was generally similar to that one of the substrate. On the cleaved /110/ planes X-ray topograms have shown that the defect density is much greater at the interface of the substrate and the layer, than inside the layer and the substrate crystal.

3. Measuring techniques and results

Conductivity, Hall coefficient /electron concentration/ and carrier mobility were measured on the epitaxial layers in the temperature range of 77-400 K. From the epitaxial layers grown on semi-insulating substrate square samples with dimensions of about $3 \times 3 - 5 \times 5 \text{ mm}^2$ were cut out. 300-400 μm diameter indium dots were alloyed to the four corners /on the surface/ of the samples in H_2 atmosphere at 450°C temperature. The electrical leads were 100 μm gold wires.

The measurements were performed with the Van der Pauw technique. The magnetic field strength was about 4,000 Gauss. The sample current and the magnetic field direction were properly commuted and the measured values properly averaged to eliminate the errors caused by the asymmetric positions of the electrical contacts, by the spurious thermal gradients, etc. The electrical measurements in function of the temperature were performed in a simple cryostat, the temperatures were measured with a chromel-alumel thermocouple [16]. The temperature stability was better than 0.5 K at the measurements. The estimated total error of the electrical parameters measured is not greater than 8-10 per cent, the main contribution to the errors is due to the finite dimensions of the electrical contacts.

The electron concentration of the layers measured at room temperature was between 10^{15} and 10^{18} cm^{-3} , the electron mobility was between 2000 and 6500 cm^2/Vs . For some layers the electron concentration was in the range of $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. At the temperature of liquid nitrogen /77K/ the maximal measured electron mobility was 62000 cm^2/Vs .

The results of electrical measurements have shown that in all the cases the grown epitaxial layer was n-type. According to the literature [5] we can suppose that the residual donor im-

purity responsible for the donor action is presumably a column VI impurity.

In accordance with the literature layers grown on /100/ oriented substrates had a lower carrier concentration and higher carrier mobility than layers grown on /111/ oriented substrates under identical conditions. The vacuum firing of the Ga melt somewhat improved the electrical characteristics of the layers, but much more improvement was attained after firing the melt in H_2 atmosphere. This treatment resulted in the lowest concentration, highest mobility layers referred to above.

In Fig. 2.,3. and 4. some of the typical curves of conductivity, Hall coefficient and mobility vs temperature are shown.

The dependence of the Hall coefficient on the temperature is very weak. This weak temperature dependence is caused probably by the temperature dependence of the scattering factor r , figuring in the expression $R_H = r/en$. The conductivity is much more temperature dependent mainly in the samples of higher purity. This is due to the temperature dependence of the carrier mobility /see Fig. 4/. As seen in Fig. 4 the temperature dependence of the mobility shows significant diffe-

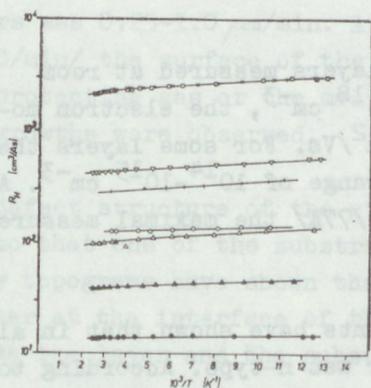


Fig. 2

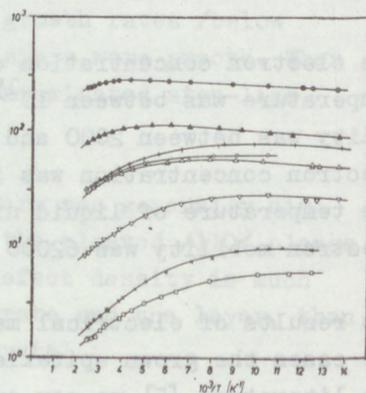


Fig. 3

rences in high carrier concentration $/10^{17}-10^{18} \text{ cm}^{-3}/$ and low carrier concentration $/10^{15}-10^{16} \text{ cm}^{-3}/$ layers.

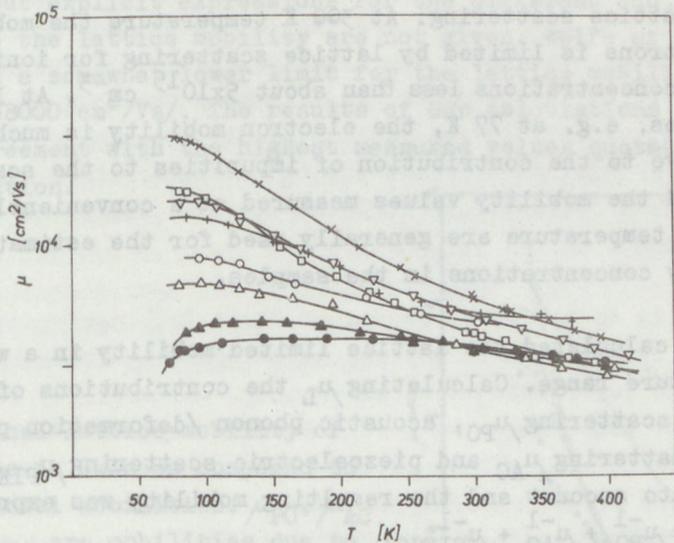


Fig. 4

Figure captions

Fig. 2 - Hall coefficient vs reciprocal temperature for GaAs epitaxial layers. Carrier concentrations in cm^{-3} .

- X - 2.1×10^{15} , □ - 2.1×10^{15} , ∇ - 1.1×10^{16} ,
- + - 1.5×10^{16} , o - 5×10^{16} , Δ - 5.3×10^{16} ,
- Δ - 1.3×10^{17} , • - 4.2×10^{17} .

Fig. 3 - Conductivity vs reciprocal temperature. Sample notation as in Fig. 2.

Fig. 4 - Hall coefficient vs temperature in epitaxial GaAs. Sample notation as in Fig. 2.

4. Electron scattering mechanisms

In high purity GaAs the electron mobility is determined mainly by lattice scattering. At 300 K temperature the mobility of electrons is limited by lattice scattering for ionized impurity concentrations less than about $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. At low temperatures, e.g. at 77 K, the electron mobility is much more sensitive to the contribution of impurities to the scattering, and the mobility values measured at a conveniently chosen low temperature are generally used for the estimation of impurity concentrations in the samples.

We have calculated the lattice limited mobility in a wide temperature range. Calculating μ_L the contributions of polar optical scattering μ_{PO} , acoustic phonon /deformation potential/ scattering μ_{AC} and piezoelectric scattering μ_{PIEZO} were taken into account and the resulting mobility was expressed as $\mu_L^{-1} = \mu_{PO}^{-1} + \mu_{AC}^{-1} + \mu_{PIEZO}^{-1}$.

According to the results of our calculations /for details see [12] μ_{PO} , μ_{AC} and μ_{PIEZO} are given by the following expressions

$$\mu_{PO} = 243 T^{1/2} \exp \left[-\frac{420}{T} - 1 \right] \chi \left[\frac{420}{T} \right]$$

$$\mu_{AC} = 7.54 \times 10^8 T^{-3/2}$$

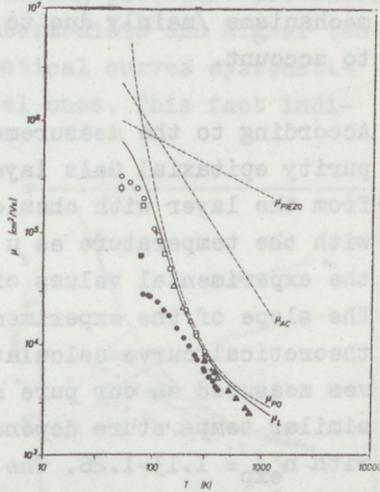
$$\mu_{PIEZO} = 6.96 \times 10^6 T^{-1/2}$$

where all mobilities are given in units of cm^2/Vs . The values of the $\chi /z/$ function $z = 420/T$ are those given in [17]. The calculated values of the lattice mobility at 300 and 77 K temperatures are 8580 and 308000 cm^2/Vs respectively. These results of our calculations are in good agreement with the results of recent theoretical calculations resulting in the values of 8920 and 296000 cm^2/Vs [11] and 9860 and 292000 cm^2/Vs [18] respectively. In [11] and [18] results are quoted only

for μ_L but explicit expressions for the different contributions to the lattice mobility are not given. Wolfe et al. [10] estimate a somewhat lower limit for the lattice mobility at 77 K /258000 cm²/Vs/. The results of our calculations are in good agreement with the highest measured values quoted in the Introduction.

Fig. 5

Theoretical lattice mobility of electrons in GaAs as compared to experimental mobilities. μ_{PO} , μ_{AC} and μ_{PIEZO} are mobilities due to polar optical phonon, acoustic phonon and piezoelectric scattering, μ_L is the lattice mobility. Experimental points Δ - [6], \square - [8], $+$ - [17], \circ - [19], \blacktriangle - [20], \bullet , \blacksquare - our own measurements.



In Fig. 5 the theoretical curves for μ_{PO} , μ_{AC} and μ_{PIEZO} and for the resulting μ_L are shown in function of the temperature in the temperature range of 50-1200 K. Below 50 K ionized impurity scattering dominates the mobility even in samples of the highest purity [10] and above 1200 K there are no mobility values reported. Inspecting the mobility curves it can be seen that around room temperature polar optical scattering dominates the mobility, but the contribution of acoustic phonon scattering is not negligible, either, and it increases with increasing temperature. At about 80-90 K temperature the three chief lattice scattering mechanisms contribute the same amount to the mobility, and below 77K the piezoelectric scattering becomes the dominant mobility limiting mechanism, and the effect of polar optical scattering is negligible. In Fig. 5 the highest reported experimental va-

values of the mobility in different temperature ranges are shown [6, 8, 17, 19, 20] too, which are in good agreement with the theoretical curve. In this figure a curve from among our measurements is shown too, illustrating that at higher temperatures $/T \geq 250 \text{ K}/$ in this sample too the lattice scattering is dominant, but at low temperatures other scattering mechanisms /mainly due to the impurities/ should be taken into account.

According to the measurements of Blood [21] performed on high purity epitaxial GaAs layers, after removing the substrate from the layer with chemical etching, the mobility varies with the temperature as $\mu \sim T^{-n}$ in the range of 300-500 K, and the experimental values of the exponent are $n = 1.24-1.26$. The slope of the experimental curves agreed with that of the theoretical curve calculated by Rode [11]. The mobility curves measured on our pure samples can be approximated with a similar temperature dependence in the range of 200-400 K, with $n_{\text{exp}} = 1.13-1.26$. The exponent calculated from our theoretical curve is $n_{\text{th}} = 1.17$ at 400 K, which is in good agreement with the experimental values, and with the results of Blood [21].

Analysing the experimental mobility curves in GaAs epitaxial layers, impurity scattering should be taken into account besides lattice scattering. If we suppose that besides lattice scattering only scattering by ionized impurities plays a role in determining the mobility, then we have $\mu^{-1} = \mu_{\text{L}}^{-1} + \mu_{\text{I}}^{-1}$ where the mobility due to the ionized impurity scattering is given by the Brooks-Herring formula

$$\mu_{\text{I}}^{-1} = \frac{2.10 \times 10^{18} T^{3/2}}{N_{\text{I}} [\ln(1+b) - b / (1+b)]}$$

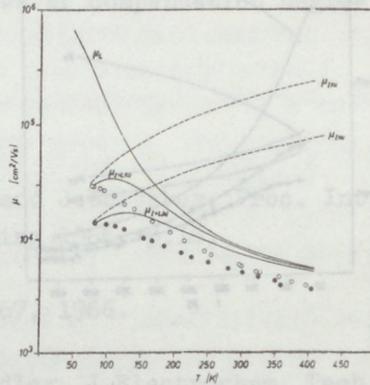
$$b = \frac{1.13 \times 10^{14} T^2}{n}$$

where n and N_{I} are the concentration of current carriers and

ionized impurities respectively. N_I was determined by fitting the theoretical expression for the mobility to the experimental values at the lowest temperatures /usually at 77 K/. This procedure resulted in greater values of N_I than n by a factor of about 3. Then the full curve was calculated using this value of N_I . Typical results of such fitting procedure are shown in Fig. 6. It can be seen that at intermediate and higher temperatures the fit is poor, the theoretical curves systematically run higher than the experimental ones. This fact indicates that other scattering mechanisms should be taken into account as well.

Fig. 6

Comparison of combined ionized impurity and lattice limited mobility to the experimental curves. μ_L and μ_I are the lattice and ionized impurity limited mobilities respectively, μ_{L+I} is the combined mobility. Experimental curves \circ - $2.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, \bullet - $2.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.



Parallel with impurity scattering scattering on space charge regions μ_{SC} was included into the analysis. This type of scattering may have a serious influence on the mobility of GaAs both in bulk crystals [22,23] and in epitaxial layers [24,25]. In this case the mobility is calculated as $\mu^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_I^{-1} + \mu_{SC}^{-1}$ where the mobility due to the space charge scattering according to Weisberg [22] is given as

$$\mu_{SC} = \frac{1.22 \times 10^{10}}{N_{SC} A} T^{-1/2}$$

where N_{SC} is the volume density of space charge regions, and

A is their scattering cross section. In this case the values of N_I and $N_{SC}A$ were treated as fitting parameters, and their values were determined by fitting the theoretical expression for the mobility to the experimental data using the least squares method. The sum $\sigma' = \sum_T [(\mu_{exp} - \mu_{th}) / \mu_{exp}]^2$ was minimized and thus it resulted in linear algebraic equations for N_I and $N_{SC}A$ /for details see [26] /.

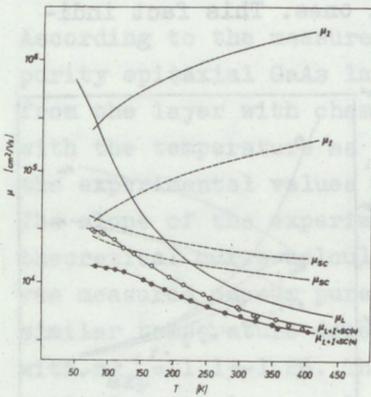


Fig. 7

Comparison of combined space charge, ionized impurity and lattice limited mobility to the experimental curves. Notations are similar to those in Fig. 6. Experimental curves are the same as in Fig. 6.

Solving the resulting equations for N_I and $N_{SC}A$ we got $N_I \approx n$ and $N_{SC}A = /3-7/x10^4 \text{ cm}^{-1}$; this latter value compares favourably with the existing literature data [23,24]. Typical results of this analysis are shown in Fig.7. It can be seen that the agreement of the theoretical curves with the experimental ones are very good. The root-mean-square deviation $\sigma = [\sigma' / (m-1)]^{1/2} / m$ is the number of experimental points/ for different samples was $\sigma = 0.02-0.07$, while neglecting space charge scattering /as in Fig. 6/ the same value was $\sigma = 0.2-0.4$.

From the results of the mobility analysis we can draw the following conclusions. The existing theory fits well the lattice mobility of GaAs in a very wide temperature range. On the other hand ionized impurity scattering alone is not suf-

ficient to interpret the dependence of the electron mobility on temperature and on carrier concentration as is clearly demonstrated in Fig. 6. The disagreement remains if the scattering factor r is taken into account too. On the other hand the inclusion of space charge scattering gives a good agreement of the theory with the experiment. It seems that more attention should be devoted to the study of this scattering mechanism because its occurrence seems to be general in compound semiconductors, mainly of type $A^{III}B^V$ and $A^{II}B^{VI}$ /see e.g. [22] /. The effect of this scattering mechanism should be taken into account in the analyses of compensation degree of GaAs crystals too.

R e f e r e n c e s

1. D.E.Bolger, J.Franks, J.Gordon and J.Whitaker, Proc. Int. Symp. on GaAs, Reading 1966, p.16.
2. D.V.Eddols, phys.stat.sol. 17, 67, 1966.
3. C.M.Wolfe, A.G.Foyt and W.T.Lindley, J.Electrochem. Tech. 6, 208, 1968.
4. M.Maruyama, S.Kikuchi and O.Mizumo, J.Electrochem.Soc. 116, 413, 1969.
5. C.M.Wolfe and G.E.Stillman, Proc.Int.Symp. on GaAs, Aachen 1970, p.3.
6. C.S.Kang and P.E.Greene, Appl.Phys.Lett. 11, 171, 1967.
7. J.C.Carballes, D.Diguet and J.Lebailly, Proc.Int.Symp. on GaAs, Dallas, 1968, p.28.
8. H.G.B.Hicks and D.F.Manley, Solid State Comm. 7, 1463, 1969.

9. H.Miki and M.Otsubo, Jap.J.Appl.Phys. 10, 509, 1971.
10. C.M.Wolfe, G.E.Stillman and W.T.Lindley, J.Appl.Phys. 41, 3088, 1970.
11. D.L.Rode, Phys.Rev. B 2, 1012, 1970.
12. B.Pödör and N.Nádor, Acta Phys.Hung. to be published.
13. H.Nelson, RCA Review 24, 603, 1963.
14. E.Andre and J.M.LeDuc, Mat.Res.Bull. 3, 1, 1968.
15. M.Rubinstein, J.Electrochem.Soc. 113, 752, 1966.
16. B.Pödör, Acta Phys.Hung. 27, 449, 1969.
17. A.Fortini, D.Diguet and J.Lugand, J.Appl.Phys. 41, 3121, 1970.
18. А.Ф.Кравченко, Б.В.Морозов, Э.М.Скок, ФТП 6, 2163, 1972.
19. G.E.Stillman, C.M.Wolfe and J.O.Dimmock, J.Phys.Chem.Sol. 31, 1199, 1970.
20. K.Akita, H.Iida, O.Ryuzan, Jap.J.Appl.Phys. 10, 392, 1971.
21. P.Blood, Phys.Rev. B6, 2257, 1972.
22. L.R.Weisberg, J.Appl.Phys. 33, 1817, 1962.
23. H.Ikoma, J.Phys.Soc.Jap. 25, 1069, 1968.
24. В.В.Батавин, В.М.Михаэлян, Т.В.Попова, В.Н.Федоренко, ФТП 6, 84, 1972.
25. Т.А.Александрова, В.А.Вилькоцкий, Б.В.Корнилов, Л.В.Марчуков, И.М.Скворцов, ФТП 6, 983, 1972.
26. B.Pödör and N.Nádor, to be published.

АНАЛИЗ ХОЛЛОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ И ПОДВИЖНОСТИ В GaP

К. ШМОДИ

GaP один из наиболее широко изучаемых представителей полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$. В последнее время характер изучения этого полупроводника полностью определяется потребностями, которые соответствуют использованию его в виде электролюминесцентных диодов. Таким образом, исследования сконцентрировались на проблемах, связанных с процессами в $p-n$ переходах, не смотря на то, что осталось немало вопросов и противоречий невыясненных в области свойств объемного материала.

Из не совсем ясных вопросов, в настоящей работе мы желаем заниматься только двумя. Энергия активации для многих примесей многими авторами изучена, однако для той же самой примеси разные авторы дают, в основном, разные зависимости энергии активации от концентрации этих примесей [1,6]. Так же до сих пор не достаточно изучена температурная зависимость подвижности носителей, в первую очередь дырок от температуры. Согласие расчетов и экспериментов особенно не убедительное при низких температурах, близких к температуре жидкого азота.

Чтобы выяснить возможные причины этих разногласий, рассмотрим анализ температурной зависимости постоянной холла и влияние сложной структуры валентной зоны GaP на подвижность дырок.

1. Анализ температурной зависимости концентрации носителей

В GaP энергия активации примесей /и акцепторов, и доноров/ достаточно большая для того, что нельзя считать все примеси ионизированными даже при реально больших температурах. Для отдельного определения концентрации доноров и акцепторов пользуются известной формулой, описывающей связь между концентрациями носителей / n или p /, доноров / N_D /, акцепторов / N_A / и энергией активации преобладающей примеси E_D или E_A . Для n типа полупроводника:

$$\frac{n (N_A + n)}{N_D - N_A - n} = \frac{1}{D} N_C \exp \left(- \frac{E_D}{kT} \right) \quad /I/$$

где N_C плотность состояний, D постоянная вырождения, k постоянная Больцмана и T абсолютная температура.

Экспериментальная зависимость концентрации носителей от температуры должна описываться формулой /I/, если параметры: N_A , N_D , E_D и эффективная масса / m^* / правильно заданы. Анализируя уравнение /I/ и сопоставляя экспериментальную кривую, параметры могут быть подобраны.

Однако, одновременный подбор 4-х свободных параметров оказывается весьма сложной задачей и поэтому предложены разные методы, из которых наиболее часто применяемым является метод, предложенный Хэтсоном [2] и метод наименьших квадратов, который в итерационной форме для вычислительной машины предложен Тоюма, Унно и Наито [3]. Нас интересует только первый из них.

Хэтсон предложил искать решение ур./I/ выделив m^* из N_C в виде:

$$\frac{n (N_A + n)}{(N_D - N_A - n) N'_C} = \frac{1}{D} \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E_D}{kT} \right) \quad /2/$$

где $N'_C = N_C / (m^*)^{3/2}$

Ур./2/ в системе координат $10^3/T$ и $n(N_A+n)/(N_D-N_A-n)N_C'$ должно дать прямую линию, наклон которой характеризует E_D , и сечение с осью $n(N_A+n)/(N_D-N_A-n)N_C'$ соответствует произведению $/m^*/3/2D^{-1}$. Для получения прямой линии необходимо подбирать только N_D и N_A . Получить соответствующую формуле /2/ прямую сравнительно легко.

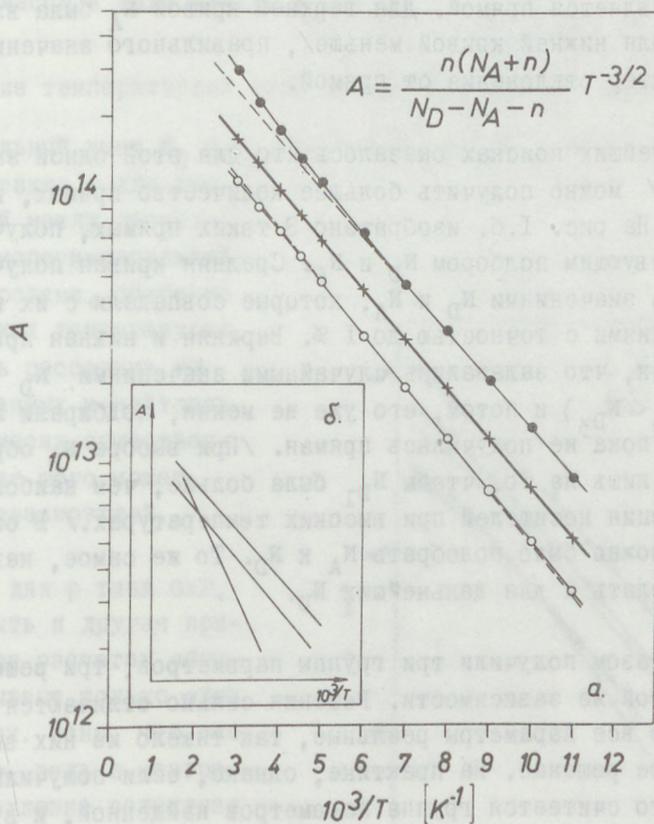


Рис. 1

а/ Три попытки получения прямой по методу Хьютсона. Средняя является прямой.

б/ Для одной рассчитанной зависимости n/T^{-1} получено 3 прямых.

Для проверки применимости метода к GaP, мы проделали такой поиск прямой для рассчитанной зависимости n от температуры. Исходная зависимость рассчитывалась по формуле /I/, заданными, реальными для GaP данными N_D , N_A , E_D и m^* . /Эта кривая изображена на рис. 2./

На рис. I.а. видно три кривые, три попытки получить прямую. Средняя является прямой. Для верхней кривой N_A была взята больше /для нижней кривой меньше/, правильного значения. Виден характер отклонения от прямой.

При дальнейших поисках оказалось, что для этой одной зависимости n/T^{-1} можно получить большее количество прямых, не только одну. На рис. I.б. изображено 3 таких прямых, полученных соответствующим подбором N_D и N_A . Средняя кривая получена задавшись значениями N_D и N_A , которые совпадали с их исходными значениями с точностью до 1%. Верхняя и нижняя прямые получены так, что задавались случайными значениями N_D ($N_{D1} < N_{D2} < N_{D3}$) и потом, его уже не меняя, подбирали N_A до тех пор, пока не получилась прямая. /При выборе N_D обратили внимание лишь на то, чтобы N_{D1} была больше, чем наибольшая концентрация носителей при высоких температурах./ В обоих случаях можно было подобрать N_A к N_D . То же самое, наверное, можно сделать и для дальнейших N_D .

Таким образом получили три группы параметров, три решения для одной и той же зависимости. Решения сильно отличаются друг от друга, но все параметры реальные, так тяжело из них выделить правильное решение. На практике, однако, если получили одну прямую, то считается группа параметров найденной, и в дальнейшем пользуются этими значениями. А эти, как видно было, могут оказаться ошибочными.

В дальнейшем на основании этих групп параметров рассчитали опять зависимость n от T . Оказалось, что значения n , с точностью до 4% совпадали с их оригинальными значениями! Это говорит о том, что не сам метод, предложенный Хьюсоном оши-

бочный, а уравнению /I/ может удовлетворять несколько систем этих 4-х параметров, в пределах разумной погрешности. /Подобное явление наблюдали и для итерационного метода, но погрешности были большие./

Неверно подобранные параметры N_D , N_A , E_D и m^* , таким образом, могут служить поводом грубых разногласий по определению эффективной массы и зависимости E_D от N_D .

2. Анализ температурной зависимости подвижности дырок

Неправильный учет N_D и N_A , не говоря об m^* , может служить поводом, также и для расхождений между расчетной и экспериментальной подвижностями, особенно при низких температурах, где роль рассеяния на ионизованных и нейтральных примесях существенна, более того может быть преобладающей.

Однако, для р типа GaP, может быть и другая причина. При расчетах обычно учитывают только один тип дырок. Ясно, что это не точно, ведь в центре зоны Бриллюэна валентная зона имеет не один, а три

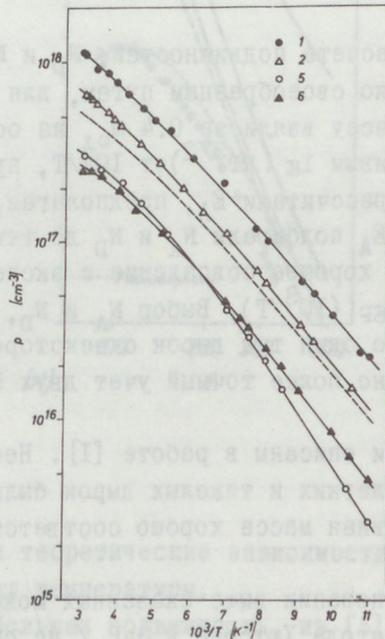


Рис. 2

Типичные зависимости концентрации носителей от температуры, для р-GaP(Zn). Пунктурная линия соответствует расчетной кривой $n(T)$, примененной для анализа в I. разделе.

максимума. Вклад третьего максимума, отделенного спин-орбитальным взаимодействием, ничтожно мал, и этим можно пренебречь. Учет двух вырожденных максимумов, т.е. двух сортов дыток, все же важен.

Первый, более полный анализ температурной зависимости подвижности дыток с учетом двух сортов дыток был проведен нами в [1]. На рис. 2. приведены полученные нами типичные зависимости концентрации дыток от обратной температуры. Измерения проводились на GaP, легированном Zn-ом и выращенном методом раствора в расплаве. На рис.3. приведены экспериментальные и расчетные данные зависимости подвижности дыток от T . Указаны теоретические кривые, рассчитанные с одно-дыточной моделью и с двумя сортами дыток. Видно, что последнее ближе к эксперименту. Расхождения частично могут быть отнесены, к неправильному учету фактора Холла, который везде был взят единицей.

Для расчета подвижностей, N_D и N_A находили по формуле /1/ несколько своеобразным путем, для одного типа дыток. Эффективную массу взяли за $0.4 m_0$, на основании литературных данных. По кривым $\lg (RT^{3/2})$ от $10^3/T$, при низких температурах, по наклону рассчитали E_A , предполагая, что $p \ll N_D$ и $p \ll N_A - N_D$. Имея m^* и E_A подбирали N_A и N_D до тех пор, пока не получили достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными по кривой $\lg p$ ($10^3/T$). Выбор N_A и N_D , конечно не точен, учитывает только один тип дыток с некоторой усредненной эффективной массой, но более точный учет двух сортов дыток сложен.

Детали описаны в работе [1]. Необходимые значения эффективных масс легких и тяжелых дыток были взяты из [4]. Усредненная эффективная масса хорошо соответствует значению $0.4 m_0$.

На основании выше сказанных можем заключить, что при применении метода Хьютсона к GaP / не считая затруднения, связанные со сложной зонной структурой / целесообразно подтвердить правильность полученной группы параметров привлекая какие-либо другие физические рассуждения или методы. С другой стороны, для ана-

лиза температурной зависимости подвижности дырок в р-GaP рекомендуется учитывать оба сорта дырок, ибо влияние легких дырок оказывается значительным.

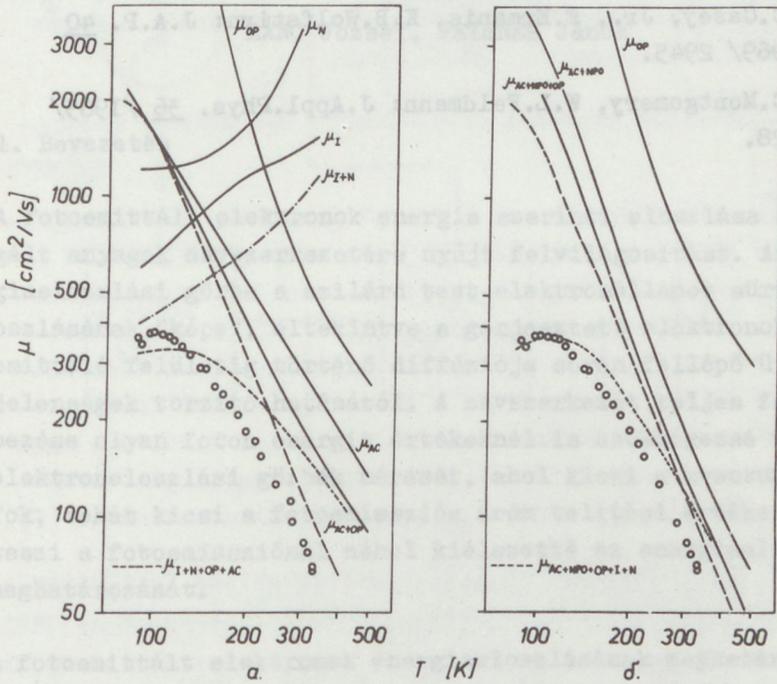


Рис. 3 - Экспериментальные и теоретические зависимости подвижности дырок от температуры.
 ————— Самая большая подвижность, из [5].
 - - - - - Суммарная расчетная подвижность, для образца № 5.

- а. Расчеты по однозонной модели.
- б. Расчеты с двумя сортами дырок.

Л и т е р а т у р а

1. К.Шомоди, Т.А.Полянская: в печати в ФТП
2. R.A.Hutson: Phys.Rev. 108 /1957/ 222.
3. М.Тоуама, К.Unno, М.Naito: Jap. J.A.P. 8 /1969/ 1118.
4. J.D.Wiley: Phys.Rev.B. 4 /1971/ 2485.
5. H.C.Casey, Jr., F.Ermanis, K.B.Wolfstirn: J.A.P. 40 /1969/ 2945.
6. H.C.Montgomery, W.L.Feldmann: J.Appl.Phys. 36 /1965/ 3228.

FOTOELEKTRONOK ENERGIAELOSZLÁSÁNAK KÖZVETLEN FELRAJZOLÁSA ANALÓG DIFFERENCIÁLÓ EGYSÉG SEGÍTSÉGÉVEL

LÁNC József, PEISNER János

1. Bevezetés

A fotoemittált elektronok energia szerinti eloszlása a vizsgált anyagok sávszerkezetére nyújt felvilágosítást. Az energiaeloszlási görbe a szilárd test elektronállapot sűrűség eloszlásának "képe", eltekintve a gerjesztett elektronoknak az emittáló felületig történő diffúziója során fellépő ütközési jelenségek torzító hatásától. A sávszerkezet teljes feltérképezése olyan foton energia értékeknél is szükségessé teszi az elektroneloszlási görbék mérését, ahol kicsi a kvantumhatások, tehát kicsi a fotoemissziós áram telítési értéke is. Ez teszi a fotoemisszióanalízist néhol kiélezetté az energiaeloszlás meghatározását.

A fotoemittált elektronok energiaeloszlásának meghatározására leginkább használatos eljárás során egy gömbalakú kollektor elektródával körülvelt emittáló felület fotoáram-kollektor feszültség karakterisztikáját veszik fel, a fotoáram megjelenésétől a telítési érték eléréséig. Ez az ún. késleltető-teres módszer. Az így felvett $I - V$ karakterisztika feszültség szerinti deriváltja, vagyis a kisjelű vezetés, a keresett energia szerinti eloszlással arányos.

Az emittált állandósult áram V kollektor feszültségénél:

$$I(V) = e \cdot \int_{-eV}^{\infty} N(E) dE \quad \dots (1)$$

ahol $N/E \cdot dE$ a minta által másodpercenként kibocsátott elektronok száma az E és $E+dE$ energiaszintek között. A tértöltés hatását elhanyagoltuk. A V feszültségbe beleértendő az emitter és kollektor közötti kontakt potenciál különbség is. A kisjelű vezetés, g , V_0 feszültségénél:

$$g(V_0) = \left. \frac{dI}{dV} \right|_{V_0} = e^2 N(-e V_0) \quad \dots (2)$$

tehát g a feszültség függvényében valóban arányos a fotoelektronok energiaeloszlási görbéjével.

Az áram feszültség szerinti deriválására két módszer használatos.

A váltakozó áramú módszernél a "ramp" generátor feszültségére kis szintű alacsony frekvenciájú jelet szuperponálnak. Az áram ac komponensét hangolt erősítőre vezetik, majd fázisérzékeny demodulátorral egyenirányítják. A kapott jel a deriválttal arányos [1], [4]. A módszer bonyolultabb változatában kettős modulációt alkalmaznak. A "ramp" generátor feszültségére szuperponált alacsony frekvenciájú jelen kívül egy magasabb frekvenciával modulálják az emittert megvilágító fényt is, szaggatással [3], vagy a polarizáció változtatásával [5].

Az egyenáramú módszernél az I/V karakterisztika feszültség szerinti deriválását idő szerinti deriválásra vezetik vissza:

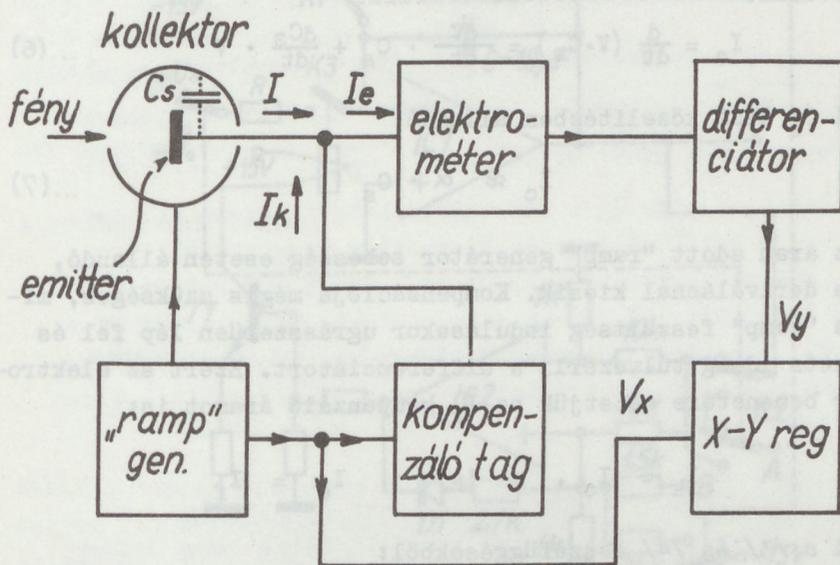
$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dt} \cdot \frac{dt}{dV} = \frac{dI}{dt} \cdot \frac{1}{\alpha} \quad \dots (3)$$

ahol α a "ramp" generátor állandó feszültség sebessége. Így a fotocső vezetése az áram idő szerinti deriváltjával arányos [2].

A dc módszeren alapuló mérési összeállításban az alacsonyfrekvenciás időállandókat igen gondosan kell megválasztani a fellépő torzítási hiba és a jel-zaj viszony figyelembevételével. Ugyanakkor jelentős előnye ennek a módszernek az ac módszerrel szemben, hogy sokkal egyszerűbb a mérőrendszer felépítése.

2. A mérési összeállítás

A mérési összeállítás blokkvázlata az 1. ábrán látható.



1. ábra

A "ramp" generátor jelét a kollektorra adjuk. A mintát nagy stabilitású fényforrással világítjuk meg. A kilépő fotoáramot elektrométerrel erősítjük, ennek kimenő jelét az idő szerint deriváljuk. A regisztráló X bemenete a "ramp" generátor feszültségét, Y bemenete a differenciátor kimeneti feszültségét kapja. A recorder Y kimenetének feszültsége:

$$V_y = \frac{dI_e}{dt} \cdot Z_e \cdot T_d \quad \dots (4)$$

ahol I_e az elektrométer bemeneti árama, Z_e az elektrométer transzfer impedanciája, T_d a differenciátor differenciálási időállandója.

A minta árama:

$$I = I_f + I_c \quad \dots (5)$$

ahol I_f a fotoáram, I_c a C_s szórt kapacitáson létrejövő kapacitív áram.

$$I_c = \frac{d}{dt} (V \cdot C_s) = \frac{dV}{dt} \cdot C_s + \frac{dC_s}{dt} \cdot V \quad \dots (6)$$

Mivel C_s első közelítésben állandó:

$$I_c \approx \alpha \cdot C_s \quad \dots (7)$$

Ez az áram adott "ramp" generátor sebesség esetén állandó, így a deriválásnál kiesik. Kompenzációja mégis szükséges, mivel a "ramp" feszültség indulásakor ugrásszerűen lép fel és jelentős ideig túlvezérli a differenciátort. Ezért az elektrométer bemenetére vezetjük az I_k kompenzáló áramot is:

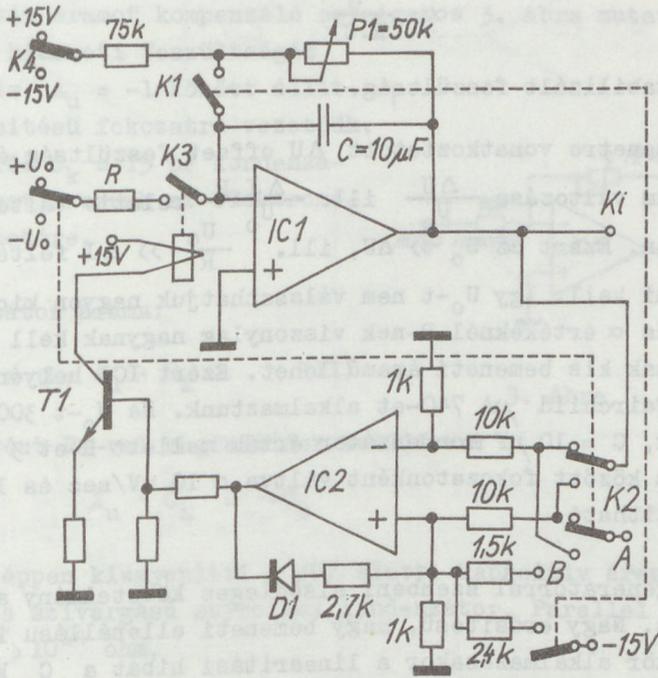
$$I_k = -I_c, \quad \text{így} \quad I_e = I_f$$

Ezzel a /3/ és /4/ összefüggésekből:

$$V_y = \frac{dI_f}{dV} \cdot \alpha \cdot Z_e \cdot T_d \quad \dots (8)$$

2.1 A "ramp" generátor

A "ramp" generátor fő részeinek kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. Az IC1 Miller - integrátor U_0 bemeneti feszültségét az IC2 komparátor kapcsolja a K3 Reed-relay-t vezérlő T1 tranzisztor segítségével. A komparátor egyik bemenete a ± 10 V között beállítható megállási feszültséghatárt, másik bemenete a "ramp" kimeneti feszültségét kapja. A K1 kapcsoló zárásakor a komparátor negatív kimenő feszültségű, így K3 nyitva van. Ekkor állíthatjuk be az indulási feszültségszintet ± 10 V között a K4 polaritás kapcsolóval és a P1 helipottal. K1-et nyitva az integrátor "tartó" állapotba kerül. A D1 diódával negatív komparátor kimeneti feszültségnél pozitív visszacsat-



2. ábra

tolást létesítünk. Emiatt a komparátort átbillenteni pozitív kimenő feszültségre /és így zárni K3-at/ csak a B pontra nyomógombbal adható kellő szintű pozitív feszültségimpulzussal lehet /K1 nyitott állapotában/. Ekkor a "ramp" kimenő feszültsége végigfut a beállított megállási feszültség szintig és ott az integrátor ismét tartó állapotba kerül. A K2 kapcsolóval válthatjuk a "ramp" futási irányát. A megállási feszültség szintet az A pontra kis impedanciáról kell adni, ezért a beállító helipot feszültségét elválasztó fokozaton keresztül vezetjük ide. A "ramp" kimeneti jele futás közben bármikor leállítható a B pontra adott negatív impulzussal.

A generátor sebessége /feltéve, hogy IC1 bemeneti ellenállása és erősítése nagy/:

$$\alpha = \frac{U_0}{R \cdot C} \quad \dots (9)$$

ahol U_0 stabilizált feszültség.

Az IC1 bemenetre vonatkoztatott ΔU offset feszültség és ΔI offset áram változása $\frac{\Delta U}{U_0}$ ill. $\frac{\Delta I \cdot R}{U_0}$ relativ változást okoz α -ban. Ezért az $U_0 \gg \Delta U$, ill. $\frac{U_0}{R} \gg \Delta I$ feltételt teljesíteni kell. Így U_0 -t nem választhatjuk nagyon kicsire. Továbbá kis α értékeknél R -nek viszonylag nagynak kell lenni, így IC1 csak kis bemeneti áramú lehet. Ezért IC1 helyén FET bemenetű Fairchild μA 740-et alkalmaztunk. Ha U_0 -t 300 mV-ra választjuk, $C = 10 \mu F$ kondenzátor érték mellett R -et 3 Mohm és 30 kohm között fokozatonként váltva α 10 mV/sec és 1 V/sec között állítható.

A "ramp" generátorral szembeni elsődleges követelmény a jó linearitás. Nagy erősítésű, nagy bemeneti ellenállású integrált áramkör alkalmazásakor a linearitási hibát a C kondenzátor saját időállandója határozza meg:

$$h_l = \frac{t_{\max}}{\tau_c} \quad \dots (10)$$

ahol h_l a relativ linearitási hiba, τ_c C időállandója, t_{\max} a fűrészjel maximális futási ideje. A kapcsolásban poliészter foliás kondenzátort használtunk. Ennek mért időállandója $3 \cdot 10^5$ sec volt. Így 10 V-os löket esetén, $\alpha = 10$ mV/sec-nál:

$$h_l \approx 0,33\%$$

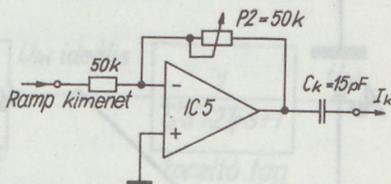
A komparátor fokozat Fairchild μA 741-es integrált áramkör. A kapcsolás stabilizált ± 15 V-os tápfeszültségről működik.

2.2 Kapacitív áram kompenzáció

A kapacitív áramot kompenzáló egységet a 3. ábra mutatja.

A "ramp" kimeneti feszültségét $A_u = 0$ és $A_u = -1$ között állítható erősítésű fokozatra vezetjük.

Kimenetéről $C_k = 15$ pF kondenzátorral csatlakozunk az elektrométer bemenetére.



A kondenzátor árama:

$$I_k = \alpha \cdot A_u \cdot C_k \quad \dots (11)$$

3. ábra

Az erősítést P2-vel megfelelően beállítva:

$$A_u \cdot C_k = -C_s \quad \dots (12)$$

Ekkor I_k éppen kiegyenlíti a // alatti kapacitív áramot. C_k nagyon kis szivárgású styroflex kondenzátor. Parallell ellenállása $R_p > 10^{14}$ ohm.

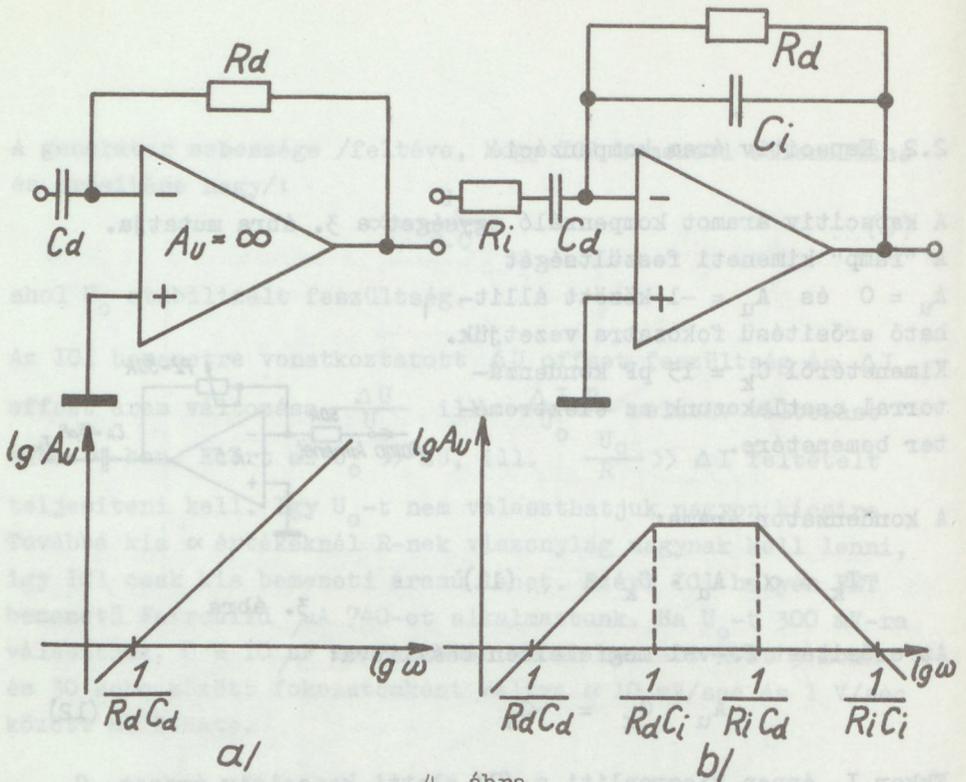
2.3 A differenciátor

Egy műveleti erősítővel kialakított ideális differenciátor kapcsolása és átviteli karakterisztikája a 4.a/ ábrán látható. Átviteli függvénye:

$$\frac{U_{ki}(s)}{U_{be}(s)} = -T_d \cdot s \quad \dots (13)$$

ahol $T_d = R_d \cdot C_d$ a differenciálási időállandó.

Ez a kapcsolás nem valósítható meg. Egyrészt a műveleti erősítő véges határfrekvenciája instabilitást eredményez nagyobb frekvenciákon, másrészt a magas frekvenciájú zajokat kiemelve nagyon rossz jel-zaj viszonyt ad. Differenciálni csak a lényeges jelfrekvenciákig célszerű, e fölött az erősítést korlátozni, ill. vágni kell a frekvencia függvényében.



4. ábra

A szokásos gyakorlati kapcsolás és frekvenciamenete a 4.b/ ábrán látható. Az átviteli karakterisztika $\frac{1}{T_1} = \frac{1}{R_d \cdot C_i}$ frekvenciánál visszatörik, $\frac{1}{T_2} = \frac{1}{R_i \cdot C_d}$ frekvencia felett pedig integráló jellegű.

A jel-zaj viszony és a differenciálási sávszélesség szempontjából legkedvezőbb, ha $T_1 = T_2$ [2]. Ekkor:

$$T_f = \sqrt{T_d \cdot T_i} \quad \dots (14)$$

ahol $T_f = R_d \cdot C_i = R_i \cdot C_d$ a filter időállandó

$T_d = R_d \cdot C_d$ a differenciálási időállandó

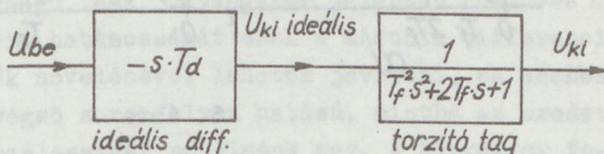
$T_i = R_i \cdot C_i$ az integrálási időállandó

A fokozat átviteli függvénye:

$$\frac{U_{ki}(s)}{U_{be}(s)} = \frac{-T_d \cdot s}{T_f^2 \cdot s^2 + 2T_f \cdot s + 1} \quad \dots (15)$$

A fenti átviteli függvény alapján a gyakorlati differenciátort két fiktív tagra bonthatjuk az 5. ábra szerint. Az első egy

ideális differen-
ciátor, melynek
kimeneti jele a
helyes eloszlási
görbe lenne. A má-
sodik tag ezt a
függvényt eltor-
zítja. A torzító
hatás vizsgálata
nem történhet



5. ábra

konkrétan, hiszen

az ideális kimeneti jelet általában nem ismerjük pontosan. Ezért a torzító tag hatására néhány feltételezett jellegzetes bemeneti jelre adott válaszfüggvényéből következtetünk.

U_0 nagyságú ugrásra:

$$U_{ki}(s) = \frac{U_0}{s} \cdot \frac{1}{T_f^2 \cdot s^2 + 2T_f \cdot s + 1} \quad \dots (16)$$

Ezt visszatranszformálva:

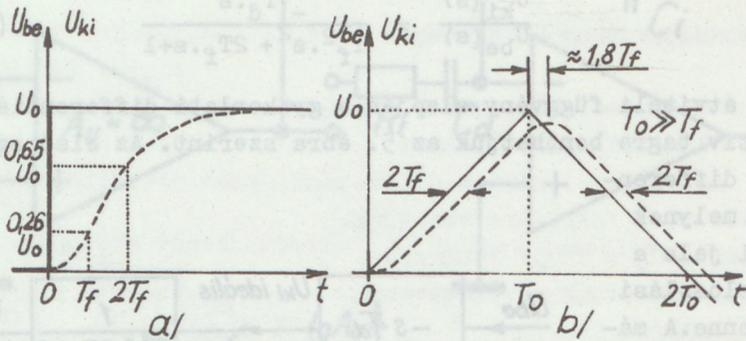
$$U_{ki}(t) = \frac{U_0}{T_f^2} \cdot \int t \cdot e^{-\frac{t}{T_f}} dt$$

$$U_{ki}(t) = U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_f}} - \frac{t}{T_f} \cdot e^{-\frac{t}{T_f}} \right), t \geq 0 \quad \dots (17)$$

A válaszfüggvény a 6.a/ ábrán látható.

Érdekes számunkra a 6.b/ ábrán folytonos vonallal rajzolt vezérlésre adott kimenő jel. Ennek Laplace-transzformáltja:

$$U_{be}(s) = \frac{U_0}{T_0} \cdot \frac{1}{s^2} - \frac{2U_0}{T_0} \cdot \frac{1}{s^2} \cdot e^{-sT_0} \quad \dots (18)$$



6. ábra

A kimeneti jel időfüggvénye, érvényesítve a kezdeti feltételeket:

$$U_{ki}(t) = 1(t) \cdot \frac{U_o}{T_o \cdot T_f^2} \cdot \iint t \cdot e^{-\frac{t}{T_f}} dt dt - 1(t - T_o) \cdot \frac{2U_o}{T_o \cdot T_f^2} \cdot \iint (t - T_o) \cdot e^{-\frac{t - T_o}{T_f}} dt dt$$

$$U_{ki}(t) = 1(t) \cdot (t - 2T_f + t \cdot e^{-\frac{t}{T_f}} + 2T_f \cdot e^{-\frac{t}{T_f}}) - 1(t - T_o) \cdot \frac{2U_o}{T_o} \cdot$$

$$\cdot \left[(t - T_o) - 2T_f + (t - T_o) \cdot e^{-\frac{t - T_o}{T_f}} + 2T_f \cdot e^{-\frac{t - T_o}{T_f}} \right] \quad \dots (19)$$

ahol $1/t - T_o/$ a T_o helyen fellépő egységugrás

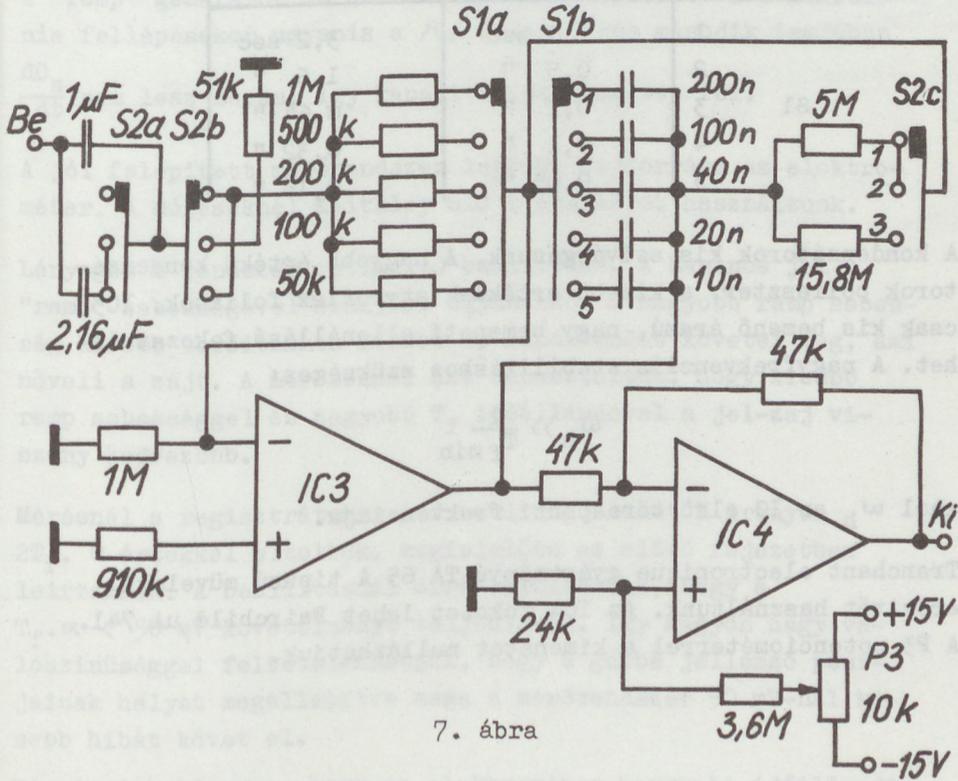
7 Az $e^{-\frac{t}{T_f}}$ ill. $e^{-\frac{t - T_o}{T_f}}$ szorzóval csillapodó tagok a tranziensek. A kimeneti jelet a 6.b/ ábrán szaggatott vonallal rajzoltuk meg. Lényeges következtetés a kapott eredményből, hogy a T_f -nél sokkal hosszabb idejű állandó meredekségű szakaszok a torzító tagon $2T_f$ időbeli eltolódással jutnak át. Számítható a csúcspont eltolódása is: $\approx 1,8 T_f$.

A [2] irodalomban a differenciátor időtartománybeli analizise alapján korrekciós tagot alkalmaznak. Az időtartománybeli egyenlet a mi jelöléseinkkel:

$$-T_d \cdot \frac{dU_{be}(t)}{dt} = T_f^2 \cdot \frac{d^2 U_{ki}(t)}{dt^2} + 2T_f \cdot \frac{dU_{ki}(t)}{dt} + U_{ki}(t) \quad \dots (20)$$

Az U_{ki}/t / második deriváltját tartalmazó tagot elhanyagolva, a hibát U_{ki} deriváltja okozza. Ha U_{ki} -t ismét deriváljuk, és ezt a jelet megfelelő előjellel, megfelelő szinten U_{ki} -hez adjuk, a hiba korrigálható. Ehhez még egy differenciáló tag és egy összegző fokozat szükséges.

A második deriváltat képző tag azonos felépítésű volt, mint az eredeti. Így viszont a korrekció nem ad jelentős javulást. Pl. a 6.a/ ábra ugrásfüggvényre adott kimeneti jele kb. 2-szeres kezdeti meredekségű lesz, ugyanakkor jelentős túllövés keletkezik. A korrekció hatásosságát csak a második differenciátor sávszélességének növelésével lehetne javítani, ez azonban emeli a zajt, így végső soron olyan hatású, mintha az eredeti differenciátor sávszélességét növelnénk meg. A korrektor fokozat megszünteti az állandó meredekségű szakasz $2T_f$ eltolódását, ezt viszont a regisztrátumon az X irányú feszültség lépték $2T_f \cdot \alpha$ eltolásával egyszerűen meg lehet tenni.



7. ábra

A mérés során mi egyszerű differenciátor fokozatot használtunk. A kapcsolás a 7. ábrán látható. Az IC3 műveleti erősítő a differenciátor fokozat, IC4 csak a kimenő jel helyes fázisát biztosító -1-szeres erősítő. A T_d időállandót két fokozatban 5 sec, ill. 50 sec értékre állíthatjuk az S2 kapcsolóval. Középső állásában a differenciátor bemeneti jelét lekapszoljuk. A bemeneti differenciáló kondenzátor ilyenkor 51 kohm ellenálláson keresztül a földre kapcsolódik, hogy az esetleges bemeneti egyenfeszültségre feltöltődjön, és ne a bekapszoláskor lépjen fel hosszú idejű tranzienst. A T_f filter időállandó 5 fokozatban váltható S1-gyel. A beállítható filter időállandók

		S2	
		$T_d = 5 \text{ sec}$	$T_d = 50 \text{ sec}$
S1	1	1 sec	3,2 sec
	2	0,5 "	1,6 "
	3	0,2 "	0,64 "
	4	0,1 "	0,32 "
	5	0,05 "	0,16 "

A kondenzátorok kis szivárgásúak. A nagyobb értékű kondenzátorok polieszter, a kisebb értékűek styroflex foliások. IC3 csak kis bemenő áramú, nagy bemeneti ellenállású fokozat lehet. A nagyfrekvenciás stabilitáshoz szükséges:

$$\omega_h \gg \frac{1}{T_f \min}$$

ahol ω_h az IC első törésponti frekvenciája.

Tranchant electronique gyártmányú TA 65 A típusú műveleti erősítőt használtunk. Az IC4 fokozat lehet Fairchild μA 741. A P3 potenciométerrel a kimenetet nullázhatjuk.

3. Jel-zaj viszony

A rendszer zaját érzékeny mérésekhez $/10^{-12}$ A telítési áram/minimálisra kell csökkenteni.

A Miller-integrátoros "ramp" generátor és a differenciátor elhanyagolható szintű zajt visz a mérésbe.

A minta megvilágítására nagyon stabil fényforrást kell használni.

Rendkívül fontos a rendszer stabil mechanikai felépítése és jó árnyékolása a kapacitív uton fellépő zavarok elkerülésére. Nemcsak a mintát és az árnyékolását kell jól rögzíteni, hanem a "ramp" generátor és az elektrométer vezetékét is. Mikrofónia fellépésekor ugyanis a /6/ összefüggés második tagjában

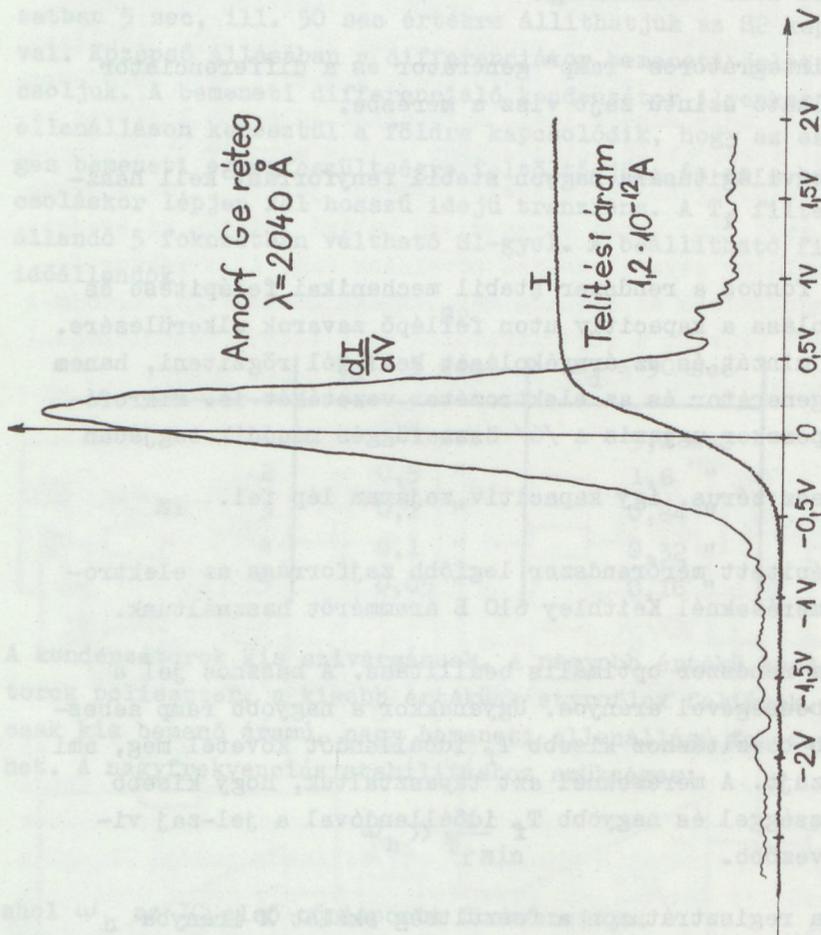
$\frac{dC}{dt}$ nem lesz zérus, így kapacitív zajáram lép fel.

A jól felépített mérőrendszer legfőbb zajforrása az elektrométer. A méréseknél Keithley 610 B árammérőt használtunk.

Lényeges a rendszer optimális beállítása. A hasznos jel a "ramp" sebességével arányos. Ugyanakkor a nagyobb ramp sebesség kisebb torzításhoz kisebb T_F időállandót követel meg, ami növeli a zajt. A méréseknél azt tapasztaltuk, hogy kisebb ramp sebességgel és nagyobb T_F időállandóval a jel-zaj viszony kedvezőbb.

Mérésnél a regisztrátumon a feszültség skálát X irányba $2T_F \cdot \alpha$ értékkel eltoltuk, megfelelően az előző fejezetben leírtaknak. A beállításnál arra törekedtünk, hogy a $T_F \cdot \alpha < 50$ mV követelményt teljesítsük. Így nagyon nagy valószínűséggel feltételezhetjük, hogy a görbe jellemző pontjainak helyét megállapítva maga a mérőrendszer 50 mV-nál kisebb hibát követ el.

Vigyázni kell arra, hogy az elektrométer bemeneti időállandója $R_{be} \cdot C_{be}$ ne legyen összemérhető T_F -fel.



8. ábra

A C_{be} kapacitás tartalmazza a minta, a vezeték, az árammérő kapacitását és a C_k kompenzáló kondenzátort. Ezért R_{be} csak bizonyos határig növelhető /kb. 10^{10} ohm/. További érzékenység növelést nagyobb feszültségérzékenységgel lehet elérni. Erre azért is szükség van, mivel az árammérő bemenetén eső feszültség hibaként jelentkezik a regisztrátumon.

Megemlítjük, hogy ha az eloszlási görbe a csúcs körül szimmetrikus, akkor a maximum helye igen pontosan megállapítható. Ilyenkor a regisztrálást mindkét irányba elvégezve a kapott csúcsok helyének középértéke nagy pontossággal adja a valódi értéket.

Egy amorf germánium rétegről készült regisztrátum a 8. ábrán látható. A megvilágító fény hullámhossza: $\lambda = 2040 \text{ \AA}$. A telítési áram értéke $1,2 \cdot 10^{-12}$ A volt. A regisztrátumot $\alpha = 10 \text{ mV/sec}$, $T_d = 50 \text{ sec}$, $T_f = 3,2 \text{ sec}$ beállításnál vettük fel. A jel-zaj viszony jobb, mint 30 dB.

A jel-zaj viszonyban további javulást remélhetünk kisebb zajú árammérő alkalmazásával. Itt elsősorban jó minőségű rezgőkondenzátoros típus jöhet szóba.



I r o d a l o m

- [1] W.E.Spicer, C.N.Berglund: Measurement of Photoemitted Electron Energy Distributions by an ac Method.
The Rev. of Sci. Instruments 1964. dec. 1665. old.
- [2] K.A.Kress, G.J.Lapeyre: Operational Amplifier Differentiator for Photoemission Studies: Origin and Control for Errors.
The Rev. of Sci. Instruments 1969. jan. 74. old.
- [3] R.Nathan, C.H.B.Mee: Ac Method for the Determination of Photoelectron Energy Distributions.
The Rev. of Sci. Instruments 1967. dec. 1783. old.
- [4] R.C.Eden: Techniques for the Measurement of Photoemission Energy Distribution Curves by the ac Method.
The Rev. of Sci. Instruments 1970. febr. 252. old.
- [5] R.E.Palmer: An Improved Method for Measuring Photoemission Electron Energy Distribution Curves.
The Rev. of Sci. Instruments 1971. okt. 1450. old.



