



**Az elektronika
újabb eredményei**

MŰSZAKI TUDOMÁNYOK

MOJZES IMRE—PÖDÖR BÁLINT

**ÚJ ANYAGOK
ÉS ÚJ SZERKEZETEK
A MIKROHULLÁMÚ
FÉLVEZETŐ
ESZKÖZÖKBEN**

AKADÉMIAI KIADÓ · BUDAPEST

MŰSZAKI TUDOMÁNYOK
AZ ELEKTRONIKA ÚJABB EREDMÉNYEI

24578

ÚJ ANYAGOK
ÉS ÚJ SZERKEZETEK
A MIKROHULLÁMŰ
FÉLVEZETŐ
ESZKÖZÖK BEN

szerkesztő: PAP LÁSZLÓ
tagjai: CSIRI SÁNDOR
CSURGYAI ÁRPÁD
GYULAI JÓZSEF
SOMLÓ JÁNOS
TÓTH L. IV. GYULA
TUSCHÁK ROBERT



HTK



AKADÉMIAI KIADÓ

10000 ✓
**MŰSZAKI TUDOMÁNYOK
AZ ELEKTRONIKA ÚJABB EREDMÉNYEI**

11. kötet

**Szerkeszti
PAP LÁSZLÓ**

A szerkesztőbizottság

elnöke: GÉHER KÁROLY

titkára: PAP LÁSZLÓ

tagjai: CSIBI SÁNDOR

CSURGAY ÁRPÁD

GYULAI JÓZSEF

SOMLÓ JÁNOS

TÓFALVI GYULA

TUSCHÁK RÓBERT



AKADÉMIAI KIADÓ · BUDAPEST

MOJZES IMRE—PÖDÖR BÁLINT

24578

ÚJ ANYAGOK ÉS ÚJ SZERKEZETEK A MIKROHULLÁMÚ FÉLVEZETŐ ESZKÖZÖKBEN

MTAK



0 000008 50600 9



AKADÉMIAI KIADÓ · BUDAPEST

508555

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖNYVTÁRA

titkára: FAP LÁSZLÓ
tagjai: CSIBI SÁNDOR
CSÜRGAY ÁRPÁD
GYULAI JÓZSEF
SOMLÓ JÁNOS
TÓFALVI GYULA
TUSCHÁK ROBERT

ISBN 963 05 6439 4

Kiadja az Akadémiai Kiadó
1117 Budapest, Prielle Kornélia u. 19-35.
Első magyar nyelvű kiadás: 1993

© Mojzes Imre és Pödör Bálint, 1993

Minden jog fenntartva, beleértve a sokszorosítás, a nyilvános előadás, a rádió-
és televízióadás, valamint a fordítás jogát, az egyes fejezeteket illetően is.

Printed in Hungary

M. TUD. AKADEMIA KÖNYVTÁRA

Könyvtár 7595/1993 sz.

TARTALOM

Előszó	9
1. Bevezetés	13
1.1. A mikrohullámú félvezető eszközök fejlődése	13
1.2. Rövid történeti áttekintés a III-V típusú vegyület-félvezetőkről.....	21
2. Új félvezető anyagok és szerkezetek	30
2.1. A III-V típusú vegyület-félvezetők általános tulajdonságai.....	31
2.2. Terner és kvaterner III-V félvezetők	46
2.3. Töltéshordozó-transzport, kis elektromos terek	52
2.4. Transzport nagy elektromos terekben	65
2.5. Egyes fontosabb III-V anyagok tulajdonságai	78
2.5.1. Indium-foszfid (InP)	78
2.5.2. Gallium-antimonid (GaSb)	86
2.5.3. Alumínium-gallium-arzenid ($\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$)	88
2.5.4. Indium-gallium-arzenid ($\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$) és indium-gallium-arzenid-foszfid (InGaAsP) rendszer	91
2.5.5. Indium-gallium-foszfid ($\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}$).....	97
2.5.6. Alumínium-indium-arzenid ($\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$).....	98
2.5.7. Széles tiltott sávú anyagok	99
3. Új fizikai elvek és új eszközszerkezetek a mikrohullámú félvezető-technikában	102
3.1. Anyagjellemzők és eszközparaméterek kapcsolata	102
3.2. Futási időn alapuló eszközök határfrekvenciájának kapcsolata az anyagjellemzőkkel	107

3.3.	Ballisztikus transzport félvezető eszközökben	119
3.4.	Rezonáns alagúthatás kvantumgödörben, két potenciál- gátás dióda	124
3.5.	Gunn-jelenség vegyület-félvezetőkben, Gunn-eszközök .	132
3.6.	IMPATT és rokon eszközök	140
3.7.	Rövid mikrohullámú impulzusok előállítása optikai mód- szerekkel	144
4.	Heteroszerkezetek mikrohullámú félvezető eszközökben	152
4.1.	Heteroszerkezetek általános jellemzése	152
4.2.	Kétdimenziós elektrongáz tulajdonságai heteroátmen- tekben	161
4.3.	Heteroátmenetes térvezérlésű tranzisztorok, nagy elekt- ronmozgékonyosságú tranzisztor (HEMT/MODFET)	172
4.4.	Heteroátmenetes bipoláris tranzisztorok	190
4.5.	Néhány különleges heteroátmenetes tranzisztor	197
4.5.1.	Forróelektron-tranzisztor	197
4.5.2.	Áteresztő bázisú tranzisztor	200
4.5.3.	Szigetelt vezérlőelektródájú térvezérlésű heterotranzisz- tor	201
4.5.4.	Félvezető-szigetelő-félvezető térvezérlésű tranzisztor ...	202
4.5.5.	Vertikális elrendezésű tranzisztor	205
4.5.6.	Rezonáns alagúthatású tranzisztor	206
5.	Néhány technológiai művelet	209
5.1.	Epitaxiás rétegnövesztési módszerek	210
5.1.1.	Molekulasugaras epitaxia	212
5.1.2.	Fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás	214
5.1.3.	Kémiai sugaras epitaxia	217
5.1.4.	III-V típusú félvezetők növesztése szilícium hordozóra .	219
5.1.5.	GaAs és más III-V típusú félvezetők növesztése szigetelő- kristályokra	225
5.2.	Korszerű rétegadalékolási módszerek	228
5.2.1.	Neutrontranszmutációs adalékolás	228
5.2.2.	Ionimplantálás GaAlAs/GaAs heteroszerkezetbe	231
5.2.3.	Ionimplantálás InP rétegszerkezetbe	234
5.3.	Litográfiai műveletek	235
5.3.1.	Elektronlitográfia	236

5.3.2. Röntgenlitográfia	238
5.3.3. Ionlitográfia	242
5.4. Szigetelőrétegek III-V típusú vegyület-félvezetőkön	243
5.4.1. III-V típusú félvezető-fluorid rendszer	244
5.4.2. InP MIS rendszer	246
5.4.3. InGaAs MIS rendszer és alkalmazása	249
5.5. Nagy hőmérséklet-stabilitású kontaktusok	251
6. Összefoglalás és kitekintés	257
7. Függelék	259
7.1. Jelölések	259
7.2. Angol/amerikai betűszavak	262
8. Irodalom	268

növekedést, örülünk, hogy az egész is fejlődik. A fejlődési mind új anyagok létrehozása, mind új feladatok felismerése foglalkoztat. A fejlődés új felhasználói igények kielégítése. A fejlődési folyamat tehát az a jelenség, hogy egyre szélesebb területen jön létre kapcsolat a mikroelektronika közvetítésével. Egyre többféle anyag kerül alkalmazásra, egyre összetettebb jelenségek csoportjait vizsgálja meg az eszközök funkcióit.

Könyvünkben kísérletet teszünk annak a szerteágazó területnek a mikrohullámú alkalmazhatóság szerinti áttekintésére. Egyrészt tárgyaljuk az új eszközöket, az azok megvalósítását, lehetséges új félvezető anyagokat és szerkezeteket, valamint a már megvalósított és a megvalósítás közeledőben álló új eszközöket. Többszöri szerzők miatt az a „jágyományszerű eszközökre” nem térünk ki, mert a hazai olvasó — itt elsősorban a villamosmérnökökre, fizikusokra, vegyészekre és a megfelelő érdeklődésű egyetemi hallgatókra gondolunk — egy sor könyv között válogathat, megszerelve a könyv olvasásához szükséges előismereteket is. A könyv anyagát, mint ahogy ezt a szerkesztő bibliográfia is demonstrálja, alapvetően a legutóbbi évek szakirodalmi publikációit, elsősorban az úgynevezett primer folyóirat- és konferenciairodalmat alapul vettük. Azonban a

A könyv hat fejezetre áll. Az 1. fejezet rövid áttekintést nyújt a mikrohullámú félvezető eszközök, illetve az ezek legfontosabb félvezető anyagai, a III-V típusú félvezetők történeti fejlődéséről. A 2. fejezet részletesen ismerteti a III-V típusú félvezetőknek a gyors-

ELŐSZÓ

Ma már közhelynek hangzik a mikroelektronika gyors fejlődéséről beszélni. Mi, akik e terület valamely szegmensén dolgozunk, és folyamatosan tapasztaljuk saját szakterületünkön az erős, szüntelen növekedést, örülünk, hogy az egész is fejlődik. A fejlődést mind új anyagok létrehozása, mind új fizikai elvek felismerése segíti, lehetővé téve új felhasználói igények kielégítését. A fejlődési folyamat tehát itt is azt jelenti, hogy egyre szélesebb területen jön létre kapcsolat a mikroelektronika közvetítésével. Egyre többféle anyag kerül alkalmazásra, egyre összetettebb jelenségcsoport valósítja meg az eszközök funkcióit.

Könyvünkben kísérletet teszünk ennek a szerteágazó területnek a mikrohullámú alkalmazhatóság szerinti áttekintésére. Egyaránt tárgyaljuk az új eszközelveket, az azok megvalósítását lehetővé tevő új félvezető anyagokat és szerkezeteket, valamint a már megvalósított és a megvalósítás közszében álló új eszközöket. Terjedelmi korlátok miatt itt a „hagyományos eszközökre” nem térünk ki, mert a hazai olvasó — itt elsősorban a villamosmérnökökre, fizikusokra, vegyészekre és a megfelelő érdeklődésű egyetemi hallgatókra gondolunk — egy sor könyv között válogathat, megszerezve e könyv olvasásához szükséges előismereteket is. A könyv anyagát, mint ahogy ezt a részletes bibliográfia is demonstrálja, alapvetően a legutóbbi évek szakirodalmi publikációi, elsősorban az úgynevezett primer folyóirat- és konferenciailrodalom alapján állítottuk össze.

A könyv hat fejezetből áll. Az 1. fejezet rövid áttekintést nyújt a mikrohullámú félvezető eszközök, illetve az ezek legfontosabb félvezető anyagai, a III-V típusú félvezetők történeti fejlődéséről. A 2. fejezet részletesen ismerteti a III-V típusú félvezetőknek a gyors-

működésű és mikrohullámú eszközök szempontjából fontos fizikai, elektromos stb. tulajdonságait. A 3. fejezet a mikrohullámú eszközök területén az utóbbi években felmerült fontosabb új eszközelveket ismerteti. A 4. fejezet témáját a heteroszerkezetes tranzisztorok alkotják, elsősorban a heteroátmenetes térvezérlésű tranzisztor és a heteroátmentes bipoláris tranzisztor. Az 5. fejezetben a könyvben ismertetett és leírt eszközök előállításához szükséges fontosabb új technológiai eljárások kerülnek röviden ismertetésre. Végül a 6. fejezetben az első öt fejezetben leírtak általánosított összefoglalása található meg. A könyvet igen részletes irodalomjegyzék és függelékek egészítik ki.

Természeteszerű, hogy a könyv anyaga mélyen gyökerezik a Magyar Tudományos Akadémia Műszaki Fizikai Kutató Intézetében közel két évtizede folyó, a III-V típusú félvezetőkkel és azok elektronikai alkalmazásával foglalkozó kutatómunkában. Ezen háttér nélkül e könyv nem is jöhetett volna létre.

A szerzők köszönetet mondanak minden munkatársuknak, de különösen Ádámné Farkas Zsuzsának, Gombos Gábornak, Horváth Zsoltnek, dr. Mészáros Istvánnak, Pécz Bélának, Riesz Ferencnek és dr. Tichy-Rács Ádámnak a könyv anyagával, a kézirat egyes részeivel kapcsolatos diszkuszióikért és kritikai észrevételeikért, dr. Nagy Andrásnak a kézirat első változatának átolvasásáért és kritikájáért, dr. Kovács Balázsnak és dr. Veresegyházy Róbertnek a számítógépes szövegszerkesztők használatában nyújtott tanácsaikért és támogatásukért, Tüttőné Szabó Évának az ábrák elkészítésében nyújtott segítségéért és végül Hertendi Eszternek és Kovácsné Pap Erikának a kézirat egyes részeinek szövegszerkesztőn való legépeléséért.

Külön említjük két kedves, időközben tragikus hirtelenséggel elhunyt kollégánk, Dr. Pataki György és Dr. Lendvay Ödön nevét. Pataki György volt a Magyar Tudományos Akadémia Műszaki Fizikai Kutató Intézetében a félvezetők nagyterű jelenségei, a Gunn-jelenség, valamint a gallium-arszenid alapú mikrohullámú eszközök kutatásának egyik kezdeményezője és első lépéseinek megtevője. Lendvay Ödön szerepe pedig meghatározó volt az Intézetben folyó GaAs és a többi rokon, III-V típusú félvezető egykristályai elő-

állítási technikáinak kifejlesztése, valamint ezen anyagok alapvető tulajdonságai kutatása terén.

Végül köszönetet szeretnénk mondani a könyv kézírata lektorainak, Dr. Berceli Tibornak és Dr. Tarnay Kálmánnak a kézirat gondos áttanulmányozásáért és értékes kritikai észrevételeikért, melyek nagyban hozzájárultak a végleges szöveg kialakításához.

A szerzők

1.1. A mikrohullámú félvezető eszközök fejlődése

A bipoláris tranzistor 1948. évi felfedezése óta a félvezető eszközök területén egy, a tudomány és technológia addigi történetében szinte hallatlan fejlődés ment végbe, illetve megy végbe ma is. Sokan sokféle szempontok alapján elemezték, és írták le a folyamatos fejlődés jellemzőit, fizikai, anyagtudományi, technológiai stb. gyökereit, illetve mozgatórugóit, mely — úgy látszik — a mai ipari vagy még inkább az ún. posztindustriális gazdaság és társadalom egyik alapvető befolyásolója vált.

Alig néhány évvel a bipoláris tranzistor felfedezése után jelent meg Shockley közleménye a félvezetőkben lehetőséget, negatív ellenállást eredményező hatásokról, mely a félvezető eszközök nagyfrekvenciás, majd mikrohullámú alkalmazási technikája területén egy igen fontos előhírnöknek bizonyult (Shockley, 1954). Ebben a közleményben javasolta a váltakozó áramok terjedéséről jól ismert fázisi idő elvnek a félvezető eszközökben való alkalmazását azon célból, hogy a (bipoláris) tranzistorok természetükben rejlő működési frekvenciahatárán túl leghatékonyabban lépjenek működésbe. Ugyanilyen közleményben merült fel először az a gondolat, hogy negatív ellenállású áramfeszültség karakterisztika realizálható erős elektronikus áramokban a töltéshordozók és az optikai fotonok rugalmasan kölcsönhatás révén. E gondolatot vitte tovább Kroemer (1963) a „negatív effektív tömeg” elvén működő erősítő (lényegében negatív ellenállású eszköz) fogalmának kialakításával. Erősebb elgondolás szerint egy töltési félvezetőben létrehozható negatív ellenállás, ha elegendően nagy számú elektron megy át az erősítő-szervezetek feltehetően negatív effektív tömeggel jellemezhető tartományába. Bár ezt az elvet a gyakorlatba így nem sikerült átültetni, egyéb zavaró fizikai mecha-

1. BEVEZETÉS

1.1. A mikrohullámú félvezető eszközök fejlődése

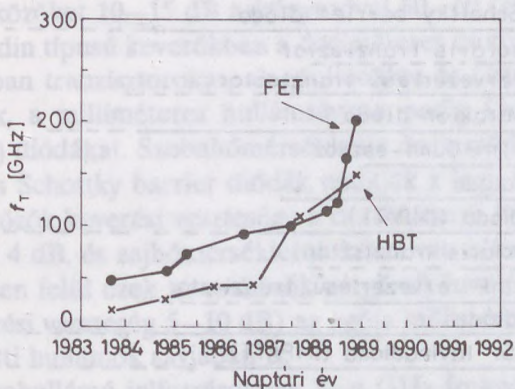
A bipoláris tranzisztor 1948. évi felfedezése óta a félvezető eszközök területén egy, a tudomány és technológia addigi történetében szinte hallatlan fejlődés ment végbe, illetve megy végbe ma is. Sokan sokféle szempontok alapján elemezték, és írták le e folyamatos fejlődés jellemzőit, fizikai, anyagtudományi, technológiai stb. gyökereit, illetve mozgatórugóit, mely — úgy tűnik — a mai ipari vagy még inkább az ún. posztindusztriális gazdaság és társadalom egyik alapvető pillérévé vált.

Alig néhány évvel a bipoláris tranzisztor felfedezése után jelent meg Shockley közleménye a félvezetőkben lehetséges, negatív ellenállást eredményező hatásokról, mely a félvezető eszközök nagyfrekvenciás, majd mikrohullámú alkalmazása technikája területén egy igen fontos előhírnöknek bizonyult (Shockley, 1954). Ebben a közleményben javasolta a vákuumcsövek területéről jól ismert futási idő elvnek a félvezető eszközökre való alkalmazását azon célból, hogy a (bipoláris) tranzisztorok természetükben rejlő működési frekvenciakorlátain túl lehessen lépni. Ugyanezen közleményben merült fel először az a gondolat, hogy negatív ellenállású áramfeszültség karakterisztika realizálható erős elektromos terekben a töltéshordozók és az optikai fononok rugalmatlan ütközései révén. E gondolatot vitte tovább Kroemer (1958) a „negatív effektív tömeg” elvén működő erősítő (lényegében negatív ellenállású eszköz) fogalmának kialakításával. Kroemer elgondolása szerint egy tömbi félvezetőben létrehozható negatív ellenállás, ha elegendően nagy számú elektron megy át az energia-sávszerkezet feltételezett negatív effektív tömeggel jellemezhető tartományába. Bár ezt az elvet a gyakorlatba így nem sikerült átültetni, egyéb zavaró fizikai mecha-

nizmusok fellépte miatt, melyek hatását végső soron az Esaki és Tsu (1970) által javasolt szuperrácsszerkezet küszöbölheti ki, de mégis a pár évre rá felfedezett Gunn-effektus előfutárának tekinthető. Gunn (1963; 1964; 1976) észlelte először a III-V típusú félvezetőkben azon mikrohullámú oszcillációkat, melyeket — mint ahogy az hamarosan kiderült — tényleg valódi negatív differenciális ellenállás (illetve negatív elektronmozgékonyosság) okoz, melynek fizikai oka az elektronoknak az elektromos tér hatására a nagy mozgékonyosságú energiavölgy(ek)ből az alacsony mozgékonyosságú energiavölgy(ek)be való átkerülése (nem ekvivalens energiavölgyek közötti elektrontranszfer). Egyébként az Esaki és Tsu által felismert, a szuperrácsszerkezetekben fellépő és negatív ellenállású szakasszal rendelkező áram–feszültség karakterisztika kialakulását eredményező rezonáns alagútjelenség lett az ún. két potenciálgátas dióda működésének alapja.

A futási idő, illetve az elektrontranszfer elvet sikeresen alkalmazták a lavina- (IMPATT), illetve a Gunn-diódában. Ez a két eszköz, mely ellentétben a tranzisztorokkal, kétpólusú, volt az első, mely a (bipoláris) tranzisztorok már említett frekvenciakorlátjait áttörve (jobban mondva megkerülve) megnyitotta a félvezető eszközök számára a mikrohullámú, illetve az igen nagy sebességű alkalmazások területére való behatolást. Az IMPATT diódák példájánál maradvva, fejlődési útjukra az jellemző, hogy az 1965-beni megjelenésük óta eltelt első öt évben a 10 GHz-es, vagy ugyanúgy a 100 GHz-es eszközök teljesítménye két nagyságrenddel is nőtt, míg az 1975–85 közötti időszakban csak egy kettes faktorral, mutatva, hogy az eszköz elérte „nagykorúságát”.

Az „igazi” mikrohullámú tranzisztor, a GaAs alapú fém-félvezető térvezérlésű tranzisztor (MESFET), mely szintén Shockley (1952) eredeti ötletének realizálásának tekinthető, 1966-ban jelent meg (Mead, 1966). Ezen eszköznek egy újabb fizikai elvet, illetve hatást is magában foglaló új formája, az ún. modulációs adalékolású térvezérlésű tranzisztor (MODFET), vagy más néven a nagy elektronmozgékonyosságú tranzisztor (HEMT) a nyolcvanas évek eredménye. A HEMT-ek teljesítőképessége, elsősorban felső határfrekvenciájuk, az utóbbi években igen dinamikusán fejlődött. Az f_T határfrekvencia pl. 1988-ban megkétszereződött, kb. 100 GHz-ről 205 GHz-

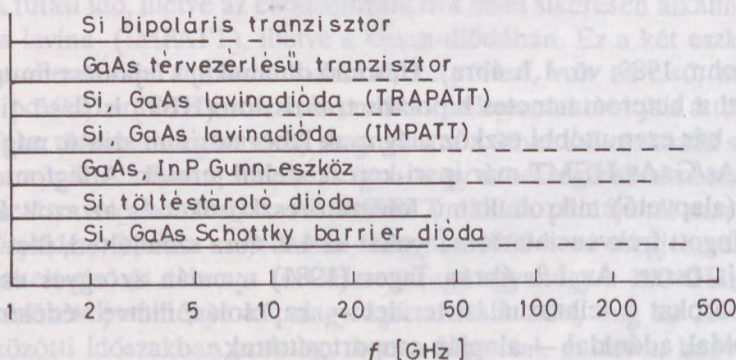
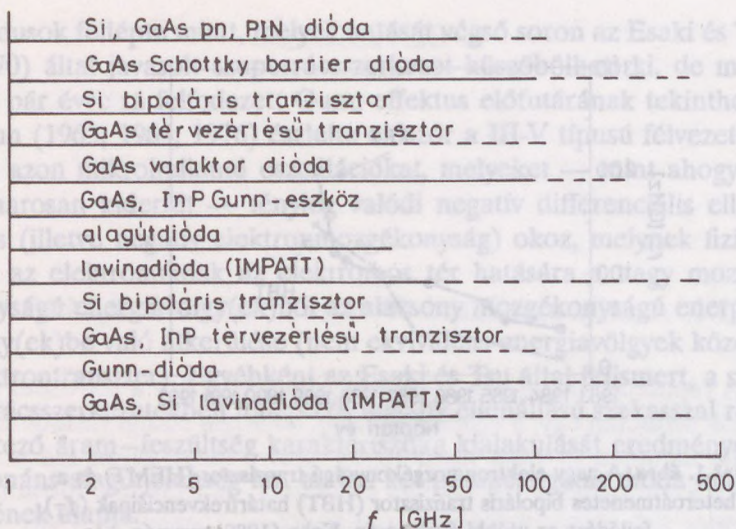


1.1. ábra. A nagy elektronmozgékonyosságú tranzisztor (HEMT) és a heteroátmenetes bipoláris tranzisztor (HBT) határfrekvenciáinak (f_T) fejlődése az utóbbi évek során, Kohn (1989) nyomán

re (Kohn, 1989; vö. 1.1. ábra). Hasonló dinamikájú fejlődést mutatott fel a heteroátmenetes bipoláris tranzisztor (HBT) is (lásd 1.1. ábra), bár ezen utóbbi eszköz még csak laboratóriumi szintű, míg a GaAlAs/GaAs HEMT már ipari-kereskedelmi termék. A legfontosabb (alapvető) mikrohullámú félvezető eszközöket és az azok által átfogott frekvenciatartományokat az 1.2. ábra szemlélteti, illetve foglalja össze. Az 1.2. ábrán Tager (1981) nyomán az egyes eszköztípusokat a felhasználási terület — kapcsolat, illetve védelem, vevőoldal, adóoldal — alapján csoportosítottuk.

A vevő védelmét pin, illetve p-n átmenetes limitáló és kapcsoló-diódákkal oldják meg, melyek $1\ \mu\text{s}$ időn belül képesek pl. a 3 cm-es hullámsávban relatíve nagy, 2 kW-ot is elérő teljesítményű mikrohullámú jeleket kapcsolni.

Nagyérzékenységű mikrohullámú erősítőkben Si alapú bipoláris tranzisztorokat alkalmaznak 4 GHz frekvenciáig és GaAs térvezérlésű (MESFET) tranzisztorokat 18–22 GHz frekvenciáig, mely eszközök, az említett frekvenciatartományban széles sávban, igen alacsony, 2–6 dB zajtényező elérését teszik lehetővé. A GaAs alapú MESFET-eket a legutóbbi években fokozatosan kiszorítják a HEMT/MODFET eszközök. Ezek alkalmazása még kisebb zajté-



1.2. ábra. Fontosabb mikrohullámú félvezető eszközök, Tager (1981) nyomán

nyezők elérését teszik lehetővé (kisebb mint 2 dB a 26–40 GHz-es tartományban), és a MESFET-énél magasabb határfrekvenciájuk révén a tranzisztorok üzemi frekvenciatartományát ma már ~100 GHz-ig terjesztik ki. Magasabb frekvenciákon, ahol már a tranzisztorok nem alkalmazhatók, alagútdiódás erősítőket alkal-

maznak $F \approx 6-8$ dB zajtényezővel 30 GHz frekvenciáig, vagy Gunn-eszközöket 10–15 dB zajtényezővel 50–60 GHz-ig.

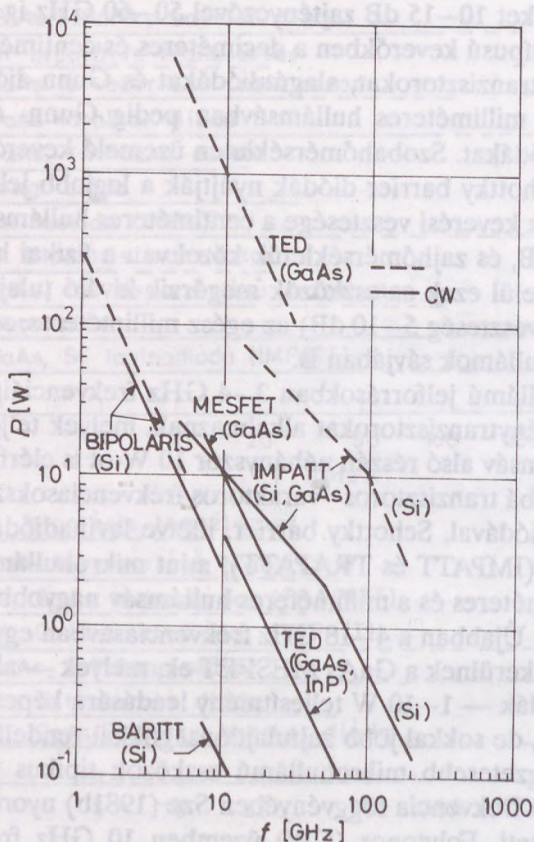
Heterodin típusú keverőkben a deciméteres és centiméteres hullámsávokban tranzisztorokat, alagútdiódákat és Gunn-diódákat alkalmaznak, a milliméteres hullámsávban pedig Gunn- és lavina- (IMPATT) diódákat. Szobahőmérsékleten üzemelő keverők számára a GaAs Schottky barrier diódák nyújtják a legjobb jellemzőket. Ezen eszközök keverési vesztesége a centiméteres hullámsávban kisebb mint 4 dB, és zajhőmérsékletük közel van a fizikai hőmérsékletéhez. Ezen felül ezek az eszközök megőrzik kiváló tulajdonságait (keverési veszteség 5–10 dB) az egész milliméteres, sőt a milliméter alatti hullámok sávjában is.

A mikrohullámú jelforrásokban 3–4 GHz frekvenciáig Si bipoláris teljesítménytranzisztorokat alkalmaznak, melyek teljesítménye a cm-es hullámsáv alsó részén néhányszor 10 W-ot is elérhet. Alkalmaznak továbbá tranzisztoros–varaktoros frekvenciasokszorozókat, töltéstároló diódával, Schottky barrier, illetve lavinadiódákkal. Lavinadiódákat (IMPATT és TRAPATT), mint mikrohullámú forrást, a teljes centiméteres és a milliméteres hullámsáv nagyobbik felében is használnak. Újabban a 4–18 GHz frekvenciasávban egyre inkább alkalmazásra kerülnek a GaAs MESFET-ek, melyek — akárcsak az IMPATT diódák — 1–10 W teljesítmény leadására képesek folyamatos üzemben, de sokkal jobb zajtulajdonságokkal rendelkeznek.

A legjellegzetesebb mikrohullámú eszközök tipikus teljesítményét az üzemi frekvencia függvényében Sze (1981b) nyomán az 1.3. ábra szemlélteti. Folytonos (CW) üzemben 10 GHz frekvencián, illetve alatta a Si bipoláris tranzisztorok, a GaAs MESFET-ek, a GaAs és InP Gunn-eszközök és az IMPATT diódák teljesítménye azonos nagyságrendű.

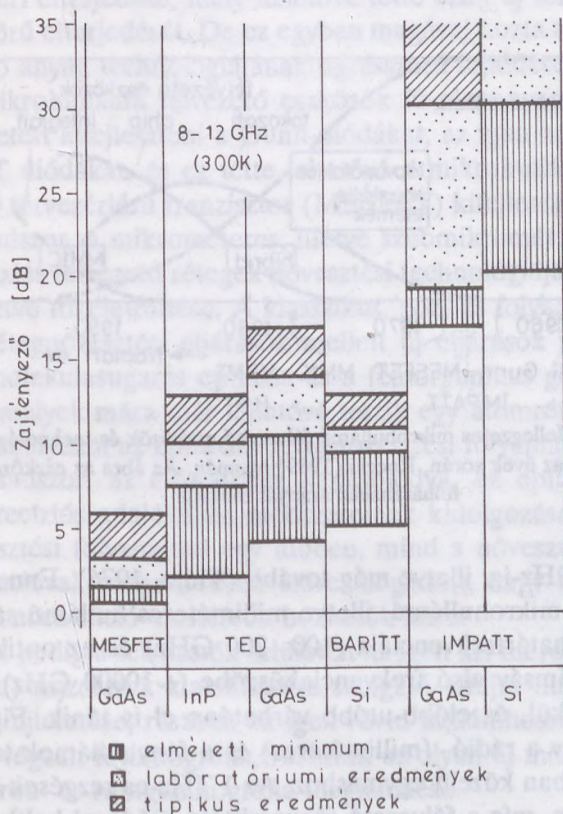
Az 1.4. ábrán Constant (1976) nyomán (vö. Sze, 1981a; 1981b) összehasonlítjuk a különféle eszközök zajtényezőjét a 8–12 GHz frekvenciatartományban. Az ábrán feltüntetett eszközök között az X-sávban a zajosság szempontjából a GaAs MESFET-ek rendelkeznek a legjobb, míg az IMPATT diódák a legrosszabb tulajdonságokkal.

Végül az 1.5. ábrán a különböző jellegzetes mikrohullámú eszközök és technológiák időbeli fejlődését mutatjuk be Rocchi (1989)



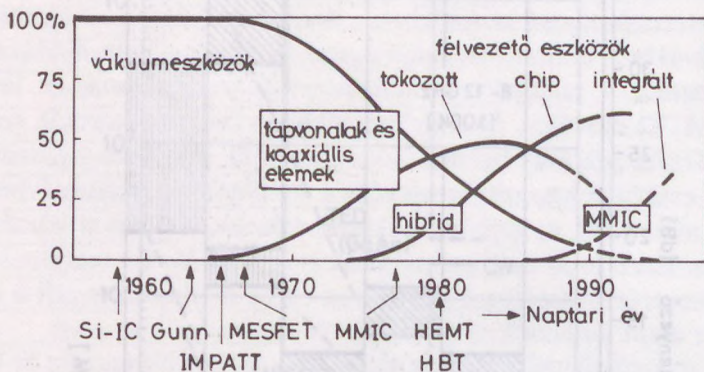
1.3. ábra. Néhány mikrohullámú félvezető eszköz teljesítménye a frekvencia függvényében, Sze (1981a) nyomán

nyomán. Látható, hogy a 60-as évektől kezdve, mikor is az első mikrohullámú félvezető eszközök megjelentek, a vákumcszközök részaránya fokozatosan lecsökkent. Az ábrán a félvezetők alkalmazásának három jellegzetes fejlődési szakasza figyelhető meg: a tokozott eszközök megjelenése a 60-as évektől, a chipekt alkalmazó hibrid áramkörök megjelenése a 70-es évektől és jelenleg a monolitikus mikrohullámú integrált áramkörök (MMIC) fokozatos térhódítása.



1.4. ábra. Mikrohullámú félvezető eszközök zajmértéke, Constant (1976) nyomán

Ma (az 1990-es évek eleje) a mikrohullámú félvezető eszközök működésének felső frekvenciatartománya elérte, illetve meghaladja a 200 GHz-et. Új eszközelvek és eszközszerkezetek (áteresztő bázisú tranzisztor, ballisztikus tranzisztor, modulációs adalékolású térvezérlésű tranzisztor, illetve nagy elektronmozgékonyságú tranzisztor (MODFET/HEMT), szuperrács- és heteroszerkezetek, rezonáns alagútjelenségen alapuló két potenciálgátas dióda stb.), valamint új anyagok (InP, InGaAs, egyéb III-V típusú félvezetők stb.) várhatóan egyre inkább kiterjesztik ezt a felső frekvenciahatárt egészen



1.5. ábra. Jellegzetes mikrohullámú félvezető eszközök és technológiák fejlődése az évek során, Rocchi (1989) nyomán. Az ábra az eszközök felhasználási arányát mutatja

szen ~ 1000 GHz-ig, illetve még tovább (Thim, 1976). Ennek eredményeként a mikrohullámú, illetve milliméteres hullámú sávok jelenlegi felső határfrekvenciája (100–200 GHz) és az optikai (infravörös) hullámsáv alsó frekvenciaküszöbe (~ 10000 GHz) közötti rés egyre szűkül, és előbb-utóbb várhatóan el is tűnik. Figyelemre méltó, hogy a rádió- (milliméteres) és a fényhullámok tartománya egyre jobban közelít egymáshoz. Az 1 THz-es rezgések hullámhossza $300 \mu\text{m}$, míg a félvezető fényemittáló diódával kelthető leghosszabb hullámhosszúságú fény hullámhossza $3 \mu\text{m}$. Így a szilárdtest eszközökkel gerjeszthető rádió- (milliméteres), illetve optikai hullámok tartományai ma már csak két nagyságrendnyi távolságra vannak egymástól.

Végül itt kell hangsúlyozni, hogy a mikrohullámú elektronika jelenlegi fejlettségi szintjének elérésében igen nagy szerepet játszott, és játszik ma is a gyorsműködésű és mikrohullámú félvezető eszközök, valamint azok anyagai technológiájában az utóbbi években végbement igen gyors, új minőséget hozó fejlődés. Ennek fontosabb tényezői az alábbiak voltak:

Először, a legtöbb eszköz alapanyagául szolgáló félvezető, a nagy tisztaságú GaAs egykristály-növesztési technológiájának kidolgozá-

sa és ipari elterjedése, mely lehetővé tette ezen új félvezető anyag széles körű elterjedését. De ez egyben magával hozta a többi, rokon félvezető anyag technológiájának ugrásszerű fejlődését is. A GaAs ma a mikrohullámú félvezető eszközök fő alapanyaga, GaAs alapon lehetett kifejleszteni a Gunn-diódákat, az igen nagy hatásfokú IMPATT diódákat, és ez tette lehetővé a mikrohullámú sávokban működő térvezérlésű tranzisztor (MESFET) kifejlesztését is.

Másodszor, a mikrométeres, illetve szubmikrométeres vastagságú epitaxiás félvezető rétegek növesztési technológiájának kifejlesztése, illetve tökéletesítése. A klasszikus, gőz- és folyadékfázisú epitaxiás rétegnövesztési eljárások mellett új eljárások jelentek meg, úm. a molekulasugaras epitaxia és a fémorganikus gőzfázisú leválasztás, melyek mára már lehetővé teszik egy atomrétegnyi vastagságig szabályozni az epitaxiás rétegnövesztési folyamatokat.

Harmadszor, az előzőekhez kapcsolódva, az epitaxiás szerkezetek precíziós adalékolási módszereinek kidolgozása, mind a rétegnövesztési folyamattal egy időben, mind a növesztés utáni ionimplantációval, melyek révén előre megadott, nagy bonyolultságú adalékkoncentráció-eloszlások hozhatók létre.

Végül pedig a félvezetők felületén az igen kis méretű (mikrométer alatti) rajzolatok kialakítására szolgáló újfajta litográfias technikák kifejlesztése, részben az igen rövid hullámhosszú ultraibolya fénnel végzett fotolitográfia, valamint az olyan új módszerek, mint az elektron- és röntgenlitográfia megjelenése.

1.2. Rövid történeti áttekintés a III-V típusú vegyület-félvezetőkről

Annak ellenére, hogy a szilícium mint félvezető anyag a bipoláris Si-tranzisztor, majd a Si MOS tranzisztor, valamint az integrált áramkörök kifejlesztése révén immár több mint két évtizede uralja a félvezető-elektronikát, már a félvezetőipar megszületése pillanatában, a Ge-tranzisztor kidolgozásával egyidőben megkezdődött, és ma is tovább folyik az újabb és újabb félvezető anyagok kutatása, részben abból a célból, hogy a már meglévő eszközöket és funkcionális áramköröket jobb paraméterekkel lehessen előállíta-

ni, részben pedig azért, hogy kihasználva az új félvezető anyagok egyedi tulajdonságait, a szilíciumból meg nem valósítható eszközöket dolgozzanak ki. Mindkét szempontból ma úgy tűnik, hogy a Si-nak, ha nem is versenytársa, de kiegészítője a GaAs, a III-V típusú vegyület-félvezetők csoportjának ezen prominens képviselője.

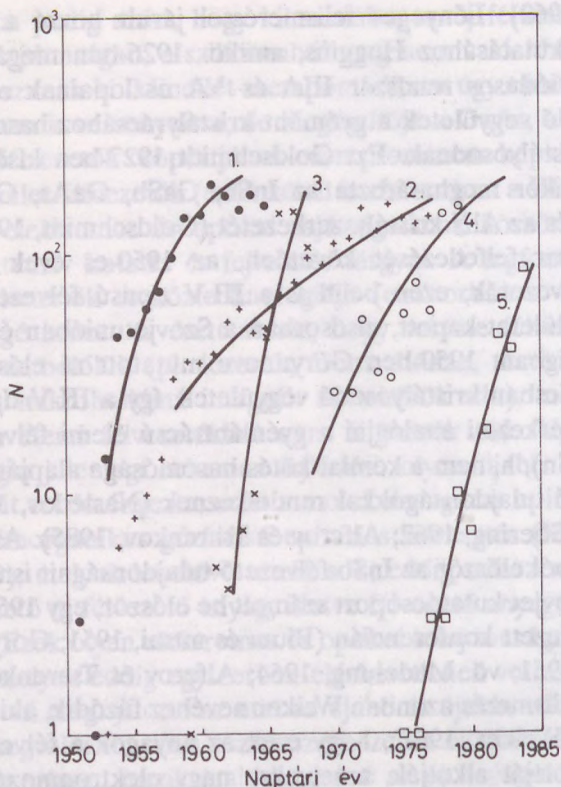
A vegyület-félvezetők (ezek közül is elsősorban a III-V típusúak) speciális elektromos és optikai sajátágaiknak köszönhetően már régóta intenzív kutatás és fejlesztés tárgyai. A legfontosabb III-V típusú félvezetők eszköztechnológiája (elsősorban a GaAs-é) ma már eléggé ismert és érett ahhoz, hogy sokféle félvezető eszközt készítsenek belőlük (pl. lézerek, Gunn-diódák, térvezérlésű tranzistorok, mikrohullámú integrált áramkörök stb.), melyek Si-ből, illetve az elemi félvezetőkből nem állíthatók elő. Ugyanakkor a technológia jelenlegi rohamos fejlődése olyan újabb eljárások kidolgozását eredményezte, mint a molekulásugaras epitaxia (MBE), vagy a fémorganikus gőzfázisú epitaxiás növesztés (MOVPE vagy MOCVD), melyek lehetővé tették sok, eddig nehezen előállítható és kezelhető új félvezető anyag, illetve félvezető anyagrendszer előállítását. Ezek olyan elektromos és optikai tulajdonságokkal rendelkeznek, melyek eddig egyszerűen elérhetetlenek voltak. Ez a fejlődés egyúttal megnyitotta az utat az újabb és újabb, eddig technológiailag megvalósíthatatlan eszközszerkezetek előállításához, melyek magasabb szinten teszik majd lehetővé az új anyagokban rejlő lehetőségek kihasználását.

Történetileg a vegyület-félvezetők előbb váltak ismertté, mint az elemi félvezetők (Ge, Si). Tulajdonságaikat már a múlt század végén tanulmányozták (lásd pl. Braun, 1874; Willardson és Goering, 1962). Az első széleskörűen használt félvezető eszköz is — a detektoros rádió kristálya — vegyület-félvezető alapú, az ólom-szulfid (PbS, galenit) volt. Ez egyike a vegyület-félvezetők — egyébként mára már ilyen szempontból teljesen háttérbe szorult — csoportjának, melyet ugyan nem sikerült mai mércével tekintve jó minőségben előállítani, de sok akkori célnak többé-kevésbé megfelelt.

A III-V típusú félvezetők kristályai a természetben nem fordulnak elő. Az első ilyen vegyületeket a 19. század végén — a 20. század elején szintetizálták, pl. az indium-foszfidot (InP) Thiel és Koelsch 1910-ben (Thiel és Koelsch, 1910; vö. Willardson és

Goering, 1962). Lényeges felismeréssel járult hozzá a vegyület-félvezetők kutatásához Huggins, amikor 1926-ban megállapította, hogy a periódusos rendszer IIIA és VA oszlopainak elemei között képződő vegyületek a gyémánt kristályrácsához hasonló rendszerben kristályosodnak. Ezt Goldschmidt 1927-ben kísérletileg is igazolta, mikor meghatározta az InSb, GaSb, GaAs, GaP, AlSb, AlAs, AlP és az AlN kristályszerkezetét (Goldschmidt, 1927; 1929). A tranzisztor felfedezését követően, az 1950-es évek elején, a vegyület-félvezetők, ezen belül is a III-V típusú félvezetők kutatása új lendületet kapott, elsősorban a Szovjetunióban és Nyugat-Németországban. 1950-ben Goryunova mutatott rá először, hogy a szfaleritrácsban kristályosodó vegyületek, így a III-V típusúak is, nemcsak szerkezeti analógjai a gyémántrácsú elemi félvezetőknek (Si, Ge, α -Sn), hanem a kémiai kötés hasonlósága alapján várhatóan félvezető tulajdonságokkal rendelkeznek (Nasledov, 1958; Willardson és Goering, 1962; Alferov és Tsarenkov, 1985). Az anyagok e csoportjából először az InSb félvezető tulajdonságait ismerték fel, erről két szovjet kutatócsoport számolt be először, egy 1950-ben Kijevben rendezett konferencián (Blum és mtsai, 1951; Goryunova és Obukhov, 1951; vö. Madelung, 1964; Alferov és Tsarenkov, 1985). A lényegi felismerés azonban Welker nevéhez fűződik, aki 1952-ben felismerte (Welker, 1952), hogy ezek az anyagok a félvezetők egy külön csoportját alkotják, amelyekre nagy elektronmozgékonyosság és az indium-antimonid esetében a kis tiltottsáv-szélesség jellemző. Megjegyezzük még, hogy a IIIA-VB csoport elemei is alkotnak vegyületeket, ezek azonban nem félvezető tulajdonságúak (Hilsum és Rose-Innes, 1961).

A vegyület-félvezetők terén végzett kutatások során hamar előtérbe kerül a gallium-arszenid (GaAs) tulajdonságainak vizsgálata. A GaAs jellegzetes, gyakorlati szempontból mindmáig egyik legfontosabb képviselője az III-V típusú vegyület-félvezetőknek. Az 1960-as években jelentek meg az első, a III-V típusú félvezetőkkel foglalkozó monográfiák is (Hilsum és Rose-Innes, 1961; Willardson és Goering, 1962; Madelung, 1964). Madelung könyvében a III-V típusú vegyület-félvezetők fizikai tulajdonságairól az 1960-as évek elejéig publikált dolgozatok N számának emelkedését a következő függvénnyel írta le (Madelung, 1964; lásd 1.6. ábra 1 görbéje):



1.6. ábra. Néhány jellemző összefüggés a vegyület-félvezetők fejlődésére:

1. a III-V típusú vegyület-félvezetők fizikai tulajdonságairól az 1960-es évek közepéig publikált szelektált dolgozatok száma, 2. a III-V típusú vegyület-félvezetők fizikai tulajdonságairól az 1970-es évek végéig publikált szelektált dolgozatok száma, 3. a Gunn-jelenségről megjelent dolgozatok száma, 4. a MESFET tranzisztorokkal foglalkozó dolgozatok száma, 5. a HEMT tranzisztorokkal foglalkozó dolgozatok száma

$$N = 125[\exp 0,1(t - 1952) - 1], \quad \text{ha } t \leq 1961,$$

$$N = \text{const.}, \quad \text{ha } t > 1961.$$

Természetesen az 1961 utáni években is a III-V típusú félvezetőkkel foglalkozó közlemények száma állandóan emelkedő tendenciát mutatott, még ha némileg kisebb meredekséggel is. Ezt mutatja

az 1.6. ábra 2 jelű görbéje, amely egy válogatott bibliográfia (Hellewege és Madelung, 1982) alapján készült. A Madelung-féle képlet analógja erre az alábbi összefüggés:

$$N = 65[\exp 0,05(t - 1952) - 1], \text{ ha } t \leq 1977.$$

A világszerte nagy intenzitással végzett kutatómunka eredményeképpen mind jobb, homogénebb és nagyobb méretű III-V típusú félvezető kristályokat állítottak elő. Meghatározták a fontosabb III-V típusú félvezetők fizikai állandóit. Hamar kiderült, hogy különösen a GaAs és az InP alkalmazható jól nagyobb frekvenciájú eszközök, tranzisztorok, detektorok stb. készítésére. A III-V típusú vegyület-félvezetők sávszerkezetének vizsgálata és részletes megismerése hamarosan oda vezetett, hogy felhasználásukkal nemcsak az „ismert” félvezető eszközök tulajdonságai váltak „javíthatóvá”, hanem elvileg új típusú eszközök készítése is lehetővé vált. Kroemer, majd Ridley és Watkins, valamint Hilsum mutatták meg, hogy negatív ellenállású áram-feszültség karakterisztika alakulhat ki bizonyos félvezetőkben, és ez a jelenség alkalmazható erősítésre (Kroemer, 1958; Ridley és Watkins, 1961; Hilsum, 1962; vö. Pataki, 1977). Az említett elméleti vizsgálatok részben Shockley eredményeiből indultak ki, aki vizsgálataival kimutatta, hogy ha egy anyagban negatív differenciális mozgékonyosság lép fel, akkor az a külső áramkörben statikus negatív ellenállásként jelentkezik (Shockley, 1954). Egyébként Hilsum volt az, aki felismerte, hogy ezen hatás realizálására leginkább a GaAs látszik alkalmasnak (Hilsum, 1962).

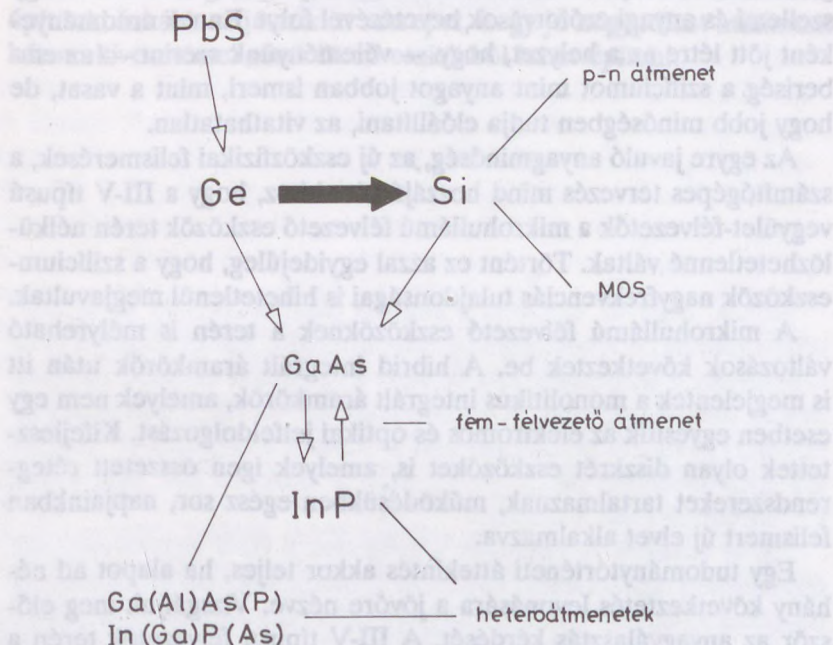
A fentiekkel egyidőben intenzív kutatások folytak a GaAs p-n átmenet tulajdonságaira vonatkozóan is. Ez vezetett 1962-ben az első félvezető injekciós lézer megalkotásához is (Nasledov és mtsai, 1962; Hall és mtsai, 1962; Nathan és mtsai, 1962; vö. Lendvay, 1985a). Itt jegyezzük meg, hogyha a szilícium alkalmas lett volna fényemittáló eszközök létrehozására, akkor a III-V típusú félvezetők kutatása és alkalmazása valószínűleg 10 vagy akár 20 évvel is a jelenlegi színvonalra mögött maradt volna.

A fentebb leírt tevékenység eredményeképpen jelentősen fejlődött a GaAs és a többi félvezető technológiája is. A GaAs alapú eszközök technológiájának első összefoglaló monográfikus ismertetése Münch (1969) nevéhez fűződik. Mind nagyobb elektronmozgá-

konyságú és fajlagos ellenállású, azaz nagyobb tisztaságú GaAs egykristályokat állítottak elő. Ilyen GaAs minták viselkedését vizsgálva fedezte fel 1962-ben J. B. Gunn a később róla elnevezett effektust. Azt tapasztalta, hogy bizonyos térerőn felül az áram–feszültség karakterisztika menete eltért a lineáristól, majd zajok keletkeztek. Gondos kísérletekkel sikerült kimutatni, hogy e „zajok”, azaz áramoszcillációk forrása maga a vizsgált GaAs minta. A vizsgált próbadarabot mikrohullámú üregbe helyezve 1–1,5 GHz-es mikrohullámú jel keletkezett a vizsgáló impulzus ideje alatt (Gunn, 1963; 1964; 1976). Az áramoszcillációk megfigyeléséről a C. Hilsum által vezetett angliai laboratórium munkatársai is beszámoltak (Northrop, 1964). Végül Kroemer (1964) volt az, aki megmutatta, hogy a Gunn által felfedezett áraminstabilitások és -oszcillációk azonosak a Ridley és Watkins (1961), valamint Hilsum (1962) által megjósoltakkal. Ezt követően a Gunn-jelenséget több más félvezető anyagon is kimutatták (Pataki, 1977; Sze, 1981a).

A fenti jelenségen alapuló félvezető eszköz, a Gunn-dióda, jól megfelelt az adott korban a hírközlési igények állandó növekedése által megkövetelt egyre magasabb és magasabb frekvenciatartománybeli működésnél a jelforrás szerepének betöltésére. Már 1967-ben a Gunn-jelenség felfedezése után 4 évvel megjelentek a kereskedelmi forgalomban az első iparilag előállított Gunn-diódák. Ezek folyamatos és impulzusüzemben működtethetők, teljesítményük 5–10 mW volt az X-sávban. Jelenleg a kereskedelmi forgalomban levő Gunn-eszközök még többnyire GaAs alapúak, bár megjelentek az InP alapú Gunn-eszközök is. Ismeretes, hogy ebből a GaAs-ból készülnél jobb hatásfokkal rendelkező Gunn-eszközök állíthatók elő.

A Gunn-jelenség felfedezése után e jelenségre vonatkozóan igen intenzív kutatómunka indult meg. A megjelent dolgozatok számának alakulását mutatja az 1.6. ábra 3-as jelű görbéje (a görbe 1968-ig terjedő szakaszát az 1969-ben megjelent két bibliográfia alapján állítottuk össze (Gaylord és mtsai, 1968; Gaylord és mtsai, 1969)). A görbe szerint a publikációk száma néhány év múlva már telítődött, a főbb fizikai, technológiai kérdéseket tisztázták. Ez a folyamat ma is megismétlődik pl. a nagy elektronmozgékonyaságú tranzisztor esetében, mely mára már ipari-kereskedelmi érettségű eszközzé vált.



1.7. ábra. A félvezető-technológia fő fejlődési irányai

Hasonlóan alakult az 1966-ban felfedezett MESFET tranzisztorokkal kapcsolatos publikációs tevékenység (Mead, 1966). A kutatás kezdeti szakaszában megjelent dolgozatok számának alakulását mutatja az 1.6. ábra 4-es jelű görbéje Sze (1981b) adatai nyomán.

A GaAs alapú eszközök fejlődése igen gyorsnak bizonyult, különösen a nagy elektronmozgékonyosságú tranzisztoroké (HEMT) és a heteroátmenetes bipoláris tranzisztoroké (HBT), melyek fejlődési üteme messze meghaladta a szilícium alapú eszközökét (Mojzes, 1988).

A fentiekben kiragadott eszközök természetesen csak mint példák szerepeltek. A III-V típusú vegyület-félvezetők közül ma már mind a mikrohullámú, mind az optoelektronikai eszközök széles skáláját állítják elő. Érdekes megvizsgálni, hogyan fejlődött a technológiájuk. Ezt szemlélteti az 1.7. ábra. Látható, hogy a technoló-

giai fejlődés fő vonalát az elemi félvezetők fejlődése jelenti. A germánium-, majd a szilíciumeszközök fejlődése rendkívüli nagy szellemi és anyagi erőforrások bevetésével folyt. Ennek eredményeként jött létre az a helyzet, hogy — véleményünk szerint — az emberiség a szilíciumot mint anyagot jobban ismeri, mint a vasat, de hogy jobb minőségben tudja előállítani, az vitathatatlan.

Az egyre javuló anyagminőség, az új eszközfizikai felismerések, a számítógépes tervezés mind hozzájárult ahhoz, hogy a III-V típusú vegyület-félvezetők a mikrohullámú félvezető eszközök terén nélkülözhetlenné váltak. Történt ez azzal egyidejűleg, hogy a szilícium-eszközök nagyfrekvenciás tulajdonságai is hihetetlenül megjavultak.

A mikrohullámú félvezető eszközöknek a terén is mélyreható változások következtek be. A hibrid integrált áramkörök után itt is megjelentek a monolitikus integrált áramkörök, amelyek nem egy esetben egyesítik az elektromos és optikai jelfeldolgozást. Kifejlesztettek olyan diszkrét eszközöket is, amelyek igen összetett rétegsztruktúrákat tartalmaznak, működésükben egész sor, napjainkban felismert új elvet alkalmazva.

Egy tudománytörténeti áttekintés akkor teljes, ha alapot ad néhány következtetés levonására a jövőre nézve. Vizsgáljuk meg először az anyagválasztás kérdését. A III-V típusú félvezetők terén a kezdeti kutatások az antimonidokra irányultak. Ezek az anyagok viszonylag könnyen, alacsony hőmérsékleten előállíthatóak. Később a technológia fejlődésével lehetővé vált a GaAs előállítása is. Rendelkezésre állt tehát egy olyan anyag, amely kedvezőbb alkalmazási lehetőséget kínált. Úgy tűnik, önmagában ez sem döntő, mert ilyen szempontból az InP még jobb lenne, de drága, igen bonyolult előállítása mai napig gátolja elterjedését. Az igazi megoldást az anyagkiválasztásban feltehetően a heteroszerkezetek jelentik majd, mind a terner, kvaterner anyagok alkalmazásával, mind a szilíciumnak mint hordozónak az alkalmazásával.

A hangsúlyeltolódásnak jó példáit mutatják a félvezető eszközök is. Egy-egy eszköz „tündöklése” után megtalálja helyét a műszaki gyakorlatban. Így történt ez például a Gunn-jelenség felfedezésével. Jelkeltésre a dióda igen jónak bizonyult, erősítőt építeni belőle — jobb híján — lehet, de ez általában nem lesz versenyképes a mikrohullámú tranzistorral. Az ilyen megoldások kialakulásában hiba

lenne csak az emberi tényezőt keresni, mivel az alacsonyfrekvenciás technikában megszoktuk, hogy erősített tranzisztor felhasználásával építünk. Inkább az játszik itt szerepet, hogy jó négypólust minimum három kivezetéssel rendelkező eszközből lehet építeni.

2. ÚJ FÉLVEZETŐ ANYAGOK ÉS SZERKEZETEK

Ahhoz, hogy az új elveken alapuló eszközökben és az új szerkezetekben rejlő lehetőségeket áttekinthessük, előtte célszerű megismernedni a lehetséges új félvezető anyagokkal és azok perspektivikus tulajdonságaival. A jelen fejezet éppen ezt a célt szolgálja. Mivel a Ge és a Si mellett ma már a GaAs is a „klasszikus” félvezetők közé sorolható (Sze, 1981a), ezért a GaAs-re már nem térünk ki részletesen ezen a helyen.

Az új anyagok áttekintését lényegében a III-V típusú vegyület-félvezetőkre korlátozzuk, mivel itt halmozódott fel a legtöbb tapasztalat az anyagok tulajdonságaira és előállításuk technológiájára vonatkozóan. Ezen belül a bináris III-V típusú félvezetők mellett részletesen foglalkozunk a terner és a legújabban igen dinamikusban fejlődő kvaterner vegyületekkel is. Megemlítjük azonban, hogy világszerte intenzív kutatások folynak még a II-VI, és az II-IV-V₂, illetve I-III-VI₂ típusú vegyület-félvezetők területén is (Hartmann és mtsai, 1982; Shay és Wernick, 1975). Említésre méltók még a II-V₂ és a IV-IV típusú (SiC) félvezetők is (Tager 1979; 1981). A fentebb felsorolt vegyület-félvezetők tulajdonképpen a félvezető tulajdonságok kialakulásához szükséges 8 elektronos, tetraéderes kötősszerkezetű bináris és terner vegyületek általános csoportja jelenleg legfontosabbnak tekintett tagjai. A fenti vegyületcsoport általános jellemzésére vonatkozóan Pauling (1960) immár klasszikus könyvére utalunk, míg a félvezető tulajdonságok és a kémiai szerkezet kapcsolata vonatkozásában a hazai irodalomból Lendvay (1983; 1989) munkáira.

2.1. A III-V típusú vegyület-félvezetők általános tulajdonságai

A III-V típusú vegyület-félvezetők a IV. oszlopbeli elemi félvezetők, úm. a Ge, Si stb. természetes általánosításainak tekinthetők. A bináris III-V típusú félvezetők csoportjába a periódusos rendszer IIIB oszlopának elemei (B, Al, Ga, In) és VB oszlopának elemei (N, P, As, Sb) egymással alkotott vegyületei tartoznak. A III-V típusú félvezetők szemléletesen ábrázolhatók a Welker-féle elrendezésben (Welker és Weiss, 1956; Madelung, 1964; Welker, 1976), melyet a 2.1. ábra mutat be. A Welker-féle elrendezés vízszintes soraiban felülről lefelé haladva a megfelelő IV. oszlopbeli félvezetők, úm. a C (gyémánt), SiC, Si, $\text{Ge}_{0,5}\text{Si}_{0,5}$, Ge, a hipotetikus SnGe, valamint az α -Sn izoelektronos analógjai találhatók. A III-V félvezetők ilyen elrendezése egyúttal több általános törvényszerűséget is tükröz. Ezek közül a legismertebb a két Welker-féle szabály (Madelung, 1964), melyeket az alábbiakban foglalunk össze. A kémiai kötés energiája felülről lefelé haladva minden oszlopban csökken, legnagyobb a BN és legkisebb az InSb esetén. Ennek megfelelően a tiltott sáv nagysága csökken és az elektronok mozgékonyasága nő felülről lefelé haladva. E törvényszerűségeket jól szemléltetik a 2.2. és 2.3. ábrák. A másik szabály szerint vízszintes irányban a IV. oszlopbeli félvezetőről a III-V félvezetőkre átlépve a kötési energia és ezzel együtt a tiltott sáv nő, ugyanakkor nő az elektronok mozgékonyasága is.

Mind a 16 III-V típusú vegyület-félvezető, mely a 2.1. ábrán szerepel, a tetraéderes irányítottságú sp^3 hibridkötések következtében adamantin- (szfalerit- vagy wurtzit-) rácsban kristályosodik (Lendvay, 1983). Közelebbről az AlN, GaN és InN a wurtzitrácsban, a többi III-V típusú vegyület-félvezető pedig a szfaleritrácsban kristályosodik, míg a BN-nek mindkét, szfalerit, illetve wurtzit modifikációja ismert. A szfalerit- és a wurtzitrácsok szerkezetét a gyémánt-rácscsal összevetve a 2.4. ábra mutatja be. A szfaleritrácsban a III és V típusú atomok külön-külön egy-egy lapcentrált köbös rácsot alkotnak, és a két alrács egymáshoz képest az elemi kocka testátlójának egynegyedével van eltolva a testátló mentén. Hasonlóképpen a wurtzitszerkezet két egymásba illesztett hexagonális rácsból áll,

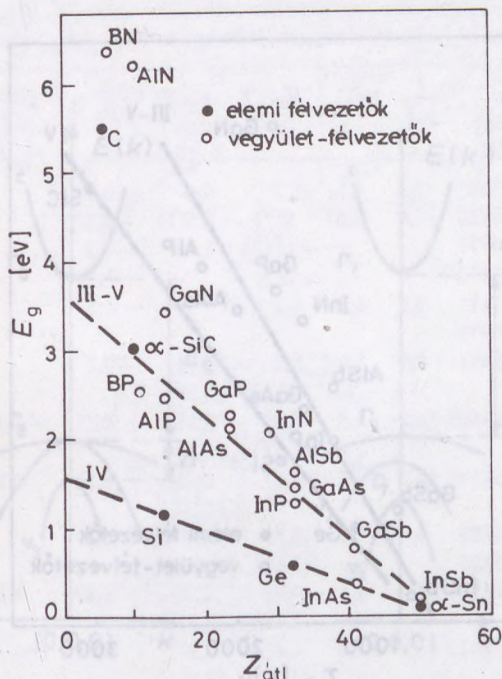
C	BN		
SiC	BP	AlN	
Si	BA ₃	AlP	GaN
Si _{0,5} Ge _{0,5}	BSb	AlSb	GaP
Ge	AlSb	GaAs	InP
(GeSn)		GaSb	InAs
α-Sn		InSb	

2.1. ábra. A 16-féle III-V félvezető a Welker-féle elrendezésben, valamint az analóg elemi (IV. oszlopbeli) félvezetők

és a két alrácst itt is a III, illetve V típusú atomok alkotják. A két alrácst egymáshoz képest $(3/8)c$ távolságra van eltolva a hexagonális tengely mentén (Madelung, 1964). Az ideális wurtzitszerkezetben $c/a = (8/3)^{1/2} = 1,633$. A szfaleritrácásban minden atomot négy, másik típusú atom vesz körül tetraédres szimmetriával, míg a wurtzitrácásban ezek a tetraéderek egy irányban kissé deformálódtak. A wurtzitrácásban még a második szomszédok elhelyezkedése is megfelel a szfaleritrácásénak, az eltérések csupán a harmadik szomszédoknál kezdődnek. A bináris III-V típusú vegyület-félvezetők és a IV. oszlopbeli félvezetők legfontosabb fizikai paramétereit a 2.1. táblázat foglalja össze.

A félvezetők elektromos tulajdonságai és egyéb, az eszköz működés és konstrukció szempontjából lényeges paramétereit nagymértékben függenek a félvezetők sávszerkezetétől. A III-V típusú félvezetők sávszerkezete a kémiai kötés és kristályszerkezet hasonlóságai miatt nagymértékű szabályosságokat mutat (Madelung, 1964; Lendvay, 1983; 1985b). A legfontosabbak ezek közül:

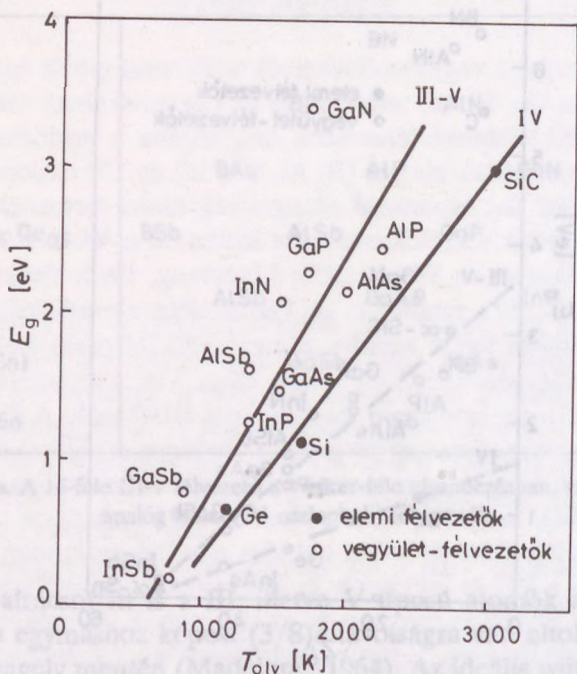
a) Az átlagos rendszám csökkenésével nő a tiltott sáv szélessége (vö. 2.2. ábra).



2.2. ábra. IV. oszlopbeli és III-V félvezetők tiltott sávja (E_g) az átlagos rendszám ($Z_{\text{átl}}$) függvényében

- b) Nagy rendszámok esetén inkább direkt, kis rendszámoknál pedig inkább indirekt sávszerkezet alakul ki.
- c) A III-V vegyület-félvezetők tiltott sávja nagyobb, mint a megfelelő izoelektronos IV. oszlopbeli félvezetőké. A 2.2. ábra szerint azonos $Z_{\text{átl}}$ mellett a III-V félvezetők tiltott sávja — az InAs-et kivéve — kb. kétszerese az elemi (IV. oszlopbeli) félvezetőkének.
- d) Azonos rácsállandó esetén a vegyület-félvezető tiltott sávja és olvadáspontja is nagyobb, mint az elemié.
- e) A töltéshordozók mozgékonyasága az átlagos tömegszám növekedésével nő.

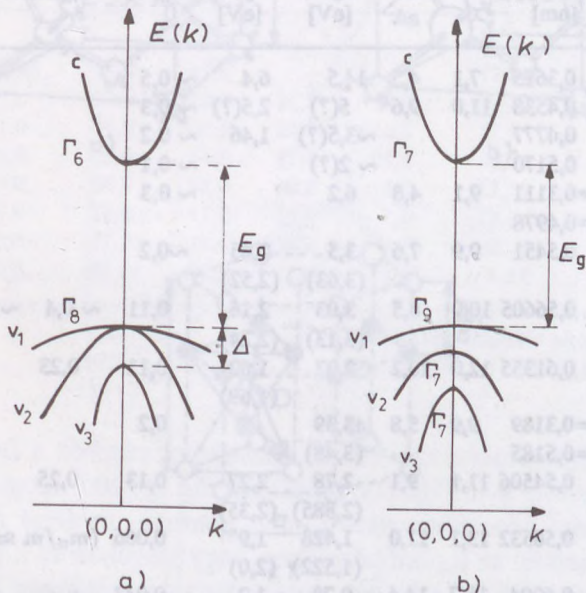
A szfaleritrácsú félvezetőkben a vegyértéksáv — a Ge és Si-éhoz hasonlóan — három alsávból áll, de az energiamaximum helye



2.3. ábra. A IV. oszlopbeli (elemi) és a III-V félfvezetők tiltott sávjának (E_g) és olvadáspontjának (T_{olv}) összefüggése

mindhárom sávban a Brillouin-zóna közepén, a $k = 0$ helyen található. A $k = 0$ pontban egyébként két alsáv (a könnyű és nehéz lyukak sávja) elfajult, míg a harmadik sáv, a spin-pálya kölcsönhatás következtében alacsonyabban helyezkedik el (lásd 2.5.a ábra). Mivel általában a spin-pálya energiateljesítményre fennáll, hogy $\Delta \gg kT$ (Hilsum, 1966), az elektromos folyamatokban általában a két felső sáv játszik szerepet. A 2.5.b ábra a vezetési sáv és a vegyértéksávok elhelyezkedését mutatja a Brillouin-zóna közepén, wurtzitrácsú félfvezetőkben.

A két felső vegyértéksávban az energia és a hullámszámvektor közötti összefüggés a következő alakú (az energiaskála zéruspontját a $k = 0$ helyen vesszük):



2.4. ábra. Gyémánt- (a), szfalerit- (cinkblende) (b) és wurtzit- (c) rács

$$E_{1,2} = -(\hbar^2/2m)\{Ak^2 \pm [B^2k^4 + C^2(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2)]^{1/2}\}, \quad (2.1)$$

ahol az A , B és C együtthatók (dimenzió nélküli anyagállandók) a sáv alakját jellemzik, az m pedig a szabad elektron tömege (Conwell, 1967; Kranzer, 1974). A pozitív előjel a könnyű lyukak sávjának (v_2) felel meg, a negatív előjel pedig a nehéz lyukak sávjának (v_1). A fenti egyenlet szerint az egyenlő energiájú felületek nem gömb alakúak. Ha azonban a szögek szerinti függést kiátlagoljuk, akkor az $E(k)$ összefüggés két „átlagolt” gömbfelülettel helyettesít-

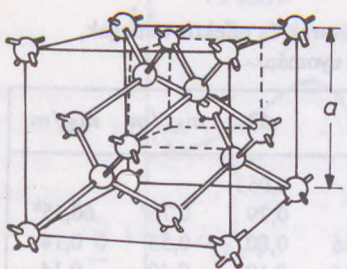
2.1. táblázat. A III-V típusú vegyület-félvezetők fontosabb fizikai paramétereit, Pikhtin (1977), Sze (1981a), valamint Hellwege és Madelung (1982) nyomán

Félvezető		a [nm]	ϵ_0	ϵ_∞	$E_g(\Gamma)$ [eV]	$E_g(X)$ [eV]	$(\frac{m_n}{m})_\Gamma$	$(\frac{m_t}{m})_X$	$(\frac{m_l}{m})_X$
BN	s	0,3615	7,1	4,5	14,5	6,4	$\sim 0,5$		
BP	s	0,4538	11,0	9,6	5(?)	2,5(?)	$\sim 0,3$		
BAs	s	0,4777			$\sim 3,5(?)$	1,46	$\sim 0,2$		
BSb	s	0,5170			$\sim 2(?)$		$\sim 0,1$		
AlN	w	$a=0,3111$ $c=0,4978$	9,1	4,8	6,2		$\sim 0,3$		
AlP	s	0,5451	9,9	7,6	3,5 (3,63)	2,45 (2,52)	$\sim 0,2$		
AlAs	s	0,56605	10,9	8,5	3,03 (3,13)	2,16 (2,24)	0,11	$\sim 0,4$	$\sim 1,2$
AlSb	s	0,61355	12,0	10,2	2,22 (1,69)	1,62 (1,69)	0,11	0,23	1,6
GaN	w	$a=0,3189$ $c=0,5185$	9,9	5,8	3,39 (3,48)		0,2		
GaP	s	0,54506	11,1	9,1	2,78 (2,885)	2,27 (2,35)	0,13	0,25	2,0
GaAs	s	0,56532	13,1	11,0	1,428 (1,522)	1,9 (2,0)	0,066	$(m_n/m \approx 0,4)$	
GaSb	s	0,6094	15,7	14,4	0,70 (0,813)	1,2	0,043		
InN	w	$a=0,3544$ $c=0,5718$	19,6	9,3	2,07 (2,12)		$\sim 0,1$		
InP	s	0,5869	12,4	9,5	1,351 (1,423)	2,26 (2,38)	0,077	$(m_n/m \approx 0,5)$	
InAs	s	0,60584	14,55	11,8	0,356 (0,4105)	1,62	0,023		
InSb	s	0,64788	17,8	15,7	0,18 (0,2355)	$\sim 1,0$	0,012		

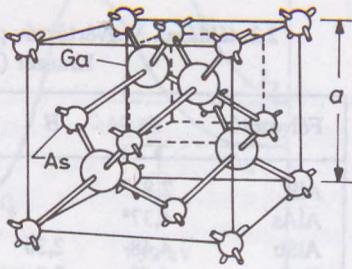
s — szfaleritrács

w — wurtzitrács

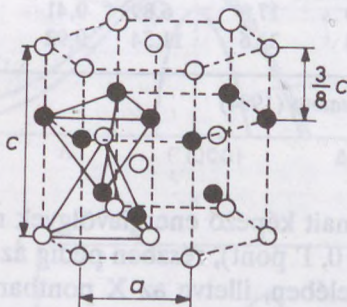
a, c — rácsállandók



a)



b)



c.)

2.5. ábra. a) A vezetési sáv és a valenciasávok szfalerit-rácsú félvezetőkben a Brillouin-zóna közepén ($k \approx 0$). b) A vezetési sáv és a valenciasávok wurtzit-rácsú félvezetőkben a Brillouin-zóna közepén ($k \approx 0$)

hető (lásd pl. Kranzer, 1974):

$$E_{1,2} = -(\hbar^2 k^2 / 2m) [A \pm (B^2 + C^2 / 5)^{1/2}]. \quad (2.2)$$

Ekkor a kétféle lyuk skaláris effektív tömege a következőképpen adódik:

$$m^* / m = [A \pm (B^2 + C^2 / 5)^{1/2}]^{-1}. \quad (2.3)$$

A $k \cdot p$ perturbációs módszerrel számított vegyértéksáv-paramétereket és a lyukak effektív tömegeit a 2.2. táblázat foglalja össze (Kranzer, 1974).

A szfalerit-rácsú III-V típusú vegyület-félvezetőkben a vezetési

2.2. táblázat. Vegyértéksáv-paraméterek és effektív tömegek, Kranzer (1974) nyomán

Félvezető	A	B	C	Δ^a	m_{hh}/m	m_{lh}/m
AlP	2,81 ^a			0,053		
AlAs	4,37 ^a			0,29	0,76 ^b	60,15 ^b
AlSb	4,48	2,36	2,36	0,80	0,53	0,14
GaP	4,53	2,3	2,16	0,10	0,49	0,14
GaAs	7,98	5,16	3,78	0,34	0,39	0,075
GaSb	12,13	8,4	6,06	0,84	0,30	0,048
InP	6,61	4,5	2,91	0,17	0,52	0,089
InAs	20,0	17,0	6,89	0,41	0,37	0,027
InSb	35,4	31,6	11,54	0,92	0,30	0,015

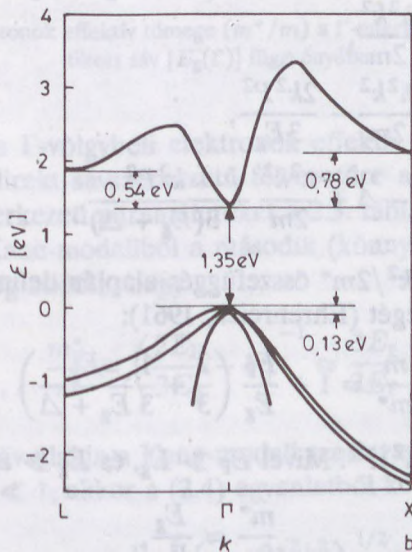
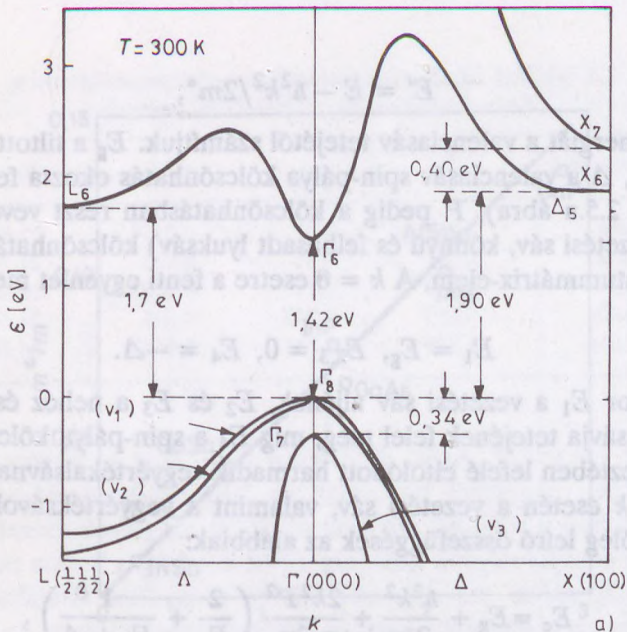
^a Takeda és Matsumoto (1984)

^b Adachi (1985)

sáv relatív minimumait képező energiavölgyek részben a Brillouin-zóna közepén ($k = 0$, Γ pont), részben pedig az $\langle 100 \rangle$ tengely mentén az X pont közelében, illetve az X pontban, továbbá az $\langle 111 \rangle$ tengelyek mentén az L pont közelében, vagy magában az L pontban helyezkednek el. A vezetési sáv alját az abszolút minimum helyzete határozza meg, és ez nagymértékben befolyásolja a transzporttulajdonságokat is. A Welker-féle séma alsó részében található félvezetők, úm. a GaSb, GaAs, InSb, InAs és InP esetében, a vezetési sáv alja a Γ pontban található. A sáv szerkezetek ezen ún. direkt típusát a GaAs és az InP példáján a 2.6. ábra szemlélteti. Az említett öt anyag közül a GaSb még éppen hogy direkt sáv szerkezetű, a Γ - és L-minimumok közötti energiátávolság mindössze $\sim 0,07$ eV (Madelung, 1964).

A Γ -minimumvölgy alakját, azaz az $E(k)$ függvény menetét a vezetési és vegyértéksávok közötti kölcsönhatás befolyásolja. Kane (1957) modellje szerint az $E(k)$ összefüggést a következő egyenlet megoldásai szolgáltatják (vö. Madelung, 1964; Ridley, 1988):

$$E'[E'(E' - E_g)(E' + \Delta) - k^2 P^2(E' + 2\Delta/3)] = 0, \quad (2.4)$$



2.6. ábra. a) A GaAs sávszerkezete, az elektronenergia (ϵ) változása a hullámszámvektorral (k) a Brillouin-zóna nagyszimmetriájú irányai mentén, Blakemore (1982) nyomán. Az energiaadatok szobahőmérsékletre vonatkoznak. b) Az InP sávszerkezete, az elektronenergia (ϵ) változása a hullámszámvektorral (k), Cohen és Bergstresser (1966), valamint Osaka és mtsai (1986) nyomán

ahol

$$E' = E - \hbar^2 k^2 / 2m^*, \quad (2.5)$$

itt az energiát a valenciasáv tetejétől számítjuk. E_g a tiltott sáv szélessége, Δ a valenciasáv spin-pálya kölcsönhatás okozta felhasadása (vö. 2.5.a ábra), P pedig a kölcsönhatásban részt vevő három sáv (vezetési sáv, könnyű és felhasadt lyuksáv) kölcsönhatását leíró momentummátrix-elem. A $k = 0$ esetre a fenti egyenlet megoldásai rendre:

$$E_1 = E_g, \quad E_{2,3} = 0, \quad E_4 = -\Delta. \quad (2.6)$$

Ekkor E_1 a vezetési sáv aljának, E_2 és E_3 a nehéz és könnyű lyukak sávja tetejének felel meg, míg E_4 a spin-pálya kölcsönhatás következtében lefelé eltolódott harmadik vegyértéksávnak.

Kis k esetén a vezetési sáv, valamint a vegyértéksávok alakját közelítőleg leíró összefüggések az alábbiak:

$$\begin{aligned} E_c &= E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{2k^2 P^2}{3} \left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta} \right), \\ E_{v1} &= \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \\ E_{v2} &= \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{2k^2 P^2}{3E_g}, \\ E_{v3} &= -\Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{k^2 P^2}{3(E_g + \Delta)}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

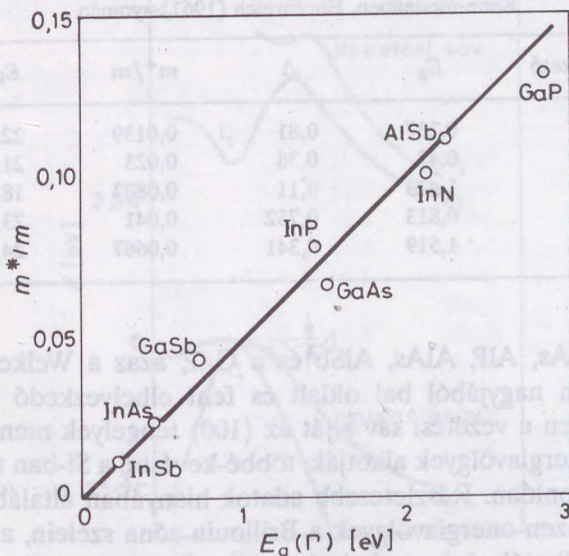
Az $E - E_g = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ összefüggés alapján definiálva az elektronok effektív tömegét (Ehrenreich, 1961):

$$\frac{m}{m^*} = 1 + \frac{E_P}{E_g} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3} \frac{E_g}{E_g + \Delta} \right), \quad (2.8)$$

ahol $E_P = (2m/\hbar^2)P^2$. Mivel $E_P \gg E_g$, és $E_g \gg \Delta$, ezért közelítőleg

$$\frac{m^*}{m} \approx \frac{E_g}{E_P}, \quad (2.9)$$

ahol $E_P \approx 20-23$ eV nagyságú (Ehrenreich, 1961). A fenti összefüggést a 2.7. ábra szemlélteti, melyen az indirekt sávszerkezetű



2.7. ábra. Elektronok effektív tömege (m^*/m) a Γ -energiavölgyben, a direkt tiltott sáv [$E_g(\Gamma)$] függvényében

félvezetőkben a Γ -völgybeli elektronok effektív tömegét is feltűntettük. Az öt direkt sávszerkezetű félvezetőre az E_p értékeket és az egyéb sáv szerkezeti paramétereket a 2.3. táblázat foglalja össze. Ugyancsak a Kane-modellből a második (könnyű lyuk) vegyérték-sávra közelítőleg adódik, hogy

$$\frac{m_p^*}{m} = \left(\frac{2E_p}{3E_g} - 1 \right)^{-1} \approx \frac{3E_g}{2E_p}. \quad (2.10)$$

A vezetési sáv alakja a Kane-modell szerint eltér a parabolikus-tól. Ha $m^*/m \ll 1$, akkor a (2.4) egyenletből közelítőleg

$$E \approx E_g + \frac{E_g}{2} \left[\left(1 + \frac{2\hbar^2 k^2}{m^* E_g} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (2.11)$$

2.3. táblázat. Direkt sávszerkezetű anyagok sávparaméterei a Kane-modellben, Ehrenreich (1961) nyomán

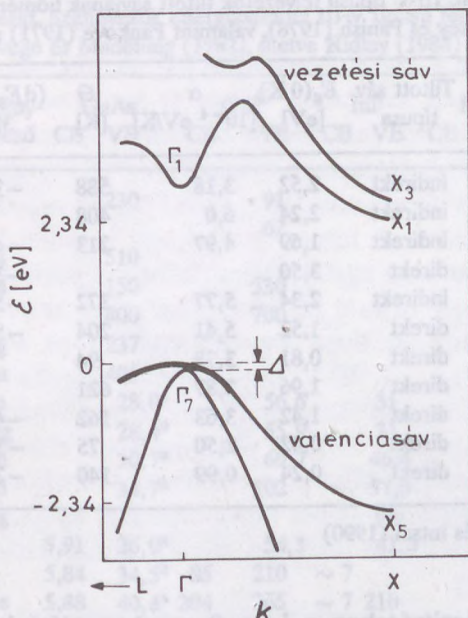
Félvezető	E_g	Δ	m^*/m	E_p
InSb	0,237	0,81	0,0139	22,98
InAs	0,42	0,38	0,023	21,70
InP	1,423	0,11	0,0803	18,16
GaSb	0,813	0,752	0,041	23,61
GaAs	1,519	0,341	0,0667	24,26

A BP, BAs, AlP, AlAs, AlSb és a GaP, azaz a Welker-féle elrendezésben nagyjából bal oldalt és fent elhelyezkedő vegyület-félvezetőkben a vezetési sáv alját az $\langle 100 \rangle$ tengelyek mentén elhelyezkedő energiavölgyek alkotják, többé-kevésbé a Si-ban tapasztalt képhez hasonlóan. Részletesebb adatok hiányában általában feltételezik, hogy ezen energiavölgyek a Brillouin-zóna szélein, az X pontokban találhatóak, így az ekvivalens energiavölgyek száma három. Ezen ún. indirekt sávszerkezetet illusztrálja a GaP-nak a 2.8. ábrán látható sávszerkezete. A szimmetriából következően, az egyenlő energiájú felületek a minimumok környezetében forgási ellipszoid alakúak, így a sávok alját két paraméter, a transzverzális és a longitudinális effektív tömeg írja le (vö. 2.1. táblázat).

A tiltott sáv hőmérsékletfüggését az abszolút zérus fok és a szobahőmérséklet között a Varshni-féle empirikus képlettel lehet közelítőleg leírni (Varshni, 1967; Blakemore, 1982):

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \Theta}, \quad (2.12)$$

ahol $E_g(0)$ a 0 K hőmérsékleten mért tiltott sáv, α egy empirikus paraméter, tipikusan $(3-5) \cdot 10^{-4}$ eV/K és Θ egy karakterisztikus hőmérséklet, mely a tapasztalat szerint közel van a Debye-hőmérséklethez. A (2.12) egyenletben szereplő két paraméter értékeit néhány III-V típusú félvezetőre a 2.4. táblázatban foglaltuk össze. Ugyanezen táblázatban tüntettük fel a tiltott sáv szobahőmérséklet környezetére vonatkozó hőmérsékleti együtthatóit is.



2.8. ábra. A GaP sávszerkezete, az indirekt, illetve a direkt tiltott sáv környezetében, Bergh és Dean (1972) nyomán

Egyébként a tiltott sáv hőmérsékletfüggésének elméleti kiszámítása meglehetősen bonyolult feladat, mely nem végezhető el nagy pontossággal. A direkt sávszerkezetű félvezetőkre elvégzett számítások eredményei csupán 20–30 %-ra egyeznek a kísérleti eredményekkel (Gopalan és mtsai, 1987; Zollner és mtsai, 1991; O'Donnel és Chen, 1991). Az idézett munkákban bő hivatkozás található a mérési eredményekre.

A rácsszerkezeti analógia következtében a wurtzitrácsú kristályok elektronszerkezete szoros analógiát mutat a szfaleritrácsú kristályokéval, ugyanez érvényes a sávszerkezetükre is. Az AlN, GaN és InN-ben a vezetési sáv abszolút minimuma és a vegyértéksáv abszolút maximuma a Brillouin-zóna közepén helyezkedik el, így ezen félvezetők is direkt sávszerkezetűnek tekinthetők. Azonban a wurtzitrácsnak a szfaleritrácsétól némileg eltérő szimmetriatulajdonsá-

2.4. táblázat. III-V típusú félvezetők tiltott sávjának hőmérséklet-függése, Casey és Panish (1978), valamint Pankove (1971) nyomán

Félvezető	Tiltott sáv típusa	$E_g(0\text{ K})$ [eV]	α [10^{-4} eV/K]	Θ [K]	$(dE_g/dT) \cdot 10^4$ 300 K-en
AlP	indirekt	2,52	3,18	588	-3,5
AlAs	indirekt	2,24	6,0	408	
AlSb	indirekt	1,69	4,97	213	-4,0
GaN	direkt	3,50			-3,9
GaP	indirekt	2,34	5,77	372	-5,4
GaAs	direkt	1,52	5,41	204	-5,0
GaSb	direkt	0,81	3,78	94	
InN ^a	direkt	1,96	2,87	621	
InP	direkt	1,42	3,63	162	-4,6
InAs	direkt	0,42	2,50	75	-3,3
InSb	direkt	0,24	0,99	140	-2,9

^a Wakahara és mtsai (1990)

gai miatt a szfaleritrácsban a $k = 0$ pontban elfajult két vegyértéksáv (könnyű és nehéz lyukak sávja) a wurtzitrácsban felhasad (kristálytér okozta felhasadás), és az egyik sávél lefelé tolódik el, és így a spin-pálya kölcsönhatás miatt amúgy is fennálló felhasadás miatt a három vegyértéksáv energiamaximumai különbözőek (vö. 2.5.b ábra).

A III-V típusú félvezetőkben a periódusos rendszer II. oszlopának elemei mint szennyezők vagy adalékok a III. oszlopbeli komponens atomjait helyettesítik, és így akceptorok, míg a VI. oszlop elemei donorok. A IV. oszlop elemei egyaránt beépülhetnek a III., illetve az V. oszlop elemei által alkotott alrácsba, így ettől függően egyaránt viselkedhetnek donorként, illetve akceptorként. A periódusos rendszer I. oszlopa elemei és az átmeneti fémek általában mély akceptorszinteket hoznak létre. A szennyezők ionizációs energiáit Hellwege és Madelung (1982), valamint Ridley (1988) nyomán a 2.5. táblázatban foglaltuk össze.

2.5. táblázat. Szennyezők energiaszintjei III-V típusú félvezetőkben, Hellwege és Madelung (1982), illetve Ridley (1988) nyomán

Csoport	Szeny- nyező	GaAs		GaP		InP		InSb		AlSb	
		CB	VB	CB	VB	CB	VB	CB	VB	CB	VB
I(a)	Li		230		91						
					62						
I(b)	Na		510								
	Cu		150		530			26 ^b			
			400		700						
	Ag		237					28 ^b			
II(a)	Au		405					42,5 ^d			
	Be		28,0 ^a		56,6	31					
II(b)	Mg		28,4 ^a		55,9	31					
	Zn		30,7 ^a		69,7	46,4		9,86 ^c			
	Cd		34,7 ^a		102	57,0		9,86 ^c			
	Hg					98					
IV	C	5,91	26,0 ^a		54,3	41,3					
	Si	5,84	34,5 ^a	85	210	~ 7					
	Ge	5,88	40,4 ^a	204	265	~ 7	210	9,25			
	Sn		171 ^a	72		~ 7					
VI	Pb	5,78	120								
	O	400		897							
	S	5,87		107		~ 7					
	Se	5,79		105		~ 7				270	
	Te	5,8		92,6		~ 7				130	
Átme- neti fémek	Cr		790		1200	940 ^c		70			
	Mn		113		410	270		9,5			
	Fe		370		750	700 ^c		13			
			520								
	Co		160		410 ^c	240 ^c					
	Ni		200		500			8			
					920						

^a Ashen és mtsai (1975)

^b Engeler és mtsai (1961)

^c Caldas és mtsai (1984)

^d Litter és mtsai (1961)

^e Murzin és mtsai (1972)

2.2. Terner és kvaterner III-V félvezetők

A Welker-féle elrendezésben szereplő tizenhat III-V típusú félvezető mellett igen nagyszámú terner és kvaterner vegyület-félvezető is ismert. A jelen tanulmányban, már csak helyszűke miatt is, nem ismertetjük részletesen az összes anyag tulajdonságait.

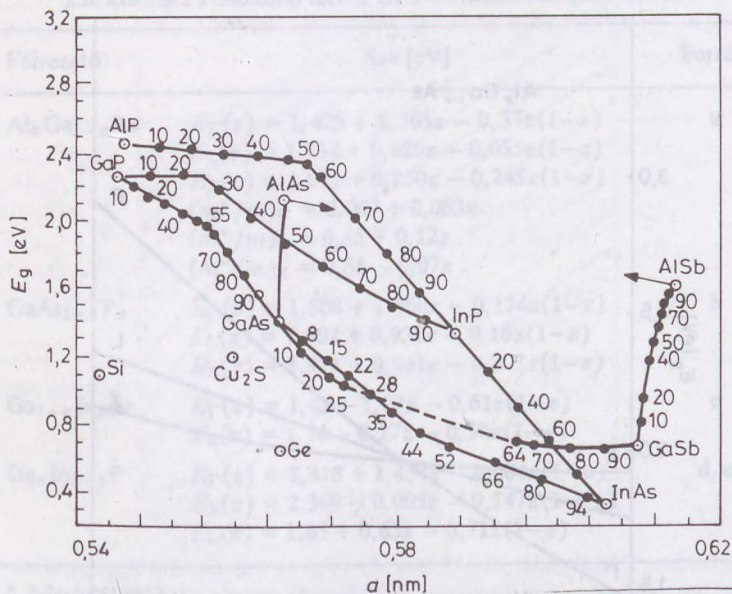
A bináris III-V félvezetők mellett több terner vegyület is gyakorlati jelentőséggel bír. A terner III-V típusú vegyület-félvezetőkben az egyik alrácásban nem egyfajta atom, hanem a periódusos rendszer ugyanazon oszlopából való két különböző atom helyezkedik el, valamely adott arányban. Ilyen vegyület-félvezető pl. az $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ vagy a $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$. A III-V típusú terner vegyületek félvezető-tulajdonságaik szempontjából igen hasonlóak a bináris vegyületekhez, szintén a szfalerit-, illetve a wurtzitrácsban kristályosodnak, és legtöbb tulajdonságuk, mint pl. a rácsállandó, a tiltott sáv stb. a bináris alkotók tulajdonságaiból interpolációval megkapható (Lendvay, 1983). Az esetek jó részében lineáris interpoláció is elegendő (Vegard-szabály).

A lehetséges terner kombinációk száma nagy, még ha az ismertebbekre is szorítkozunk, azaz az Al, Ga, In és a P, As, Sb alapúakra, akkor 18 különböző terner III-V anyag lehetséges. Ezekre az anyagokra, a rácsállandókat tekintve, a Vegard-szabály jól teljesül, azonban az egyes sávélék (a Γ , X és az L sávminimumok helyzete) változása az összetétel függvényében nem lineáris, hanem négyzetes függvénnyel írható le, melynek szokásos alakja $A_x\text{B}_{1-x}\text{C}$ terner összetételi formula esetén

$$E_i(x) = xE_i(\text{AC}) + (1-x)E_i(\text{BC}) - x(1-x)b_i. \quad (2.13)$$

Itt az i index az egyes sávminimumokat (Γ , X és L) jelöli, és a b_i állandó az ún. görbületi paraméter, mely az egyes anyagok jellemzője. $E_i(\text{AC})$ és $E_i(\text{BC})$ a terner félvezetőt alkotó két bináris anyag megfelelő sávparamétere. A kísérleti adatok elemzése alapján megállapítható, hogy az $E_i(x)$ görbék az összetétel függvényében lefelé görbülnek, azaz a (2.13) összefüggésben szereplő b_i görbületi paraméter pozitív.

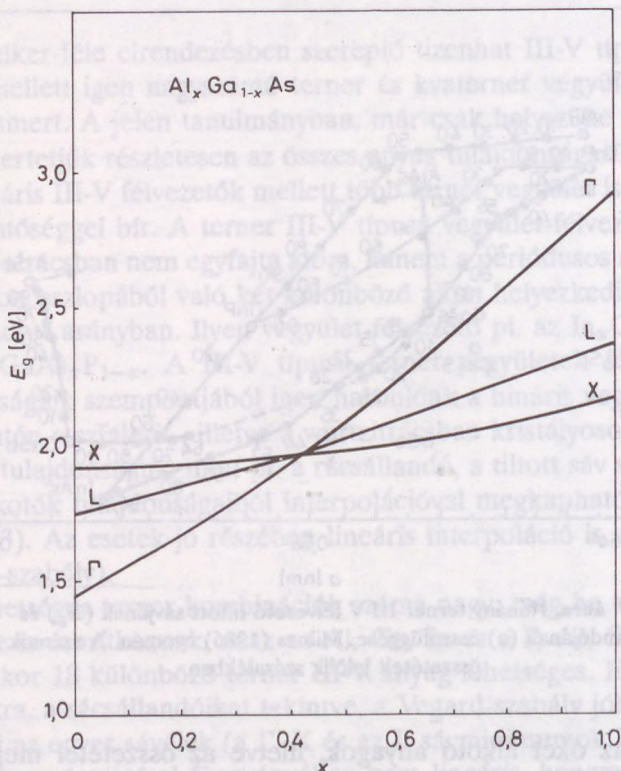
A terner III-V típusú vegyület-félvezetők jelentősége elsősorban



2.9. ábra. Néhány terner III-V félvezető tiltott sávjának (E_g) és rácsállandójának (a) összefüggése, Milnes (1986) nyomán. A számok az összetételt jelölik százalékban

az, hogy az őket alkotó anyagok, illetve az összetétel megfelelő megválasztásával a félvezető anyag tiltott sávjának szélessége, illetve a sávszerkezet típusa (direkt, illetve indirekt) széles határok között beállítható (band gap engineering) (Capasso, 1984; 1985; Capasso és Tsang, 1984). A 2.9. ábra ezt szemlélteti, melyen a terner vegyületek egy csoportjának tiltottsáv-szélessége látható a rácsállandó függvényében az összetétellel, mint paraméterrel (Milnes, 1986 nyomán).

A 2.10. ábra a $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$, a $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ és a $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ sávéleinek függését mutatja be az összetétel függvényében. Látható, hogy a Γ , X és L pontbeli sávminimumok az összetétel függvényében egymástól eltérő meredekséggel, illetve nem is lineárisan változnak, és így pl. a GaAs – GaP rendszerben az összetétel változásá-



2.10. ábra. A $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, a $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ és az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ tiltott sávja az x összetétel függvényében

val a sáv szerkezet jellege is megváltozik; $x \leq 0,45$ esetén az anyag direkt, míg $x \geq 0,45$ esetén indirekt sáv szerkezetű (Aspnes, 1976).

A $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ esetében szintén bekövetkezik a váltás a direkt és az indirekt sáv szerkezetek között, sőt az átmenet közelében a Γ , X és L típusú minimumok közel egymagasságban helyezkednek el, és így a transzport folyamatokban egyszerre vesznek részt mindhárom típusú energiavölgy elektronjai. A sáv szerkezet $x < 0,37$ esetén direkt, ezen összetétel felett indirekt jellegű.

A $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ As esetében a sáv szerkezet a teljes összetétel-tarto-

2.6. táblázat. Fontosabb terner III-V félvezetők sávparaméterei

Félvezető	Sáv [eV]	Forrás
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$E_{\Gamma}(x) = 1,425 + 1,505x - 0,37x(1-x)$ $E_{\text{L}}(x) = 1,734 + 0,629x - 0,055x(1-x)$ $E_{\text{X}}(x) = 1,911 + 0,250x - 0,245x(1-x)$ $(m^*/m)_{\Gamma} = 0,067 + 0,083x$ $(m^*/m)_{\text{L}} = 0,55 + 0,12x$ $(m^*/m)_{\text{X}} = 0,85 - 0,07x$	a
$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$	$E_{\Gamma}(x) = 1,508 + 1,366x - 0,174x(1-x)$ $E_{\text{L}}(x) = 1,802 + 0,930x - 0,16x(1-x)$ $E_{\text{X}}(x) = 1,971 + 0,361x - 0,202x(1-x)$	b
$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$	$E_{\Gamma}(x) = 1,43 - 1,07x - 0,61x(1-x)$ $E_{\text{L}}(x) = 1,74 - 0,27x - 0,50x(1-x)$	c
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$E_{\Gamma}(x) = 1,418 + 1,454x - 0,684x(1-x)$ $E_{\text{X}}(x) = 2,369 - 0,005x - 0,147x(1-x)$ $E_{\text{L}}(x) = 1,85 + 0,65x - 0,71x(1-x)$	d, e

^a Adachi (1985)

^b Aspnes (1976)

^c Hellwege és Madelung (1982)

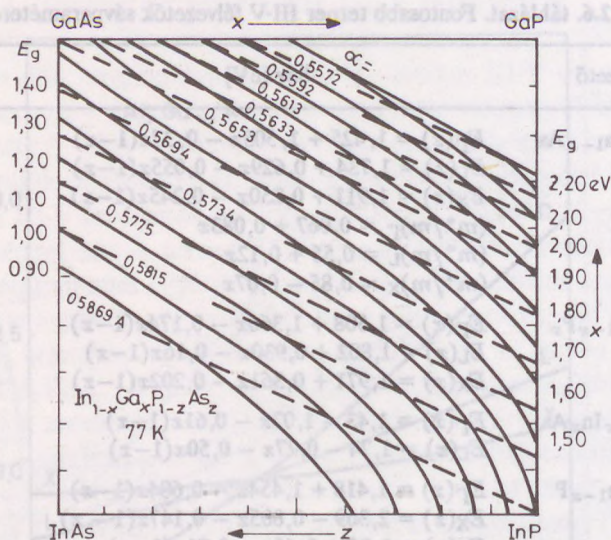
^d Merle és mtsai (1977)

^e Krutogolov és mtsai (1989)

mányban direkt, de hasonló a helyzet többek között az $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ és a $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ esetében.

A 2.6. táblázatban összefoglaltuk a gyakorlati szempontból legnagyobb jelentőségű terner félvezetők sávparaméter- és effektív-tömeg-adatait. A táblázatban nem említett anyagokra vonatkozó sáv szerkezeti adatok megtalálhatók többek között Glisson és mtsai (1978) közleményében (lásd még Lendvay, 1983; 1984), illetve Neuberger (1971), valamint Hellwege és Madelung (1982) adatgyűjteményében.

Még nagyobb számú ún. kvaterner III-V típusú félvezető lehetséges, azonban tulajdonságaikról, a jelenleg folyó intenzív kutatások ellenére is, csak kevés adat áll rendelkezésre. Jelentőségük első sorban az, hogy az összetétel megfelelő megválasztásával mind a



2.11. ábra. Rácsállandó (a) és tiltott sáv (E_g) az x összetétel függvényében az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z$ kvaterner rendszerben, Milnes (1986) nyomán. A folytonos vonalak az azonos tiltottsáv-értékeket, míg a szaggatott vonalak a Vegard-szabály alapján meghatározott rácsállandókat jelentik

rácsállandó, mind a tiltott sáv nagysága (illetve a sáv szerkezet típusa) egymástól függetlenül beállítható, mely igen nagy fontosságú az optimális technológiai feltételekhez szükséges rácsillesztésnél, továbbá új eszköz szerkezetek létrehozásánál.

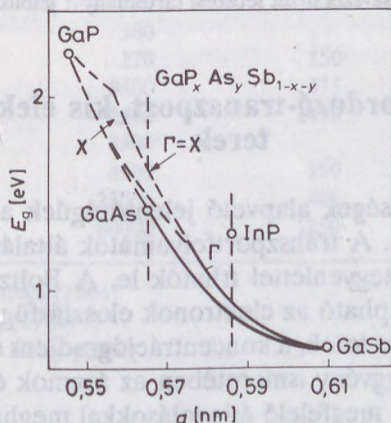
Az $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ rendszerre a direkt tiltott sávnak az összetételtől való függését Nahory (1978) és Milnes (1986) nyomán a 2.11. ábra mutatja be. A releváns sávparamétereket a 2.7. táblázatban gyűjtöttük össze. Az említett kvaterner rendszerben a direkt tiltott sáv szélessége az összetétellel folyamatosan változtatható a 0,72 eV és 1,36 eV közötti tartományban, miközben a rácsállandó úgy választható meg, hogy pl. InP-hoz mint hordozóhoz a kristálynövesztés során rácsilleszkedés legyen biztosítva. Az InP hordozó esetén a rácsillesztés feltétele $y \approx 2, 2x$.

Egy másik fontos anyagrendszer a $\text{GaP}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-x-y}$, illetve az $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{Sb}$ (Lendvay, 1984; 1987). A sáv szerkezetnek az

2.7. táblázat. Tiltotsáv-paraméterek az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ kvaterner rendszert határoló terner III-V félvezetőkben, Nahory és mtsai (1978) nyomán

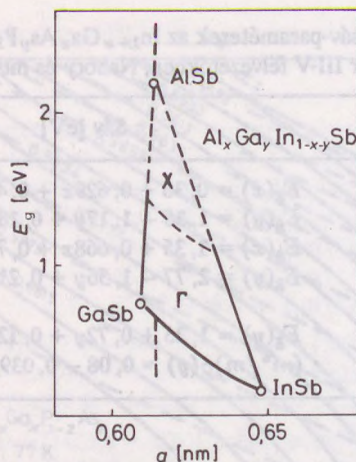
Félvezető	Sáv [eV]
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	$E_g(x) = 0,36 + 0,629x + 0,436x^2$
$\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$	$E_g(y) = 1,35 - 1,17y + 0,18y^2$
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$	$E_g(x) = 1,35 + 0,668x + 0,758x^2$
$\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$	$E_g(y) = 2,77 - 1,56y + 0,21y^2$
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($y \approx 2,2x$)*	$E_g(y) = 1,35 + 0,72y + 0,12y^2$ $(m^*/m)_{\Gamma}(y) = 0,08 - 0,039y$

* rácsillesztett InP-hoz



2.12. ábra. A tiltott sáv (E_g) és a rácsállandó (a) kapcsolata a GaPAsSb rendszerben, Lendvay (1984) nyomán. A szaggatott vonalak az indirekt tiltott sáv létezési tartományát jelölik

összetétellel való változását a 2.12. és 2.13. ábrák szemléltetik. Ezen kvaterner félvezetőknél a rácsilleszkedés mind GaAs-hez, mind InP-hoz elérhető (Lendvay, 1984; 1987).



2.13. ábra. A tiltott sáv (E_g) és a rácsállandó (a) kapcsolata az AlGaInSb rendszerben, Lendvay (1984) nyomán. A szaggatott vonalak az indirekt jellegű sávszerkezet létezési tartományát jelölik

2.3. Töltéshordozó-transzport, kis elektromos terek

A transzportjelenségek alapvető jelentőségűek a félvezető eszközök működésében. A transzportfolyamatok általánosan a Boltzmann-féle transzportegyenlettel írhatóak le. A Boltzmann-egyenlet megoldásával megkapható az elektronok eloszlásfüggvénye a külső elektromos, mágneses terek, a koncentrációgradiens stb. függvényében. Az eloszlási függvény ismeretében az áramok és így a transzportegyütthatók már megfelelő átlagolásokkal meghatározhatók.

A félvezető eszközök működése szempontjából a legfontosabb transzportegyüttható a kis elektromos terekben fellépő vezetési folyamatokra jellemző μ töltéshordozó-mozgékonyosság, mely az elektronok (lyukak) sodródási (drift)sebességének és az elektromos térerősségnek a hányadosa, azaz

$$\mu = \frac{v_d}{E}. \quad (2.14)$$

2.8. táblázat. Szobahőmérsékleten mért legnagyobb elektron- és lyukmozgékonyaságok III-V félvezetőkben, Sze (1981a) nyomán

	μ_n [cm ² /Vs]	μ_p [cm ² /Vs]	$\frac{\mu_n}{\mu_p}$
C	1800	1200	1,5
SiC(α)	400	50	8
Si	1500	450	3,3
Ge	3900	1900	2,1
α -Sn	1400	1200	1,1
BN			
BP	150	500 ^a	0,3
BAs			
AlN		14	
AlP	80		
AlAs	300		
AlSb	200	420	0,5
GaN	380		
GaP	170	150	1,1
GaAs	8500	435	19,5
GaSb	2500 ^b	1420 ^b	1,8
InN	3500 ^c		
InP	4600	150	30,7
InAs	33000	460	71,7
InSb	80000	1250	64,0

^a Wang és mtsai (1964)

^b Madelung (1964)

^c Tansley és Foley (1984)

A 2.8. táblázatban összegyűjtöttük a III-V félvezetőkben és összehasonlítóképpen az elemi (IV. oszlopbeli) félvezetőkben a szobahőmérsékleten mérhető legnagyobb elektron- és lyukmozgékonyaságokat.

A töltéshordozók mozgékonyaságát a töltéshordozók és a kristályrács, a töltéshordozók és a különböző szennyezők, illetve kristályhibák, valamint a töltéshordozók egymás közötti kölcsönhatási folyamatai határozzák meg, melyeket szokás szóródási vagy ütközési folyamatoknak nevezni (lásd pl. Conwell, 1967; Nag, 1972; 1980;

Pataki, 1977; Mathur és mtsai, 1978). A fentiek alapján tehát megkülönböztethetünk rác- vagy fononszóródási mechanizmusokat, a szennyezőkőn és rácshibákön (összefoglalóan: hibahelyeken) végbemenő szóródást és végül elektron-elektron (lyuk-lyuk) szóródást.

A különböző lehetséges rác- (fonon-) szóródási mechanizmusok elvileg behatárolják mindegyik félvezető anyagban a lehetséges legnagyobb töltéshordozó-mozgékonyaságot. A szóródási folyamatok analízisénel figyelembe kell venni, hogy többféle fononmódus létezhet, úm. akusztikus és optikai módusok. Továbbá az elektronok (illetve lyukak) a megengedett energiasávok többvölgyes szerkezete miatt szóródhatnak egy energiavölgyön belül, mely esetben a kis hullámszámvektorú fononok hatása a lényeges; vagy a szóródás hatására egyik energiavölgyből átszóródhatnak a másikba (ekvivalens völgyek közötti szóródás, illetve nem ekvivalens völgyek közötti transzfer). Ezen esetekben a nagy hullámszámvektorú fononok vesznek részt a kölcsönhatásban.

Tárgyalásunk szempontjából lényegében az alábbi két rácsszórási mechanizmus bír alapvető jelentőséggel.

Az elektronoknak (lyukaknak) a rácсреzgések akusztikus ágán, a deformációs potenciálon keresztüli csatolással végbemenő szóródása esetén a mozgékonyaság:

$$\mu \sim m^{*-5/2} T^{-3/2}. \quad (2.15)$$

Itt m^* a töltéshordozók effektív tömege. A hőmérsékletfüggés abból adódik, hogy ezen folyamatnál az elektronok szabad úthossza, amiatt hogy a fononok száma a hőmérséklettel nő, fordítva arányos a hőmérséklettel; a további $T^{-1/2}$ tényező a relaxációs (két ütközés közötti) idő hőmérsékletfüggéséből ered.

Az optikai fononokon való szóródás (polarizációs hullámokkal való csatolás) esetére pedig, közelítőleg, az eszközök működését átfogó hőmérséklet-tartományra:

$$\mu \sim e^2 m^{*-3/2} T^{1/2} [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]. \quad (2.16)$$

Itt e^* az effektív töltés, mely a kristályrác polarizálhatóságának mértéke, $\hbar\omega$ pedig a (longitudinális) optikai fononok energiája. Az

2.9. táblázat. Effektív töltés és longitudinális optikai fononenergia-értékek III-V félvezetőkben, Hilsun (1966) és Hass (1967) nyomán

	e^*/e	$\hbar\omega$ [meV]
BN	0,56	162
AlP	0,29 ^a	62
AlAs	0,25 ^a	50,1
AlSb	0,19	42,8
GaN		90
GaP	0,24	50,0
GaAs	0,20	36,1
GaSb	0,13	29,8
InN		86
InP	0,26	42,8
InAs	0,23	29,1
InP	0,16	23,6

^a elméleti becslés (Hübner és Leonhardt, 1971)

e^* és $\hbar\omega$ értékeit néhány fontosabb III-V félvezetőre a 2.9. táblázatban foglaltuk össze. Az exponenciális jellegű hőmérsékletfüggés a kölcsönhatásban részt vevő nagyenergiájú optikai fononok eloszlásából ered.

A szennyezőkkel, illetve rácshibákkal kapcsolatos elektronszóródási mechanizmusok közül általában az ionizált szennyezőkön való szóródás az alapvető tényező, mivel az eszközök működéséhez szükséges töltéshordozó-koncentrációkat adalékolással lehet beállítani, és mivel az adalékatomok ionizált állapotban vannak, erős kölcsönhatásban állnak a szabad töltéshordozókkal. Ezen szóródási mechanizmusból eredő mozgékonyosság a klasszikus Rutherford-féle szórási formulából számítható, és lényegében a következő összefüggésre vezet:

$$\mu \sim N_I^{-1} m^{*-1/2} T^{3/2}. \quad (2.17)$$

A mozgékonyoságnak a szennyezőkoncentráció reciprokától való függése természetesen adódik, ha az egymást követő ütközések egymástól függetlennek tekinthetők. A hőmérsékletfüggés éppen ellen-

tétes jellegű, mint a fononszóródási mechanizmusoknál, ugyanis növekvő hőmérséklettel a töltéshordozók átlagos energiája nő, és így csökken a rögzített potenciálú szórócentrumokkal való kölcsönhatás során a szórási hatáskeresztmetszet.

A legtöbb szórási mechanizmus olyan, hogy nagyobb töltéshordozó effektív tömeg kisebb mozgékonyaságra vezet, melyet jól igazol a tapasztalat.

Természetesen az esetek többségében még egyéb hatások is figyelembe veendők a töltéshordozók mozgékonyaságának pontos leírásánál, a részletekre vonatkozóan most azonban az irodalomra utalunk (Conwell, 1967; Nag, 1972; 1980; Pődör, 1990).

Több szóródási mechanizmus együttes hatása esetén az eredő mozgékonyaság jó közelítésben az alábbi képlettel számolható (Matthiesen-szabály):

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i}, \quad (2.18)$$

ahol μ_i az egyes kölcsönhatási mechanizmusok által meghatározott mozgékonyaság. Mivel a fenti összefüggés szerint az eredő mozgékonyaságot elsősorban a kisebbik mozgékonyaság határozza meg, magas hőmérsékleteken a rácsszórás, alacsony hőmérsékleteknél pedig a hibahelyeken történő szóródás a meghatározó.

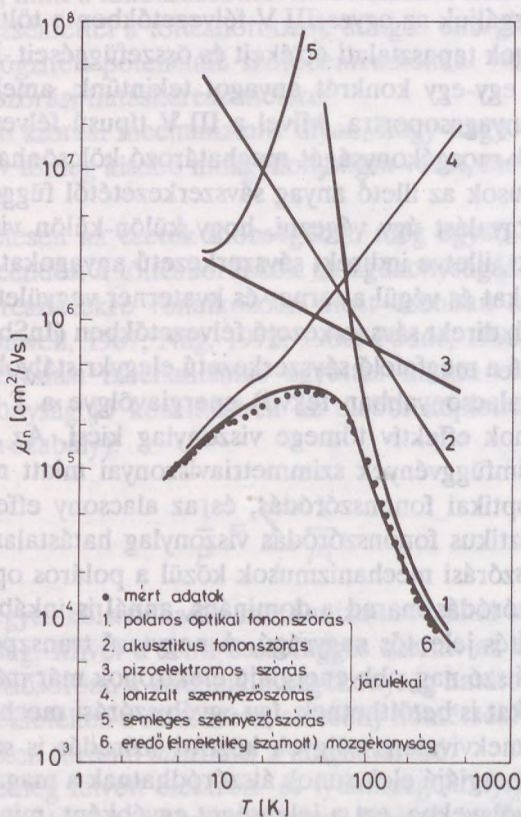
A kísérletileg felvett elektron- és lyukmozgékonyaságok legtöbbszor egy T^{-n} alakú hatványfüggvénnyel írhatók le, ha a rácsszóródás a domináns, és a vizsgált hőmérsékleti tartomány nem túl széles. A (2.15) egyenlet egy $T^{-1,5}$ jellegű függvényt eredményez az akusztikus fononokon való szóródásra. Az optikai fononokon való szóródás hatása csak növeli a hőmérsékletfüggés meredekségét. Egy exponenciális jellegű függvény [lásd (2.16)] és egy hatványfüggvény szerinti függésnek a (2.18) egyenlet szerinti eredője rendszerint jól közelíthető egy $T^{-1,5}$ -nél nagyobb kitevőjű hatványfüggvénnyel, legalábbis egy korlátozott hőmérséklet-tartományon belül. A T^{-n} alakú hőmérsékletfüggésben a hatványkitevő tapasztalati értéke rendszerint 1,5 és 2,5 közé esik. Másrészt a hibahelyek okozta szórás, legalábbis a szobahőmérséklet környékén, a közelítő hatványfüggvény kitevőjét csökkenti.

A fenti általános áttekintés után az alábbiakban részletesebben is megvizsgáljuk az egyes III-V félvezetőkben a töltéshordozómozgékonyságok tapasztalati értékeit és összefüggéseit. Ezt úgy végezzük, hogy egy-egy konkrét anyagot tekintünk, amely jellemző a megfelelő anyagcsoportra. Mivel a III-V típusú félvezetőkben a töltéshordozók mozgékonyságát meghatározó kölcsönhatási, szórási mechanizmusok az illető anyag sávszerkezetétől függenek, ezért célszerű a tárgyalást úgy végezni, hogy külön-külön vizsgáljuk az n-típusú direkt, illetve indirekt sávszerkezetű anyagokat, majd a p-típusú anyagokat és végül a terner és kvaterner vegyületeket.

Az n-típusú, direkt sávszerkezetű félvezetőkben (InSb, InAs, InP, GaAs, továbbá a megfelelő sávszerkezetű elegykristályok) a vezetési sáv fő (legalacsonyabban fekvő) energiavölgye a Γ -völgy, ahol is az elektronok effektív tömege viszonylag kicsi. Az Γ -völgybeli elektron-hullámfüggvények szimmetriaviszonyai miatt nem lép fel nempoláros optikai fononszóródás, és az alacsony effektív tömeg miatt az akusztikus fononszóródás viszonylag hatástalan. Így a lehetséges rácsszórási mechanizmusok közül a poláros optikai fononokon való szóródás marad a domináns, annál is inkább, mivel az effektív iontöltés jelentős nagyságú. A nagyterű transzportban fontos szerepet játszó nagyobb energiájú elektronok már más szimmetriájú állapotokat is betölthetnek, így egyéb szórási mechanizmusok, mint pl. a nemekvivalens völgyek közötti szóródás is szóba jöhetnek. A nagy energiájú elektronok átszóródhatnak a magasabb energiájú energiavölgyekbe, ezt a jelenséget egyébként, mint a nemekvivalens energiavölgyek közötti elektrontranszfert, fontossága miatt külön tárgyaljuk.

A 2.14. ábrán nagy tisztaságú GaAs-ben széles hőmérséklet-tartományban mért elektronmozgékonyság-görbét mutatunk be az elméletileg számított mozgékonyság-hőmérséklet összefüggéssel együtt (Fletcher és Butcher, 1972). Látható, hogy kb. 120 K felett a poláros optikai fononokon való szóródás, míg kb. 80 K alatt az ionizált szennyezőkön való szóródás a domináns, a fentiekkel összhangban. A szóródási mechanizmusokra vonatkozóan hasonló eredményeket közölt többek között Pödör és Nádor (1974) is.

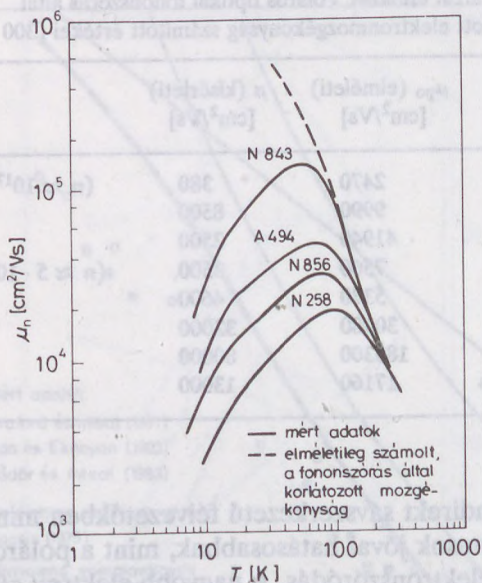
A 2.15. ábrán hasonló jellegű görbék láthatók az InP elektronmozgékonyságára (Anderson és Apsley, 1986). Szaggatott vonallal



2.14. ábra. Elektronmozgékonyág (μ_n) nagy tisztaságú GaAs-ben a hőmérséklet függvényében Fletcher és Butcher (1972) nyomán

az elméletileg számított, fononszórás által korlátozott mozgékony-ságot jelöltük, míg a folytonos vonalak az egyes mintákra az ionizált és semleges szennyezők hatásait is figyelembe vevő elméleti mozgékony-sággörbéket jelölik. Megint jól látható az elméleti görbék és a kísérleti adatok megnyugtató egyezése.

A 2.10. táblázatban Hilsom (1966) nyomán, valamint saját számí-tásaink alapján összevetettük a direkt sávszerkezetű III-V anyagok-ban a szobahőmérsékleten mért elektronmozgékonyságokat a polá-ros optikai fononszóródás esetére számolt értékkel, és látható, hogy



2.15. ábra. Elektronmozgékonyosság (μ_n) nagytisztaságú InP-ban a hőmérséklet függvényében, Anderson és Apsley (1986) nyomán.

A mért kristályok paraméterei ($N = N_d - N_a$, illetve $K = N_a/N_d$) rendre:

N843 — $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ és 0,35, N843 — $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ és 0,35,

A494 — $2,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ és 0,15, N856 — $5,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ és 0,13,

N258 — $9,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ és 0,20

az elméleti és tapasztalati értékek a legtöbb esetben jó egyezést mutatnak.

Az n-típusú, indirekt sávszerkezetű anyagok, úm. az AlP, AlAs, AlSb és a GaP vezetési sávjában az energiavölgyek az X pontban, illetve annak közelében találhatók, amely azzal jár, hogy az elektronok effektív tömege nagyobb, és az elektronok állapotai nem rendelkeznek a legegyszerűbb s-szimmetriával. Így az akusztikus fononokon való szóródás, melyre a (2.15) egyenlet szerint $\mu \sim m^{*-5/2}$, jóval jelentősebb, mint a poláros optikai fononokon végbemenő szóródás, melyre $\mu \sim m^{*-3/2}$ [lásd (2.16)], ellentétben a direkt sáv-szerkezetű anyagokkal. Ezen túlmenően fellép a nempoláros optikai fononszórás is, valamint az ekvivalens energiavölgyek közötti

2.10. táblázat. Poláros optikai fononszórás által korlátozott elektronmozgékonyság számított értékei (300 K-en)

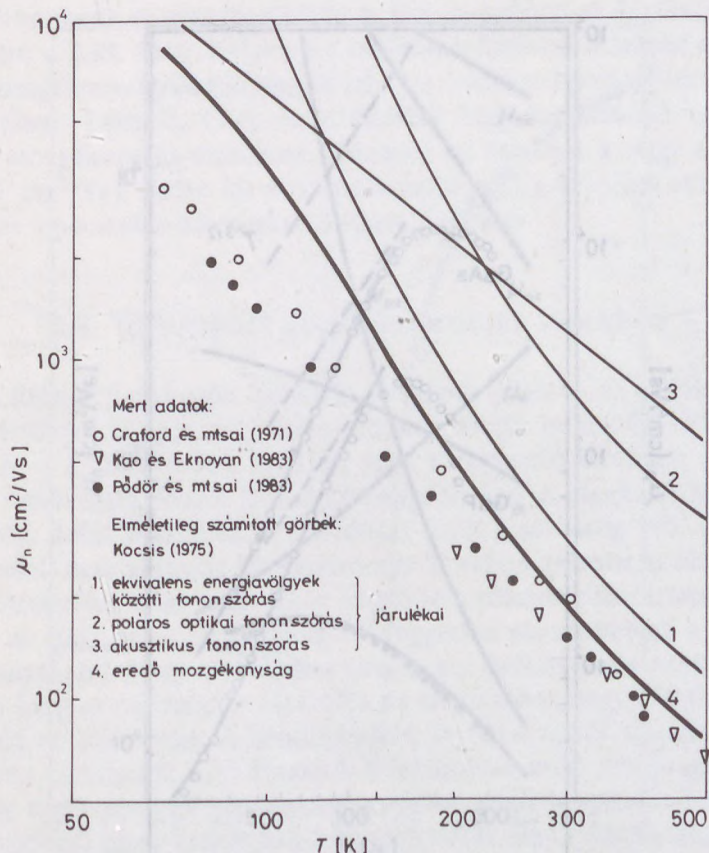
Félvezető	μ_{po} (elméleti) [cm ² /Vs]	μ (kísérleti) [cm ² /Vs]	
GaN	2470	380	$(n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3})$
GaAs	9990	8500	
GaSb	41940	2500	
InN	7560	3500	$(n \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3})$
InP	5370	4600	
InAs	30080	33000	
InSb	180300	80000	
Ga _{0,47} In _{0,53} As	17160	13000	

szóródás. Az indirekt sávszerkezetű félvezetőkben mindezek a szórási mechanizmusok jóval hatásosabbak, mint a poláros optikai fononokon való elektronszóródás. A nagyobb elektron effektív tömeg, valamint a több ekvivalens energiavölgyet tartalmazó sávszerkezet által megengedett többletszóródás miatt az indirekt sávszerkezetű félvezetőkben az elektronok mozgékonyasága jóval alacsonyabb, mint a direkt sávszerkezetű anyagokban.

A fent mondottak illusztrálására a 2.16. ábrán a GaP-ban az elektronok kísérletileg mért mozgékonyaságát ábrázoltuk a hőmérséklet függvényében, részben az irodalmi adatok (Craford és mtsai, 1971; Kao és Eknayan, 1983), részben saját méréseink (Pödör és mtsai, 1983) alapján. A rácsszórási mozgékonyaság elméleti értékeit Kocsis (1975) munkájából vettük.

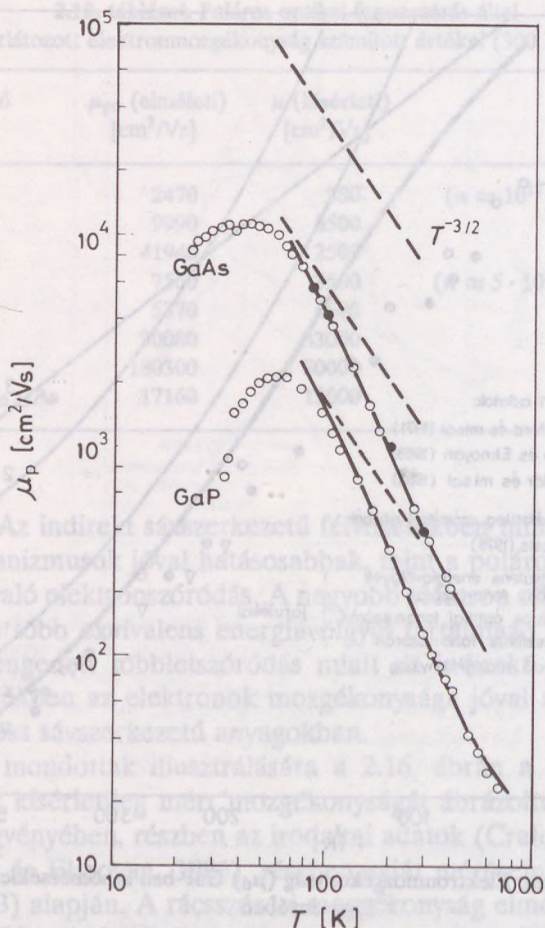
A p-típusú anyagokban mindhárom fentebb említett szóródási mechanizmus jelentős, és a lyukak mozgékonyaságát a nagy effektív tömeg és a vegyértéksáv kettős, könnyű és nehéz lyukak sávjából álló szerkezete miatt alapvetően a nempoláros jellegű kölcsönhatások, azaz az akusztikus és a nempoláros optikai fononszóródás határozzák meg.

A lyukak nagy effektív tömege ($m^*/m \approx 0,5$), valamint a többfajta szórási mechanizmus együttes hatása következtében a lyu-



2.16. ábra. Elektronmozgékonyosság (μ_n) GaP-ban a hőmérséklet függvényében

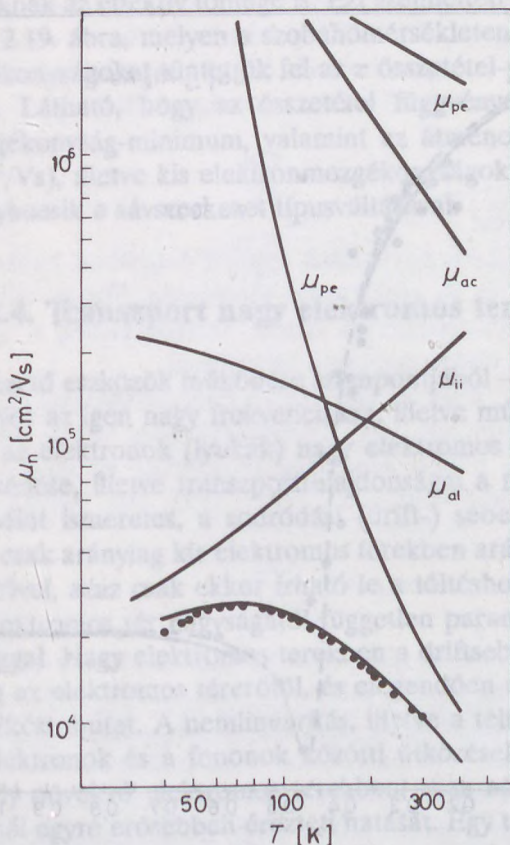
kak mozgékonyasága a III-V típusú félvezetőkben viszonylag kicsi, szobahőmérsékleten egy-két kivételtől eltekintve 300-400 cm²/Vs nagyságú (vö. 2.7. táblázat). GaAs és GaP-ra vonatkozóan tipikus lyukmozgékonyosság-hőmérséklet görbéket mutat be Wiley és DiDomenico (1970) nyomán a 2.17. ábra. A lyukmozgékonyosság hőmérsékletfüggése jól leírható a $\mu \sim T^{-n}$ empirikus összefüggéssel, ahol



2.17. ábra. Mért és elméletileg számított lyukmozgékonyságok (μ_p) összehasonlítása p-típusú GaAs-ben és GaP-ban, Wiley és DiDomenico (1970) nyomán

is az n kitevő értékei GaP, GaAs, InP és AlSb esetében rendre 2,2–2,3, 2,3–2,4, 2,3–2,4 és ~ 2 (Wiley és DiDomenico, 1970).

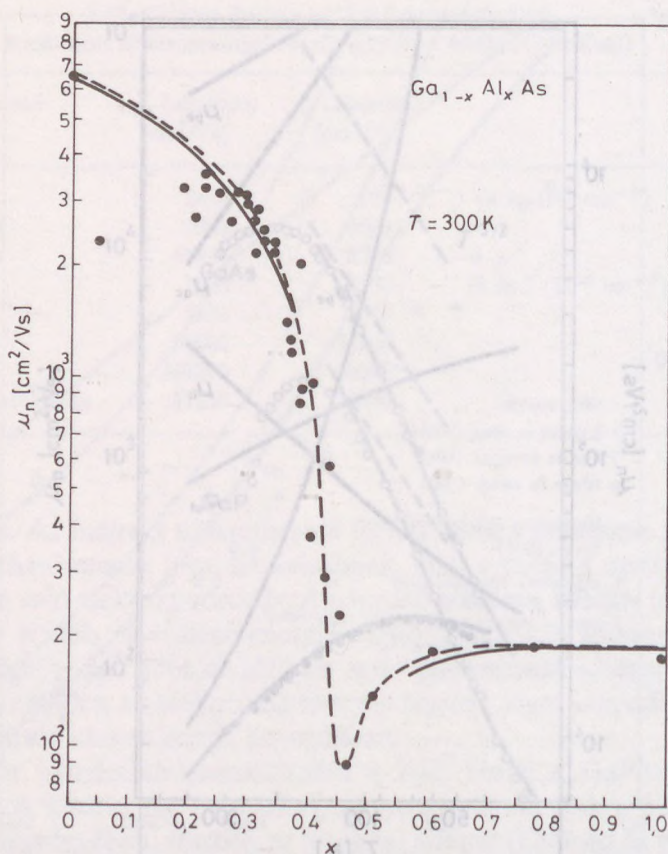
A terner és kvaterner III-V anyagoknál a fent említett hatások mellett egy többletszóródási effektus lép fel amiatt, hogy



2.18. ábra. Elektronmozgékonyosság (μ_n) $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ben a hőmérséklet függvényében, Takeda és Pearsall (1981) nyomán. A folytonos vonalak az elméletileg számolt mozgékonytságot, illetve annak összetevőit jelölik.

μ_{po} poláros optikai fononszórás, μ_{ac} akusztikus fononszórás, μ_{pe} piezoelektromos szórás, μ_{ii} ionizált szennyezőszórás, μ_{al} „ötvözet”-szórás

az egyik, illetve mindkét alrácban nem egyféle, hanem többfajta atom helyezkedik el, amely megzavarja az ideális periódikus potenciált, és többlet-szórópotenciált képvisel („ötvözet”-szórás, alloy scattering). Az $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$ -re vonatkozó tapasztalati és elméleti elektronmozgékonyosság-görbéket Takeda és Pearsall (1981) nyo-



2.19. ábra. Szobahőmérsékleten mért elektronmozgékonyosság (μ_n) $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -ben az x összetétel függvényében, Saxena és Mudares (1985) nyomán. A folytonos és szaggatott vonal két elméleti modell alapján számolt értékeket jelöl. A sáv szerkezet $x \approx 0,37$ -nél vált át direktből indirekt jellegűvé

mán a 2.18. ábra mutatja be. Az ábra jól demonstrálja az említett „ötvözet”-szórás hatását.

Egy további komplikációt okozhat az a tény, hogy több turner III-V félvezetőnél az összetétel változásával megváltozhat a sáv szerkezet jellege (direkt vagy indirekt), és ezzel együtt erősen meg-

változnak az elektronok szóródási mechanizmusai és maguknak az elektronoknak az effektív tömege is. Ezt szemlélteti az $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ esetére a 2.19. ábra, melyen a szobahőmérsékleten mérhető elektronmozgékonyságokat tüntettük fel az x összetétel-paraméter függvényében. Látható, hogy az összetétel függvényében jelentkező éles mozgékonyság-minimum, valamint az átmenet a nagy ($>2-3000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), illetve kis elektronmozgékonyságok ($\sim 200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) között egybeesik a sávszerkezet típusváltásával.

2.4. Transzport nagy elektromos terekben

A félvezető eszközök működése szempontjából — és ez fokozottan érvényes az igen nagy frekvenciákra, illetve működési sebességekre — az elektronok (lyukak) nagy elektromos terekben mutatott viselkedése, illetve transzporttulajdonságai a meghatározó tényezők. Mint ismeretes, a sodródási (drift-) sebesség [vö. (2.14) egyenlet] csak aránylag kis elektromos terekben arányos az elektromos térerővel, azaz csak ekkor írható le a töltéshordozótranszport egy, az elektromos tér nagyságától független paraméterrel, a mozgékonyssággal. Nagy elektromos terekben a driftsebesség nemlineárisan függ az elektromos térerőtől, és elegendően nagy elektromos térben telítést mutat. A nemlinearitás, illetve a telítés oka elsősorban az elektronok és a fononok közötti ütközések nem rugalmas volta, mely növekvő elektromos terekben, azaz növekvő kinetikus energiáknál egyre erősebben érezteti hatását. Egy további, de a félvezető sávszerkezetétől függő hatás pedig a nemekvivalens energiaszintek közötti elektron- (lyuk-) transzfer, melyet később tárgyalunk majd.

A teljes $v(E)$ összefüggés lényegében két egyenlettel, az impulzus- és az energiamérleg egyenleteivel írható le. Ezek szerint

$$m^* \frac{dv_d}{dt} = eE - \frac{m^* v_d}{\tau_m}, \quad (2.19)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} = eE v_d - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon}, \quad (2.20)$$

ahol E az elektromos térerő, ϵ az elektronok átlagos energiája (az elektromos térben), $\epsilon_0 = 3kT/2$ az elektronok egyensúlyi (termikus) energiája, T a kristály hőmérséklete, τ_m és τ_e pedig az ún. impulzus- és energiarelagációs idő. Az impulzusrelaxációs idő a gyenge terekben mérhető mozgékonyssággal áll kapcsolatban a jól ismert

$$\mu = \frac{e\tau_m}{m^*} \quad (2.21)$$

összefüggés szerint.

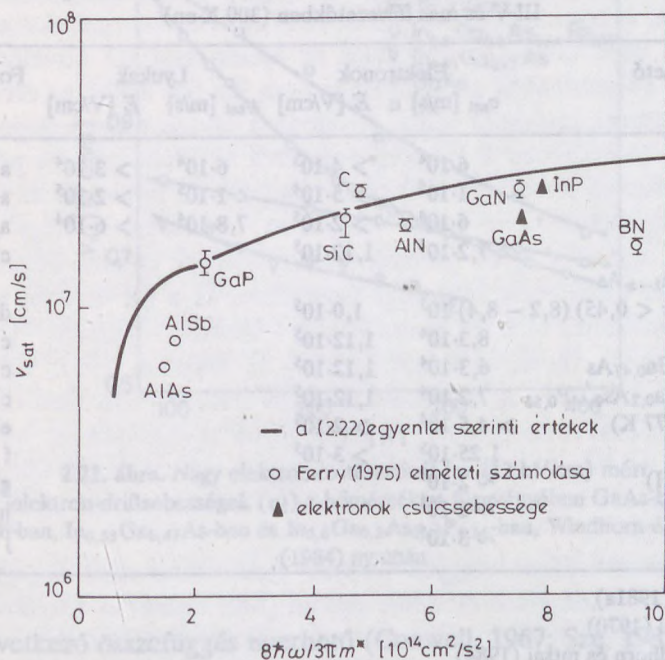
A (2.19) és (2.20) egyenletek explicit formában kapcsolatot teremtenek az E és v_d elektromos térerősség, illetve driftsebesség, valamint az ϵ elektronenergia között. Természetesen a τ_m és τ_e relaxációs idők az elektronenergia függvényei.

Ha feltesszük, hogy az elektronok energiavesztéssel járó szóródása egyféle fononon való szóródással megy végbe, akkor a töltéshordozók v_{sat} telítési sebessége közelítőleg az alábbi összefüggésből számítható (Wolff, 1954; Ferry, 1975; Sze, 1981a):

$$v_{sat} = \left(\frac{8\hbar\omega}{3\pi m^*} \right)^{1/2}, \quad (2.22)$$

ahol $\hbar\omega$ a folyamatban részt vevő (domináns) fonon energiája. Az elektron és fonon közötti ütközésre alkalmazott impulzusmegmaradás tételéből következik, hogy direkt sávszerkezetű anyagban a Γ -energiavölgyben lévő elektronok a kis hullámszámvektorú fononokkal, míg az indirekt sávszerkezetű félvezetőkben az X-, illetve L-völgyekben lévő elektronok a nagy hullámszámvektorú optikai és akusztikus fononokkal való kölcsönhatás (szóródás) útján veszít el energiájukat, és így áll be a telítési sebesség. Ugyancsak ezen utóbbi típusú fononok közvetítik a később részletesen tárgyalandó nemekvivalens energiavölgyek közötti elektrontranszfert is.

A 2.20. ábrán Ferry (1975) nyomán ábrázoltuk néhány III-V típusú és más félvezetőre az elektronok telítési sebességét a $8\hbar\omega/3\pi m^*$ mennyiség függvényében, egyrészt a (2.22) egyenlet szerint, másrészt feltüntettük a Ferry (1975) által egy pontosabb modellből elméletileg számított értékeket, valamint a vonatkozó kísérleti adatokat. A v_{sat} -ra található kísérleti adatokat és elméletileg



2.20. ábra. Elektronok telítési sebessége (v_{sat}) néhány III-V félvezetőben a (2.22) egyenletben szereplő paraméter függvényében, Ferry (1975) nyomán

becsült értékeket néhány fontosabb félvezetőre a 2.11. táblázatban foglaltuk össze.

Természetesen, az eszközökben való alkalmazások szempontjából nagy fontossággal bír a v_{sat} telítési sebesség hőmérsékletfüggésének ismerete. Erre vonatkozóan meglehetősen kevés adat áll rendelkezésre az irodalomban. GaAs-ben v_{sat} a T hőmérséklettel fordítva arányos a 300–500 K közötti tartományban (Sze, 1981a). A 2.21. ábrán Windhorn és mtsai (1984) nyomán bemutatjuk a telítési térerősséget megközelítő elektromos térnél ($\sim 112 \text{ kV/cm}$) mért elektronsebességet a hőmérséklet függvényében GaAs-ben, InP-ban, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ben és $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}_{0,44}\text{P}_{0,56}$ -ban. Ezen két utóbbi anyag rácsállandója egyébként az InP-éhoz illeszkedik.

2.11. táblázat. Töltéshordozók telítési (szaturációs) sebessége
III-V és más félvezetőkben (300 K-en)

Félvezető	Elektronok		Lyukak		Forrás
	v_{sat} [m/s]	E [V/cm]	v_{sat} [m/s]	E [V/cm]	
Ge	$6 \cdot 10^4$	$> 4 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^4$	$> 3 \cdot 10^4$	a
Si	$1 \cdot 10^5$	$> 5 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	$> 2 \cdot 10^5$	a
GaAs	$6 \cdot 10^4$	$> 2 \cdot 10^5$	$7,8 \cdot 10^4$	$> 6 \cdot 10^4$	a, b
GaAs	$7,2 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^5$			c
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$					
$(0 < x < 0,45)$	$(8,2 - 8,4) \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$			d
InP	$8,3 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^5$			c
$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	$6,3 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^5$			c
$\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}_{0,44}\text{P}_{0,56}$	$7,2 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^5$			c
InSb (77 K)	$> 4,5 \cdot 10^4$	$> 2 \cdot 10^5$			e
GaP	$1,25 \cdot 10^5$	$> 3 \cdot 10^5$			f
SiC(6H)	$\sim 2 \cdot 10^5$				g, h
C	$\sim 2 \cdot 10^5$				h, i
GaN	$\sim 3 \cdot 10^5$				j

^a Sze (1981a)

^b Dalal (1970)

^c Windhorn és mtsai (1984)

^d Garmatin és Täger (1985)

^e Heywang és Pötlz (1976)

^f Johnson és Eknoyan (1985)

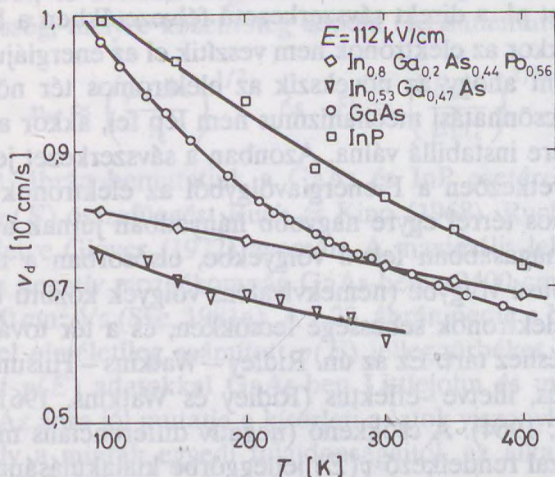
^g Muench és Pettenpaul (1977)

^h Täger (1979; 1981)

ⁱ Nava és mtsai (1980)

^j Täger (1981)

A teljes $v_d(E)$ görbe menete alapvetően kétféle típusú lehet. Abban az esetben, ha az elektronok szóródása főleg az akusztikus fononokon megy végbe, illetve ha az ekvivalens energiavölgyek közötti szóródás hatása a lényeges, akkor a $v_d(E)$ összefüggés a kezdeti lineáris és a végső telítési szakasz között „simán” változik. Ez a helyzet az indirekt sávszerkezetű félvezetőknel, ahol is az elektronok az X- vagy L-energiavölgyekben találhatók. Ekkor az elektronok effektív hőmérsékletére a (2.19) és (2.20) egyenletekből



2.21. ábra. Nagy elektromos térerőnél (~ 112 kV/cm) mért elektron-driftsebességek (v_d) a hőmérséklet függvényében GaAs-ben, InP-ban, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ben és $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}_{0,44}\text{Pb}_{0,56}$ -ban, Windhorn és mtsai (1984) nyomán

a következő összefüggés nyerhető (Conwell, 1967; Sze, 1981a):

$$\frac{T_e}{T} = \left[1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 E}{u} \right)^2} \right], \quad (2.23)$$

amelynek felhasználásával a sodródási (drift)sebesség:

$$v_d = \mu_0 E \left(\frac{T}{T_e} \right)^{1/2}, \quad (2.24)$$

ahol μ_0 a kisterű mozgékonyaság és u a hangsebesség az anyagban (u az akusztikus fononok diszperzióját jellemzi). Gyenge terekre sorfejtéssel egyszerűen adódik, hogy

$$v_d \approx \mu_0 E \left[1 - \frac{3\pi}{64} \left(\frac{\mu_0 E}{u} \right)^2 \right]. \quad (2.25)$$

Ha azonban a poláros optikai fononokon való szóródás a domináns, mint pl. a direkt sávszerkezetű félvezetőkben a Γ -energia-völgyben, akkor az elektronok nem veszítik el az energiájukat olyan gyorsan, mint ahogy az növekszik az elektromos tér növelésével. Ha más kölcsönhatási mechanizmus nem lép fel, akkor az elektronok rendszere instabillá válna. Azonban a sávszerkezet jellegzetességéből következően a Γ -energia-völgyből az elektronok a növekvő elektromos térrel egyre nagyobb hányadban jutnak át az energetikailag magasabban fekvő völgyekbe, elsősorban a négy ekvivalens L-típusú völgybe (nemekvivalens völgyek közötti transzfer), ahol is az elektronok sebessége lecsökken, és a tér további növelésével telítéshez tart. Ez az ún. Ridley – Watkins – Hilsum – Gunn-mechanizmus, illetve -effektus (Ridley és Watkins, 1961; Hilsum, 1962; Gunn, 1964). A csökkenő (negatív differenciális meredekségű) szakasszal rendelkező $v(E)$ jelleggörbe kialakulásának további feltétele az, hogy a küszöbtér kisebb legyen, mint a vegyértéksáv és a vezetési sáv közötti lavina-ionizációs letöréshez vezető térerősség (Ridley, 1977).

A nemekvivalens völgyek közötti elektrontranszfer legegyszerűbb fenomenologikus modellje szerint (McCumber és Chynoweth, 1966), a $v(E)$ karakterisztika a következőképpen írható le:

$$v = \frac{\mu_1 + \mu_2 R \exp(-\Delta\epsilon/kT_e)}{1 + R \exp(-\Delta\epsilon/kT_e)} \approx \frac{\mu_1}{1 + R \exp(-\Delta\epsilon/kT_e)}, \quad (2.26)$$

ahol μ_1 és μ_2 ($\mu_1 \gg \mu_2$) az alsó és felső völgybeli mozgékonyság, R a két völgybeli állapotok sűrűségének aránya és $\Delta\epsilon$ a két völgy közötti energiakülönbség (Sze, 1981a). Az energiamérleg a (2.20) egyenlet alapján:

$$evE = \frac{3}{2}k \frac{T_e - T}{\tau_e}, \quad (2.27)$$

amiből T_e és E kapcsolatára az alábbi összefüggés adódik:

$$T_e = T + \frac{2e\tau_e}{3k} E^2 \frac{\mu_1 + \mu_2 R \exp(-\Delta\epsilon/kT_e)}{1 + R \exp(-\Delta\epsilon/kT_e)}. \quad (2.28)$$

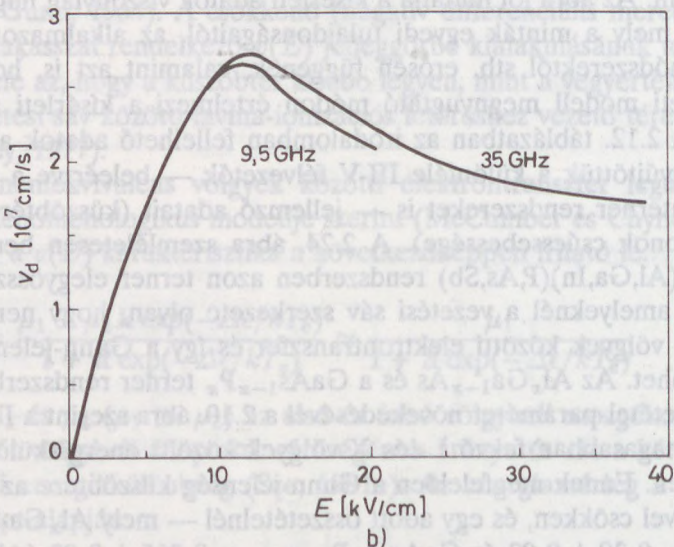
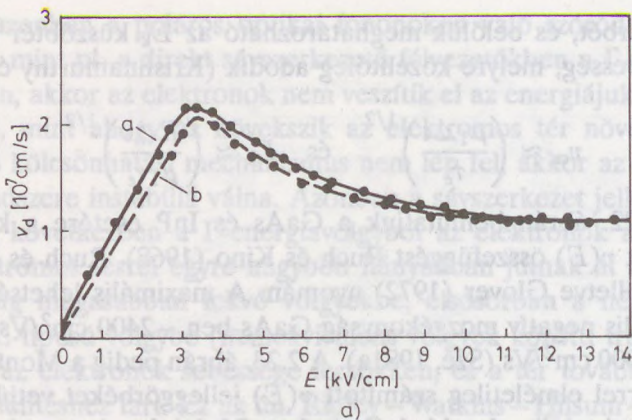
A (2.26) és (2.28) egyenletek impliciten már megadják a teljes

$v(E)$ görbét, és belőlük meghatározható az E_k küszöbtér és a v_{cs} csúcssebesség, melyre közelítőleg adódik (Krishnamurthy és mtsai, 1987):

$$v_{cs} \approx \left(\frac{\mu_1 \Delta \epsilon}{\tau_\epsilon} \right)^{1/2} \quad \text{és} \quad E_k \approx \left(\frac{R \Delta \epsilon}{\mu_1 \tau_\epsilon} \right)^{1/2}. \quad (2.29)$$

A 2.22. ábrán bemutatjuk a GaAs és InP esetére a kísérleti-
leg mért $v(E)$ összefüggést Ruch és Kino (1968), Ruch és Fawcett
(1970), illetve Glover (1972) nyomán. A maximális lehetséges dif-
ferenciális negatív mozgékonyosság GaAs-ben $-2400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ és InP-
ban $-2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Sze, 1981a). A 2.23. ábrán pedig a Monte-Carlo
módszerrel elméletileg számított $v(E)$ jelleggörbéket vetjük össze
a kísérleti $v(E)$ adatokkal GaAs-ben Littlejohn és mtsai (1977a)
nyomán. Az ábra jól mutatja a kísérleti adatok viszonylag nagy szó-
rását, mely a minták egyedi tulajdonságaitól, az alkalmazott mér-
ési módszerektől stb. erősen függenek, valamint azt is, hogy az
elméleti modell megnyugtató módon értelmezi a kísérleti adato-
kat. A 2.12. táblázatban az irodalomban fellelhető adatok alapján
összegyűjtöttük a különféle III-V félvezetők — beleértve a terner
és kvaterner rendszereket is — jellemző adatait (küszöbtér és az
elektronok csúcssebessége). A 2.24. ábra szemléletesen bemutat-
ja az $(\text{Al,Ga,In})(\text{P,As,Sb})$ rendszerben azon terner elegyösszetéte-
leket, amelyeknél a vezetési sáv szerkezete olyan, hogy nemekvi-
valens völgyek közötti elektrontranszfer és így a Gunn-jelenség is
létrejöhet. Az $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ és a $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ terner rendszerben az
 x összetétel-paraméter növekedésével a 2.10. ábra szerint a Γ -völgy
és a magasabban fekvő L- és X-völgyek közötti energiakülönbség
csökken. Ennek megfelelően a Gunn-jelenség küszöbtere az x nö-
velésével csökken, és egy adott összetételnél — mely $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -
re $x = 0,38 \pm 0,02$ és $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ -re $x = 0,315 \pm 0,02$ (Allen és
mtsai, 1965; Immorlica és Pearson, 1974; 1975) — a Gunn-jelenség
meg is szűnik, mint ahogy azt a GaAsP rendszerre Allen és mtsai
(1965) nyomán a 2.25. ábra demonstrálja. Az InGaAs rendszert
speciális jelentősége miatt később külön, részletesen is tárgyaljuk.

Szokásos a teljes $v(E)$ görbét egy analitikus interpolációs kép-
lettel közelíteni. A Kroemer (1966) által javasolt interpolációs for-
mula:

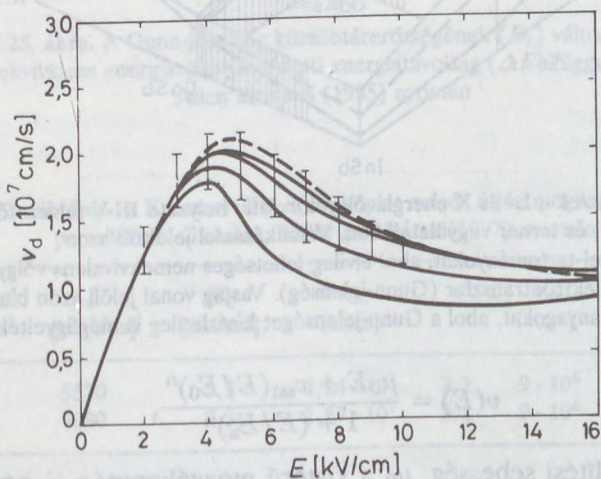


2.22. ábra. a) Elektronok $v(E)$ jelleggörbéje GaAs-ben, Ruch és Kino (1968) nyomán. A két görbe két mintára vonatkozik. b) Elektronok $v(E)$ jelleggörbéje InP-ban, Glover (1972) nyomán. Mikrohullámú módszerrel, a jelölt frekvencián végzett mérések eredménye

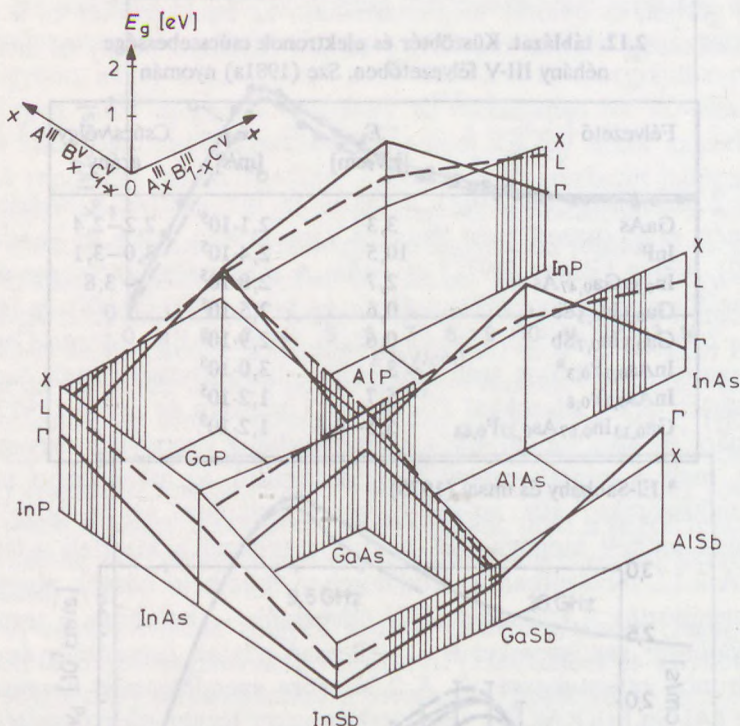
2.12. táblázat. Küszöbtér és elektronok csúcssebessége néhány III-V félvezetőben, Sze (1981a) nyomán

Félvezető	E_k [kV/cm]	v_{cs} [m/s]	Csúcs/völgy arány
GaAs	3,3	$2,1 \cdot 10^5$	2,2–2,4
InP	10,5	$2,4 \cdot 10^5$	3,0–3,1
$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	2,7	$2,8 \cdot 10^5$	$\sim 3,8$
$Ga_{0,5}In_{0,5}Sb$	0,6	$2,5 \cdot 10^5$	
$Ga_{0,3}In_{0,7}Sb$	0,6	$2,9 \cdot 10^5$	
$InAs_{0,7}P_{0,3}^a$	~ 3	$3,0 \cdot 10^5$	
$InAs_{0,2}P_{0,8}$	5,7	$1,2 \cdot 10^5$	
$Ga_{0,13}In_{0,87}As_{0,37}P_{0,63}$	5,5–8,6	$1,2 \cdot 10^5$	

^a El-Sabbahy és mtsai (1978)



2.23. ábra. Elméletileg számított $v(E)$ jelleggörbék és a mért értékek összehasonlítása GaAs-ben, Littlejohn és mtsai (1977a) nyomán. A folytonos vonalak más-más Γ -L kölcsönhatási erősség mellett számított értékeket jelölnek. Függőleges vonalakkal a mért adatok értéktartományait jelöltük

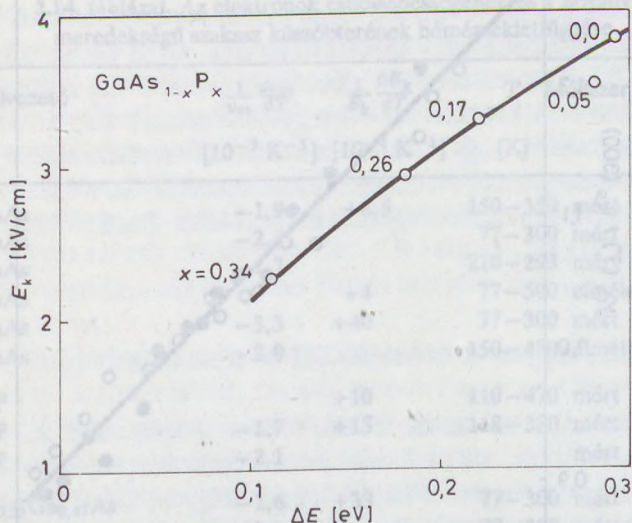


2.24. ábra. A Γ -, L- és X-energiavölgyek relatív helyzete III-V félvezetőkben és terner vegyületeikben. Vonalkázással jelöltük azon összetétel-tartományokat, ahol elvileg lehetséges nemekvivalens völgyek közötti elektrontranszfer (Gunn-jelenség). Vastag vonal jelöli azon bináris III-V anyagokat, ahol a Gunn-jelenséget kísérletileg is megfigyelték

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_{\text{sat}}(E/E_0)^n}{1 + (E/E_n)^n}, \quad (2.30)$$

itt v_{sat} a telítési sebesség, μ_0 a kisterű mozgékonyosság, n egy paraméter és E_0 a normálási télerősség, mely a küszöbtérrel áll kapcsolatban. Az n kitevő abból a feltételből határozható meg, hogy a $v(E)$ maximuma éppen v_{cs} legyen. Az n kitevő, a csúcssebesség és az E_k küszöbtérerő között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$n = \frac{1}{1 - v_{\text{cs}}/\mu_0 E_k}. \quad (2.31)$$



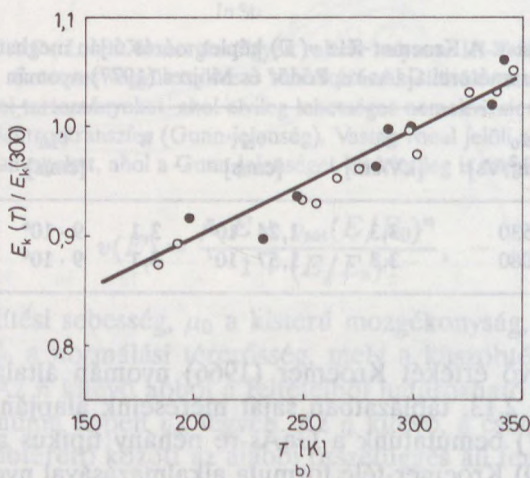
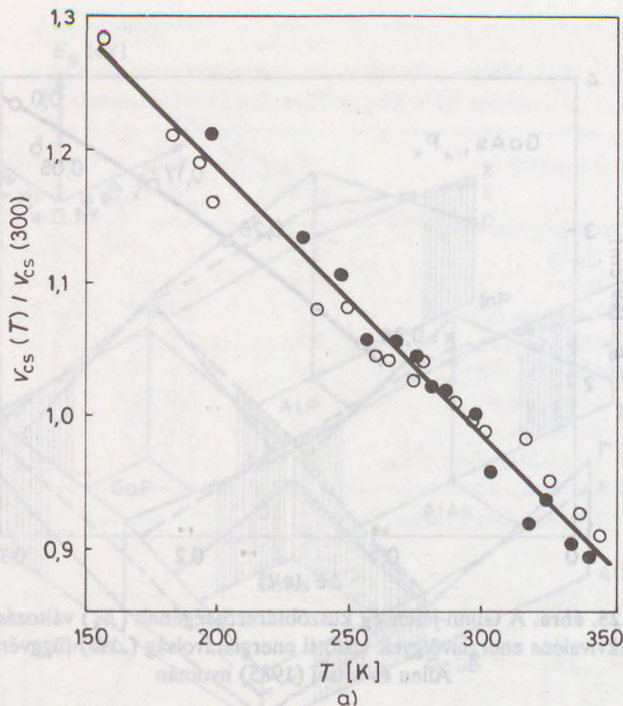
2.25. ábra. A Gunn-jelenség küszöbtérerősségének (E_k) változása a nemekvivalens energiavölgyek közötti energiatávolság (ΔE) függvényében, Allen és mtsai (1985) nyomán

2.13. táblázat. A Kroemer-féle $v(E)$ képlet mérés útján meghatározott paraméterei GaAs-re, Pődör és Mojzes (1977) nyomán

Dióda	μ_0 [cm ² /Vs]	E_k [kV/cm]	v_{cs} [cm/s]	n	v_{sat} [cm/s]	E_0 [kV/cm]
1	5530	3,3	$1,24 \cdot 10^7$	3,1	$9 \cdot 10^6$	2,8
2	7080	3,3	$1,57 \cdot 10^7$	3,1	$9 \cdot 10^6$	3,2

Az n kitevő értékét Kroemer (1966) nyomán általában 4-nek választják. A 2.13. táblázatban saját méréseink alapján (Pődör és Mojzes, 1977) bemutatunk a GaAs-re néhány tipikus adatot, melyeket a (2.30) Kroemer-féle formula alkalmazásával nyertünk.

Egyébként a (2.30) analitikus formula célszerűen alkalmazható az eszközök számítógépes szimulációjában.



2.26. ábra. a) Az elektronok csússsebességének (v_{cs}) változása a hőmérséklettel GaAs-ben. b) A Gunn-jelenség küszöbterének (E_k) változása a hőmérséklettel GaAs-ben [Mojzes és mtsai (1977), valamint Pődör és Mojzes (1977) nyomán (●, ○ — két, szendvicsszerkezetű mintán mért értékek)]

2.14. táblázat. Az elektronok csúcsebességének és a negatív meredekségű szakasz küszöbterének hőmérsékletfüggése

Félvezető	$\frac{1}{v_{cs}} \frac{dv_{cs}}{dT}$	$\frac{1}{E_k} \frac{dE_k}{dT}$	T	Módszer	Forrás
	$[10^{-3} \text{ K}^{-1}]$	$[10^{-4} \text{ K}^{-1}]$	[K]		
GaAs	-1,9	+8,5	150–350	mért	a
GaAs	-2,4		77–300	mért	b
GaAs	-1,7		210–293	mért	c
GaAs		+4	77–500	elmélet	d
GaAs	-3,3	+40	77–300	mért	e
GaAs	-2,0		150–450	elmélet	f
InP		+10	110–470	mért	g
InP	-1,7	+15	118–380	mért	h
InP	-2,1			mért	i
In _{0,53} Ga _{0,47} As	-1,6	+33	77–300	mért	e
In _{0,53} Ga _{0,47} As	-2,1		77–300	mért	j
In _{0,53} Ga _{0,47} As	-2,4			mért	i
In _{0,53} Ga _{0,47} As	-1,9		125–400	elmélet	k
In _{0,73} Ga _{0,27} As _{0,64} P _{0,36}	-1,0			mért	i
In _{1-x} Ga _x As _y P _{1-y}	-1,2	+6	77–300	mért	k
Ga _x In _{1-x} Sb	-2,3	+10	300–400	elmélet	l

^a Mojzes és mtsai (1977)

^b Adams és Tatham (1981)

^c Ruch és Kino (1968)

^d Ruch és Fawcett (1970)

^e Heasman és mtsai (1981)

^f Xu és Shur (1988)

^g Parkes és Taylor (1973)

^h Majerfeld és mtsai (1974; 1975)

ⁱ Kowalsky és Schlachetzki (1985b)

^j Kowalsky és Schlachetzki (1985a)

^k Bhattacharyya és mtsai (1984)

^l Sakai és mtsai (1974)

A küszöbter és az elektronok csúcsebességének változását a hőmérséklettel GaAs-ben a saját (Mojzes és mtsai, 1977; Pődör és Mojzes, 1977) méréseink, valamint GaAs-ben és más anyagokban az irodalmi adatok alapján a 2.26. ábra, illetve a 2.14. táblázat foglalják össze. GaAs-ben az $(1/v_{cs})(dv_{cs}/dT)$ -re vonatkozó és a 2.26.a ábrán bemutatott kísérleti görbe menete jól egyezik Adams és Tatham (1981) méréseivel, valamint Xu és Shur (1988) által a Monte-Carlo módszerrel elméletileg számolt hőmérsékletfüggéssel.

Az elektronok csúcssebessége és a Gunn-jelenség küszöbtere hőmérsékletfüggésére vonatkozó és az irodalomban fellelhető mérési adatok meglehetősen nagy szórást mutatnak, mind GaAs-ben, mind pl. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ esetében (Windhorn és mtsai, 1982; Haase és mtsai, 1985). A 2.14. táblázatban összegyűjtött adatok alapján azonban az megállapítható, hogy a terner és kvaterner rendszerekben jelentkező többletszóródási mechanizmusok hatására („ötvözet”-szórás) az elektronok csúcssebességének hőmérséklet-érzékenysége jelentősen lecsökken.

2.5. Egyes fontosabb III-V típusú anyagok

Természetesen az összes létező, illetve elképzelhető félvezetők, beleértve a terner, sőt a kvaterner rendszereket is, nem egyforma fontosságúak, egyrészt fizikai tulajdonságaik, másrészt az egyes félvezetők jelenlegi anyag- és eszköztechnológiai fejlettségi szintjében meglévő nagy különbségek miatt. Az alábbiakban a különböző szempontok együttes figyelembevételével a jelenleg is már fontos, illetve a jövőben fontossá válható III-V félvezetőkkel foglalkozunk részletesebben. A tárgyalást az InP-ra, a GaSb-ra, a GaAlAs, InGaAs, AlInAs és InGaP terner vegyületekre, valamint az InGaAsP kvaterner rendszerre, illetve ezek kombinációira, továbbá az ún. széles tiltott sávú III-V félvezetőkre, ún. GaN-re és InN-re korlátozzuk. Nem térünk ki külön a GaAs-re, egypár esettől eltekintve, amikor is valamely heterorendszer, illetve terner vagy más, többalkotós rendszer tagjaként érintjük, annál is inkább, mivel mind a hazai, mind a világ szakirodalmában igen nagyszámú összefoglaló munka foglalkozott vele, mint pl. Blakemore (1982), Mojzes (1988), Lendvay (1989), hogy csak egy néhányat említsünk.

2.5.1. Indium-foszfid (InP)

Az InP az utóbbi években vált a GaAs mellett az egyik legfontosabb III-V típusú félvezetővé, elsősorban a milliméteres hullámú eszközök, valamint a GaAs-énál nagyobb teljesítményű, il-

letve hatásfokú mikrohullámú eszközök területén való alkalmazási lehetőségei miatt. Az InP direkt sávszerkezettel rendelkezik, és mivel vezetési sávjában a mellékminimum energiavölgyek nem sokkal magasabb energiáknál találhatók, mint a Γ pontbeli főminimum ($E_{\text{LF}} \approx 0,54$ eV, $E_{\text{XF}} \approx 0,78$ eV, vö. 2.6.b ábra; újabb elméleti adatokra vonatkozóan pedig lásd Zollner és mtsai, 1990), így a GaAs mellett a Gunn-diódák másik lehetséges alapanyaga. A fontosságára való tekintettel a 2.15. táblázatban külön is összefoglaltuk az InP és a vele rokon, de később külön is tárgyalt, az InP-hoz rácsillesztett $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ általános fizikai tulajdonságait, a GaAs-ével összehasonlítva.

Az InP a GaAs-hez való hasonlósága mellett két olyan fontos tulajdonsággal is rendelkezik, melyek lehetővé teszik a Gunn-effektus alapján működő eszközök működési frekvenciatartományának kiterjesztését magasabb frekvenciák felé, mélyen a milliméteres hullámok sávjába. Mint ahogy azt a 2.12. táblázat mutatja, az InP-ban a $v(E)$ karakterisztika „csúcs/völgy” hányadosa, azaz az elektronok csúcssebességének és telítési sebességének viszonya az InP-ban jóval nagyobb, mint GaAs-ben. A Gunn-dióda hatásfoka pedig ezen sebességek viszonyával arányos (Sze, 1981a; Gottwald, 1985), így az InP-ból készült eszköz kimenő teljesítménye azonos frekvencián nagyobb, mint a GaAs-ből készült eszköze.

Az InP-ból készült Gunn-diódák magasabb frekvenciáig működnek, mint a GaAs-ből készült eszközök (Hilsum és Rees, 1970). A Gunn-effektus felső határfrekvenciáját alapvetően a nemekvivallens völgyek közötti szóródási idők határozzák meg (Ridley, 1977). Ezek a szóródási idők InP-ban lényegesen, legalább kétszer kisebbek, mint GaAs-ben (Fank és mtsai, 1979). Az InP-ban a rövidebb szóródási idők egyébként a nagyobb küszöbtérrel magyarázhatók, mely kb. háromszor nagyobb a GaAs-énál. Ha a Gunn-effektus alapján működő eszközök felső határfrekvenciáját Ridley (1977) nyomán az energiarelagációs idő segítségével definiáljuk, akkor GaAs és InP esetén a felső határfrekvencia elméletileg becsülhető értéke 50 GHz, illetve 110 GHz. Fank és mtsai (1979) szerint is az InP-alapú Gunn-eszközök felső határfrekvenciája a GaAs-alapú eszközökének kétszerese.

Erős elektromos terekben az elektronok maximális (telítési) se-

2.15. táblázat. GaAs, InP és $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ tulajdonságai (300 K)

Paraméter	GaAs	InP	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$
Atom/cm ³	$4,42 \cdot 10^{22}$	$3,96 \cdot 10^{22}$	$3,91 \cdot 10^{22}$
Molekulasúly	144,63	145,79	168,62
Sűrűség [g/cm ³]	5,317	4,787	5,49
Rácsállandó [nm]	0,5653	0,5869	0,587*
Hőtágulási együttható [K ⁻¹]	$5,73 \cdot 10^{-6}$	$4,60 \cdot 10^{-6}$	$6,86 \cdot 10^{-6}$
Fajhő [J/gK]	0,35	0,30	
Hővezető képesség [W/cmK]	0,46	0,70	0,048
Statikus dielektromos állandó	12,85	12,37	13,77
Törésmutató	3,299	3,09	3,37
Tiltott sáv 300 K [eV]	1,424	1,26	0,76
Γ -L távolság [eV]	0,31	0,60	0,55
Γ -X távolság [eV]	0,48	0,76	1,10
Effektív tömeg			
elektron	0,067	0,080	0,041
lyuk, nehéz	0,45	0,45	0,50
lyuk, könnyű	0,082	0,12	0,051
Elektronaffinitás [eV]	4,07	4,40	
Saját koncentráció [cm ⁻³]	$1,79 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^8$	$6,3 \cdot 10^{11}$
Saját ellenállás [ohmcm]	$3,0 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^3$
Mozgékonyosság [cm ² /Vs]			
elektron	8500	4500	13800
lyuk	450	150	~ 180 ($n \approx 3 \cdot 10^{16}$)
Optikai fononenergia [eV]	0,036	0,043	0,034
Elektronok			
csúcssebessége [m/s]	$2,1 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^5$
telítési sebessége** [m/s]	$7,2 \cdot 10^4$	$8,3 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^4$

* illeszkedik az InP rácsállandójához

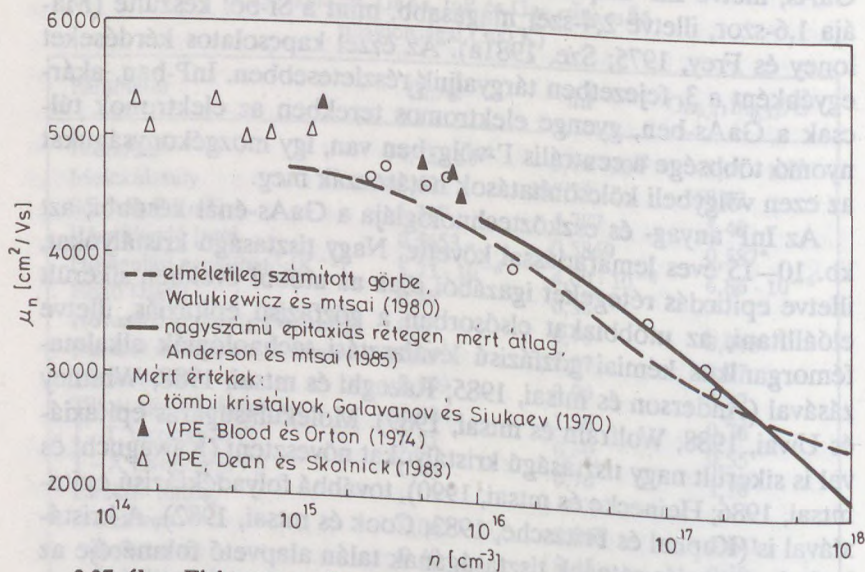
** $E = 1,12 \cdot 10^5$ V/cm

bessége is nagyobb, mint a GaAs-ben, ez gyorsabb működésű MES-FET tranzisztorok létrehozását teszi lehetővé. Maloney és Frey (1975, 1976) Monte-Carlo módszerrel végzett számításai szerint az InP MESFET-ek f_T határfrekvenciája kb. 50%-kal nagyobb a GaAs MESFET-énél, az elektronok $v(E)$ jellegörbéjének különbözősége miatt. Érdekes eredményre vezet a Si-mal való összevetés is. A

GaAs, illetve InP alapú tervezérlésű tranzisztor f_T határfrekvenciája 1,6-szor, illetve 2,4-szer magasabb, mint a Si-ből készülté (Maloney és Frey, 1975; Sze, 1981a). Az ezzel kapcsolatos kérdéseket egyébként a 3. fejezetben tárgyaljuk részletesebben. InP-ban, akár csak a GaAs-ben, gyenge elektromos terekben az elektronok túlnyomó többsége a centrális Γ -völgyben van, így mozgékonyaságukat az ezen völgybeli kölcsönhatások határozzák meg.

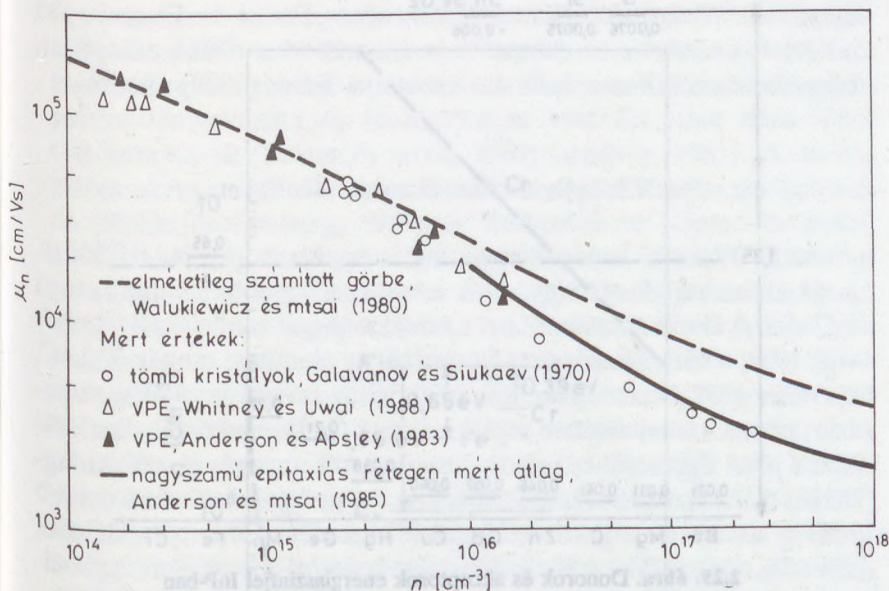
Az InP anyag- és eszköztechnológiája a GaAs-énál későbbi, azt kb. 10–15 éves lemaradással követte. Nagy tisztaságú kristályokat, illetve epitaxiás rétegeket igazából csak az utóbbi években sikerült előállítani, az utóbbiakat elsősorban a gőzfázisú epitaxiás, illetve fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztási technológiák alkalmazásával (Anderson és mtsai, 1985; Razeghi és mtsai, 1988; Whitney és Uwai, 1988; Wolfram és mtsai, 1989). Molekulasugaras epitaxiával is sikerült nagy tisztaságú kristályokat növeszteni (Kawaguchi és mtsai, 1986; Heinecke és mtsai, 1990), továbbá folyadékfázisú epitaxiával is (Kuphal és Fritzsche, 1983; Cook és mtsai, 1982). A kristályok és epitaxiás rétegek tisztaságának talán alapvető fokmérője az elektronok mozgékonyasága, annak függése a hőmérséklettől, illetve az elektronkoncentrációtól. Egyre nagyobb és nagyobb tisztaságú mintákon mért elektronmozgékonyaság-adatokat közöltek Blood és Orton (1974), majd Kubota és Sugii (1983), Bass és Young (1984), Anderson és mtsai (1985), Zhu és mtsai (1985), Anderson és Apsley (1986) és végül Razeghi és mtsai (1988a). A rétegek tulajdonságainak javulásával párhuzamosan javultak pl. ezen rétegszerkezeteken előállított Gunn-diódák paraméterei is.

A szennyezők hatását az elektronok mozgékonyaságára legjobban a rögzített hőmérsékleten mért elektronmozgékonyaság-elektronkoncentráció görbék mutatják. Egy adott hőmérsékleten (300 K-en, de még inkább 77 K-en) mért mozgékonyaság egyben közelítőleg jellemzi az adott félvezető „tisztaságát” is. A 2.27. és 2.28. ábrákon a különböző szerzők által 300 K-en és 77 K-en mért elektronmozgékonyaságokat gyűjtöttük össze és ábrázoltuk az elektronkoncentráció függvényében. Az ábrák feltüntetik a Walukiewicz és mtsai (1980) által számolt elméleti görbéket arra az esetre, amikor $N_1 = n$. Lényegében hasonló elméleti görbéket közölt Rode (1975) is. 77 K-en alacsony elektronkoncentrációknál a két elmé-



2.27. ábra. Elektronmozgékonyosság (μ_n) InP-ban az elektronkoncentráció (n) függvényében 300 K-en

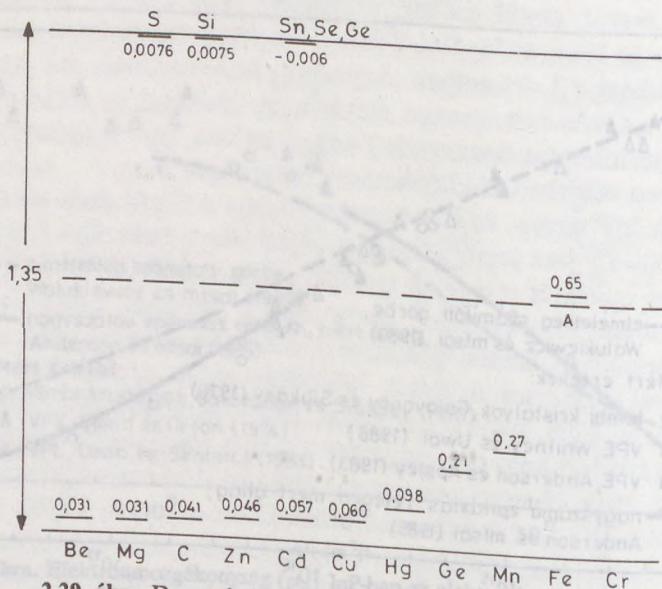
leti görbe és a mérési adatok közötti egyezés igen jó. Azonban kb. $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ elektronkoncentráció felett az elméletileg számolt görbék erősen eltérnek a mért adatoktól, és $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ koncentrációnál a mért mozgékonyságok kb. egy kettes faktossal alacsonyabban, mint az elméletileg számoltak [hasonló következtetésre jutottak Anderson és Apsley (1986) is]. A nagy tisztaságú mintákon kb. 10^{16} cm^{-3} elektronkoncentráció alatt a szobahőmérsékleten mért (Hall-)mozgékonyságok mintegy 10%-kal magasabbak, mint az elméleti görbe. Ennek oka az, hogy a mért Hall-mozgékonyság az ún. szórási tényezőt is tartalmazza, melynek értéke ezen koncentrációknál Hilsum és mtsai (1973), illetve Apsley és mtsai (1987) mérései, továbbá Rode (1975) elméleti számításai szerint kb. $1,15\text{--}1,20 \cdot (2\text{--}3) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ elektronkoncentráció felett azonban, az előbb tárgyaltakhoz hasonlóan, az elméleti görbe túlbecsüli a mozgékonytságot. A nagy töltéshordozó-koncentrációknál meglévő eltérés okait Anderson és mtsai (1985) részletesen diszkutálták. Szerintük az el-



2.28. ábra. Elektronmozgékonyosság (μ_n) InP-ban az elektronkoncentráció (n) függvényében 77 K-en

térések oka az, hogy nagy koncentrációknál az elméleti képlet [vö. (2.17)] már nem írja le pontosan az ionizált szennyezőkön való szóródást, mivel nem veszi figyelembe, hogy nagy szennyezőkoncentrációknál a szóródás már nem egyes szennyezőcentrumokon megy végbe.

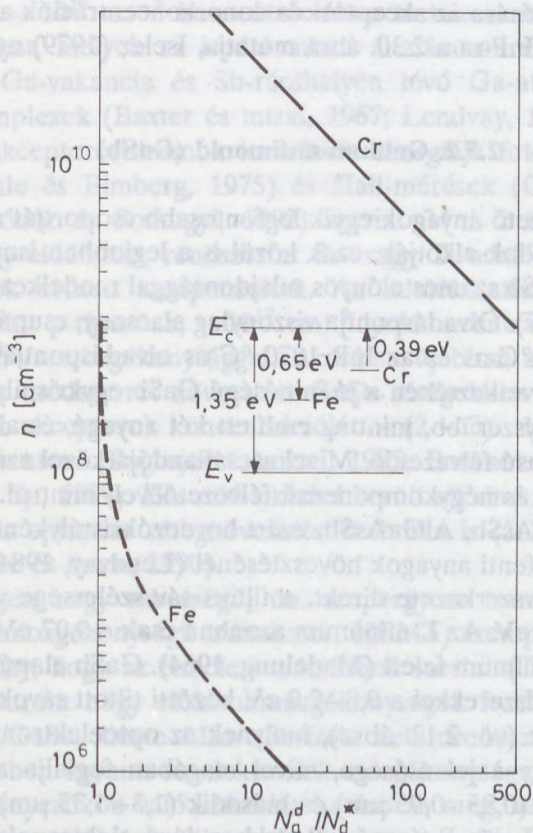
InP-ban a két legfontosabb donoraladék, illetve szennyező a S és a Si. További fontos donorok a Se, Sn és Ge. Anderson és mtsai (1985) tapasztalatai szerint a 10^{15} és 10^{19} cm⁻³ koncentrációtartományban a fent említett donorokkal való adalékolás azonos elektronmozgékonyaságú kristályokat eredményez (vö. folytonos vonallal jelölt görbék a 2.27. és 2.28. ábrákon). A sekély donorok ionizációs energiája alig különbözik egymástól és igen közel van az effektív tömeg elméletből számítható 7,14 meV értékhez (vö. 2.5. táblázat). A 2.29. ábrán összefoglaltuk az ismert, illetve azonosított donor-



2.29. ábra. Donorok és akceptorok energiaszintjei InP-ban

illetve akceptorcentrumok ionizációs energiáit. Az irodalom szerint a gőzfázisú epitaxiás módszerrel növesztett nagy tisztaságú InP donor típusú maradékszennyezői a S és a Si (Dean és Skolnick, 1983; Kubota és mtsai, 1986). A domináns maradék akceptor általában a Zn.

A Fe és Cr a tiltott sáv közepe táján hoz létre akceptorcentrumokat. A Fe- és Cr-adalékolású kristályok nagy ellenállásúak, félszigetelők, hasonlóan a GaAs-hoz. Cr-adalékolás esetén a maximálisan elérhető fajlagos ellenállás 10^3 és 10^5 ohmcm között van, míg Fe-adalékolással lényegesen magasabb értékek ($\sim 10^7$ ohmcm) érhetők el mind tömbi kristályokban (Wieder, 1980; 1981), mind pedig epitaxiás rétegekeben (Tsang és mtsai, 1989). Így a Fe-adalékolású félszigetelő InP tulajdonságai hasonlóak a félszigetelő GaAs-éhez.



2.30. ábra. Elektronkoncentráció (n) elméletileg számított értékei InP-ban a mély akceptorok (Fe vagy Cr) és a sekély donorok koncentrációinak egymáshoz viszonyított aránya (N_a^d/N_d^*) függvényében

InP-ban, melyben a maradékszennyezők közül általában a donor típusúak vannak túlsúlyban, nagy fajlagos ellenállás azzal érhető el, hogy a tiltott sáv közepéhez közelebb eső energiájú akceptorokkal adalékoljuk az anyagot. A Fermi-energiaszint vezetési sávtól való eltávolodásának mértéke az akceptorszint mélységének növekedésével nő. Ennek megfelelően a szabad elektronok koncentrációjá-

nak csökkenése is az akzeptornívó mélységétől függ. Ezért hatékonyabb a Fe-sal való adalékolás mint a Cr-mal történő. A szabad elektronok koncentrációjának csökkenését Fe-sal és Cr-mal való adalékolás hatására az akceptor- és donorkoncentrációk arányának függvényében InP-ra a 2.30. ábra mutatja, Iseler (1979) nyomán.

2.5.2. Gallium-antimonid (GaSb)

Az új félvezető anyagok egyik legfontosabb csoportját a III-V típusú antimonidok alkotják, ezek közül is a legjobban ismert maga a GaSb. A GaSb számos előnyös tulajdonsággal rendelkezik (Lendvay, 1984; 1987). Olvadáspontja viszonylag alacsony, csupán 712 °C, a GaAs 1237 °C-os és az InP 1070 °C-os olvadáspontjával szemben, ennek következtében a jó minőségű GaSb egykristályok előállítására jóval egyszerűbb, mint az említett két anyagra, és akár a legtöbb III-V típusú félvezetőé. Mivel rácsállandója közel azonos több rokon, három és négykomponensű félvezetőével, mint pl. AlGaSb, GaInSb, GaInAsSb, AlGaAsSb, ezért hordozókristályként is jól alkalmazható a fenti anyagok növesztésénél (Lendvay, 1984; 1987).

A GaSb sáv szerkezete direkt, a tiltott sáv szélessége viszonylag alacsony, 0,81 eV. Az L-minimum azonban csak ~0,07 eV-tal van a centrális Γ -minimum felett (Madelung, 1964). GaSb alapú termer és kvatermer rendszerekkel a 0,8–2,0 eV közötti tiltott sávok tartománya fedhető le (vö. 2.12. ábra), melynek az optoelektronika szempontjából nagy a jelentősége, mivel magában foglalja az optikai hírközlés első (0,85–0,95 μm) és második (1,3–1,35 μm) ablakait. GaSb-ben az L- és Γ -típusú völgyekben lévő elektronok koncentrációjának aránya $n_L/n_\Gamma = 4(m_L^*/m_\Gamma^*)^{3/2} \exp(-\Delta E_{L\Gamma}/kT)$, ennek nagysága 300 K-en kb. 2, így szobahőmérsékleten az elektronok nagyobb hányada már az indirekt, L-típusú völgyekben található (Bassinski és mtsai, 1973; Mathur és Jain, 1979). Emiatt az elektrontranszport jelenségek elméleti leírása bonyolultabb, mint a többi direkt sáv szerkezetű III-V típusú félvezetőben, a két sávbeli elektronvezetés miatt.

A kis effektív elektrontömeg következtében a nagy tisztaságú kristályokban az elektronok mozgékonyasága viszonylag nagy (2500

–4000 cm²/Vs), összemérhető az InP-ével, bár a GaAs-énál kisebb.

A szokásos módszerekkel előállított tömbi GaSb kristályok általában $\sim 10^{17}$ cm⁻³ koncentrációban tartalmaznak maradék akceptorokat, melyek az irodalomban általánosan elfogadott nézet szerint Ga-vakancia és Sb-rácshelyen lévő Ga-atom által alkotott komplexek (Baxter és mtsai, 1967; Lendvay, 1985). A természetes akceptorcentrumok ionizációs energiája fotolumineszcenciás (Rühle és Bimberg, 1975) és Hall-mérések (Gyúró és mtsai, 1988; Pődör és Somogyi, 1992) szerint 34 ± 2 meV. Ennélfogva az így előállított, rendszerint Se- vagy Te-adalékolású n-típusú kristályok erősen kompenzáltak. Az adalékolatlan egykristályok rendszerint p-típusúak, $\sim 10^{17}$ cm⁻³ lyukkonzentrációval és 600–800 cm²/Vs mozgékonyssággal. Azonban újabban a folyadékfázisú epitaxiás módszerrel növesztett GaSb rétegekben már sikerült a maradék akceptorok koncentrációját $\sim (2 - 3) \cdot 10^{16}$ cm⁻³ szintre csökkenteni (Bagrajev és mtsai, 1985; Baranov és mtsai, 1987; Chen és Su, 1989). Hasonló sikerrel került alkalmazásra a molekulásugaras epitaxiás rétegnövesztési technika is (Johnson és mtsai, 1988; Lee és mtsai, 1990).

Az igen nagy sebességű, ún. szupergyors tranzisztorok (nagy elektronmozgékonyosságú tranzisztor, HEMT) szempontjából fontos körülmény, hogy az elméleti számítások szerint (Takeda és mtsai, 1985) extrém nagy elektronmozgékonyságok lennének elérhetők AlGaSb/GaSb, illetve AlInAsSb/InAs heterorendszerekben. Durva közelítésben ugyanis az elektronok mozgékonyága, ha azt az ionizált szennyezőkön való szóródás határozza meg, az elektronok effektív tömegétől és a félvezető dielektromos állandójától függ, és az ε_r^2/m^* mennyiséggel arányos. Mivel GaSb-ban az elektronok effektív tömege $\sim 1,6$ -szor kisebb, a dielektromos állandó pedig $\sim 1,2$ -szer nagyobb, mint GaAs-ben, így azonos elektronkoncentráció mellett az elvileg lehetséges mozgékonyságok egy kb. 3,7-szeres tényezővel nagyobbak, mint GaAs-ben.

2.5.3. Alumínium-gallium-arzenid ($\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$)

A GaAlAs terner vegyület nem elsősorban saját tulajdonságai miatt, hanem a nagysebességű és mikrohullámú eszközök alapjául szolgáló GaAs/GaAlAs heteroszerkezetek kialakítása szempontjából rendkívül nagy fontosságú anyag. Az anyag- és eszköztechnológia szempontjából rendkívül fontos és előnyös tulajdonsága abból fakad, hogy a GaAs és az AlAs rácsállandója (vö. 2.1. táblázat, illetve 2.9. ábra) szobahőmérsékleten csupán 0,2%-kal különbözik egymástól, és kb. 800 °C hőmérsékleten a két rácsállandó gyakorlatilag megegyezik. Így az $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ gyakorlatilag a teljes összetétel-tartományban a rácsállandót tekintve illeszkedik a GaAs-hez, ennél fogva tehát jó minőségű, kevés kristályhibát, illetve maradék mechanikai feszültséget tartalmazó GaAlAs-rétegek növeszthetők GaAs-re, mint hordozóra. A kristályhibák és a mechanikai feszültségek egyébként csökkentik az eszközök élettartamát, ezért különböző technológiai fogásokkal próbálják hatásukat kiküszöbölni.

Az $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ alkalmazását az befolyásolja még, hogy a vezetési sáv legalsó energiavölgyének jellege kis x -ekre Γ -típusú, nagy x -ekre pedig X-típusú (vö. 2.10. ábra), a kétféle típus közti váltás $x \approx 0,41$ környezetében megy végbe. Ezen összetétel környezetében az anyag elektromos tulajdonságai meglehetősen komplex módon függenek a Γ -, X- és a szintén igen közel lévő L-völgyekben lévő elektronok tulajdonságaitól, illetve az elektronoknak a háromféle energiavölgy közötti eloszlásától. Ezt az elektronok mozgékonyságának az összetételtől való függése példáján a 2.19. ábra is szemlélteti.

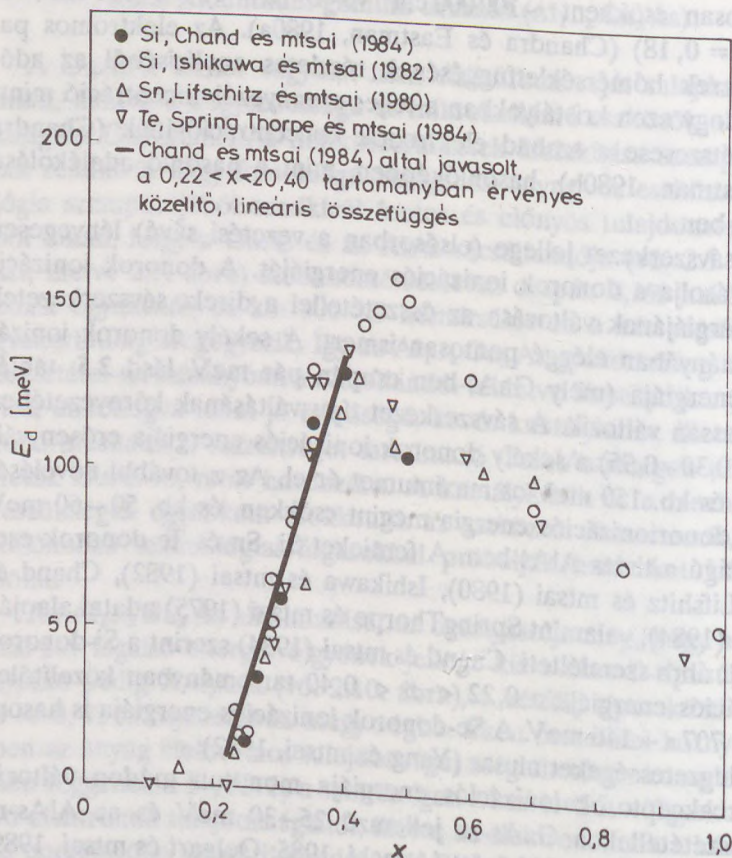
Mind a 300 K, mind a 77 K hőmérsékleten mért elektronmozgékonyságok a direkt sávszerkezetek tartományában az AlAs-tartalom növelésével rohamosan csökkennek az azonos adalékolású GaAs-hez képest. Ez a csökkenés elsősorban az ötvözet-szóródás hatására vezethető vissza, mivel $x \approx 0,3$ összetétel alatt az elektronok effektív tömege a GaAs-éhez közel marad. Nem elhanyagolható azonban a növekvő kompenzáció hatása sem. Nagy tisztaságú, folyadékfázisú epitaxiás technológiával növesztett rétegekben ($n \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) a 77 K-en mért elektronmozgékonyság fo-

kozatosan csökkent $\sim 100\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ -ról ($x = 0$) $\sim 24\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ -ra ($x = 0,18$) (Chandra és Eastman, 1980a). Az elektromos paraméterek hőmérsékletfüggésének részletes analíziséből az adódott, hogy ezen kristályokban a teljes szennyezőkoncentráció mintegy kétszerese a szabad elektronok koncentrációjának (Chandra és Eastman, 1980b), hasonlóképpen, mint a hasonló adalékolású GaAs-ben.

A sáv szerkezet jellege (elsősorban a vezetési sáv) lényegesen befolyásolja a donorok ionizációs energiáját. A donorok ionizációs energiájának változása az összetétellel a direkt sáv szerkezetek tartományában eléggé pontosan ismert. A sekély donorok ionizációs energiája (mely GaAs-ben csupán pár meV, lásd 2.5. táblázat) lassan változik. A sáv szerkezet típusváltásának környezetében ($x \approx 0,30\text{--}0,55$) a sekély donorok ionizációs energiája erősen változik, és kb. 150 meV-os maximumot ér el. Az x további növelésével a donorionizációs energia megint csökken, és kb. 50–60 meV nagyságú a tiszta AlAs-ben. A fentieket Si, Sn és Te donorok esetére Lifshitz és mtsai (1980), Ishikawa és mtsai (1982), Chand és mtsai (1984), valamint SpringThorpe és mtsai (1975) adatai alapján a 2.31. ábra szemlélteti. Chand és mtsai (1984) szerint a Si-donorok ionizációs energiája a $0,22 < x < 0,40$ tartományban közelítőleg $E_d \approx 707x - 146\text{ meV}$. A Se-donorok ionizációs energiája is hasonló jellegzetességeket mutat (Yang és mtsai, 1982).

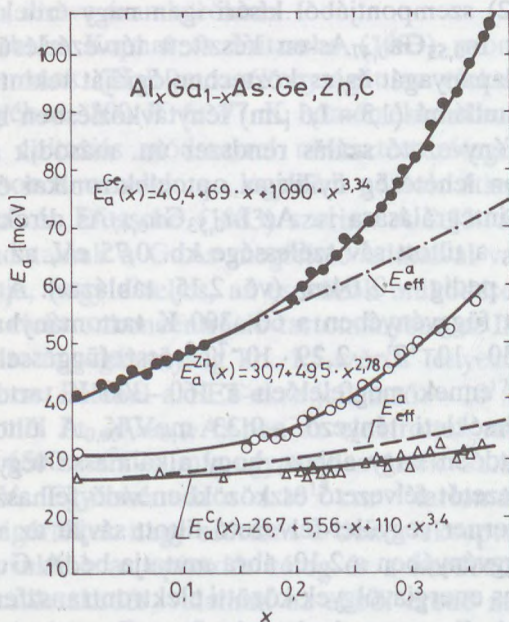
Az akceptorok ionizációs energiája monoton módon változik az összetétellel, a GaAs-re jellemző 25–30 meV és az AlAs-re jellemző 50–80 meV között (Adachi, 1985; Oelgart és mtsai, 1989; Heilman és Oelgart, 1990; Pődör, 1990a; Csontos és mtsai, 1992; vö. 2.32. ábra). A mélyebb energiaszinttel rendelkező Mn-akceptor ionizációs energiája az összetétel függvényében közel lineárisan változik, és $E_a^{\text{Mn}} = 0,11 + 0,33x\text{ (eV)}$ (Bantieu és Weber, 1988).

A sekély energiaszinteken túlmenően különféle szennyezők és hibahelyek a tiltott sáv mélyén is létrehozhatnak energiaszinteket, melyek elektron- vagy lyukcsapdaként hatnak. A csapdák, illetve mélyszintek és az ezeket létrehozó centrumok jelenléte általában igen erősen rontja a félvezetők eszközfizikai paramétereit és a belőlük készített eszközök jellemzőit. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -ben a csapdák és mélyszintek tipikus koncentrációja az Al-koncentrációval nő. $x < 0,1$



2.31. ábra. Si, Sn és Te donorok ionizációs energiája (E_d) $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -ben az x összetétel függvényében

nél koncentrációjuk $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, de a direkt-indirekt sáv szerkezeti váltás közelében ($0,3 < x < 0,4$) eléri a 10^{17} cm^{-3} koncentrációt. Ebben az összetétel-tartományban a teljes mélysint-, illetve csapdakoncentráció összemérhető a szabadelektron-koncentrációval, és alapvetően befolyásolja, illetve meg is határozza a kristály elektromos jellemzőit. $x > 0,3$ esetén a domináns mélyínvöről felteszik, hogy az a donor-arzénvakancia komplex képződésével (ún.



2.32. ábra. Akceptorok ionizációs energiájának (E_a) változása $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -ben az x összetétel függvényében, Oelgart és mtsai (1989), Hellman és Oelgart (1990), valamint Pődör (1990) nyomán

DX-centrum) kapcsolatos (Lang és mtsai, 1979; Künzl és mtsai, 1984; Dhar és mtsai, 1986). A DX-centrumoknak a heteroátmenetes tranzisztorokban (HEMT) játszott szerepére vonatkozóan pedig lásd Loreck (1983), Valois és Robinson (1985), valamint Dhar és mtsai (1986) munkáit.

2.5.4. Indium-gallium-arzenid ($\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$) és indium-gallium-arzenid-foszfid (InGaAsP) rendszer

A terner $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ félvezető ennél az összetételnél InP -ra mint hordozóra növeszthető rácsállandó-illeszkedéssel. Ezt a félvezető anyagot, az optoelektronikai alkalmazások mellett elsősorban

a Gunn-effektus, valamint a nagysebességű FET szerkezetek (Chen és mtsai, 1982) szempontjából kíséri igen nagy érdeklődés. Ezen túlmenően az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -en készített térvezérlésű tranzisztor (MESFET) alapanyagát és eszköztechnológiáját tekintve kompatibilis a hosszúhullámú ($1,3 - 1,6 \mu\text{m}$) fénytávközlésben használt eszközökkel (a fényvezető szálas rendszer ún. második ablaka), így hosszabb távon lehetőség nyílik az optoelektronikai és elektronikai eszközök integrálására is. Az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ direkt sávszerkezetű félvezető, a tiltott sáv szélessége kb. $0,75 \text{ eV}$, az elektron effektív tömege pedig $\sim 0,04m_0$ (vö. 2.15. táblázat). A tiltott sávot a hőmérséklet függvényében a $60 - 300 \text{ K}$ tartományban az $E_g = 0,821 - 2,30 \cdot 10^{-4}T - 2,29 \cdot 10^{-7}T^2$ összefüggéssel lehet leírni (Towe, 1982), ennek megfelelően a $160 - 300 \text{ K}$ tartományban a lineáris hőmérsékleti tényező $-0,33 \text{ meV/K}$. A tiltott sáv szélessége elegendően nagy ahhoz, hogy alkalmassá tegye ezen termer III-V félvezetőt félvezető eszközökben való felhasználásra. Az $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ termer vegyület-félvezető tiltott sávját az x összetételparaméter függvényében a 2.10. ábra mutatja be. A Gunn-jelenség (nemekvivalens energiavölgyek közötti elektrontranszfer) szempontjából mérvadó E_{TL} energiatávolság $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ben $0,55 \text{ eV}$ (Cheng és mtsai, 1982). A nagy tisztaságú kristályokban 300 K -en mért elektronmozgékonyosság $\sim 14\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, ez több mint 50%-kal nagyobb a GaAs-ben mérhetőnél és majdnem háromszorosa mint InP-ban. A különböző technikákkal (gőzfázisú epitaxia, folyadékfázisú epitaxia, molekulásugaras epitaxia) növesztett, adalékolás nélküli $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -rétegek általában n-típusúak, az elektronkoncentráció $\sim 2 \cdot 10^{15}$ és $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ közé esik. A domináns maradék (háttér) donor minden jel szerint Si. A legmagasabb mért elektronmozgékonyosság szobahőmérsékleten $13\,800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($n = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ mellett), illetve 77 K -en $70\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($n = 3,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) (Oliver és Eastman, 1980). Ezen adatok azt mutatják, hogy az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ egyike a legmagasabb töltéshordozómozgékonyossággal rendelkező félvezetőeknek. A GaAs-del összehasonlítva, a magasabb elektronmozgékonyosság lényegében az elektron effektív tömegében meglévő különbségnek tulajdonítható. A nagy elektronmozgékonyosság magyarázza, hogy ez az anyag poten-

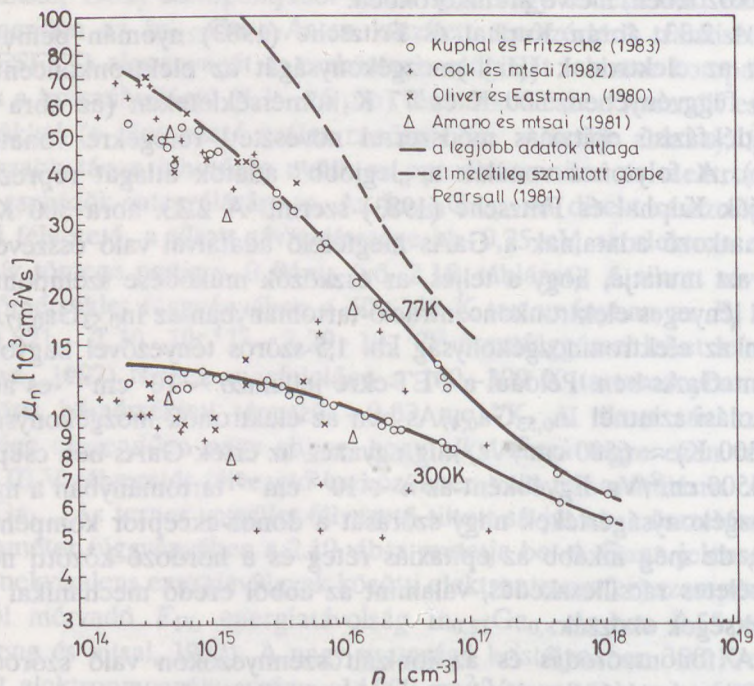
ciálisan nagy előnyökre vezethet mikrohullámú vagy nagysebességű eszközökben, illetve áramkörökben.

A 2.33. ábrán Kuphal és Fritzsche (1983) nyomán bemutatjuk az elektronok (Hall-)mozgékonyosságát az elektronkoncentráció függvényében, 300 K és 77 K hőmérsékleteken (az ábra folyadékfázisú epitaxiás módszerrel növesztett rétegekre vonatkozik). A folytonos vonalak a „legjobb” adatok átlagát reprezentálják Kuphal és Fritzsche (1983) szerint. A 2.33. ábra 300 K-re vonatkozó adatainak a GaAs megfelelő adataival való összevetése azt mutatja, hogy a teljes, az eszközök működése szempontjából lényeges elektronkoncentráció-tartományban az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ben az elektronmozgékonyosság kb. 1,5-szörös tényezővel nagyobb, mint GaAs-ben. Például a FET-ekre jellemző $\sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$ -es adalékolási szintnél $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ben az elektronok mozgékonyága $\mu(300 \text{ K}) \approx 6500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, míg ugyanez az érték GaAs-ben csupán $\sim 4500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Egyébként az $n < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ tartományban a mért mozgékonyágértékek nagy szórását a donor-akceptor kompenzáció, de még inkább az epitaxiás réteg és a hordozó közötti nem tökéletes rácsilleszkedés, valamint az ebből eredő mechanikai feszültségek okozzák.

A fononszóródás és az ionizált szennyezőkön való szóródás együttes hatását figyelembe vevő, elméletileg számolt mozgékonyassággörbét is feltüntettük a 2.33. ábrán, Pearsall (1981) nyomán. A számítások szerint szobahőmérsékleten $n = N_d - N_a = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ -nél $\mu = 13500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ és $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ -nél $\mu = 12300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($N_a/N_d = 0,5$ -öt feltételezve), igen jó egyezésben a mért adatokkal. Az ún. „ötvözet”-szórás hatása szobahőmérsékleten elhanyagolhatóan kicsi.

77 K hőmérsékleten Oliver és Eastman (1980) szerint a mért mozgékonyságok extrapolációjával „zérus” szennyezőkoncentrációra $\mu(77 \text{ K}) \approx 88000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ adódik. A 77 K-re vonatkozó elméletileg számított görbe a mért adatok felett halad, ha $n < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ennek oka a számításoknál figyelmen kívül hagyott többlétszóródási hatás, mely az „ötvözet”-szórással (vö. 2.4. pont) kapcsolatos.

p-típusú $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -et folyadékfázisú és gőzfázisú epitaxás módszerekkel lehet növesztetni, az akceptor típusú adalék Zn, Cd, esetleg Mg vagy Mn (Takeda és mtsai, 1980; Leheny és mtsai, 1980;



2.33. ábra. 300 K és 77 K hőmérsékleten mért elektronmozgékonságok (μ_n) LPE-In_{0,53}Ga_{0,47}As-ben az elektronkoncentráció (n) függvényében

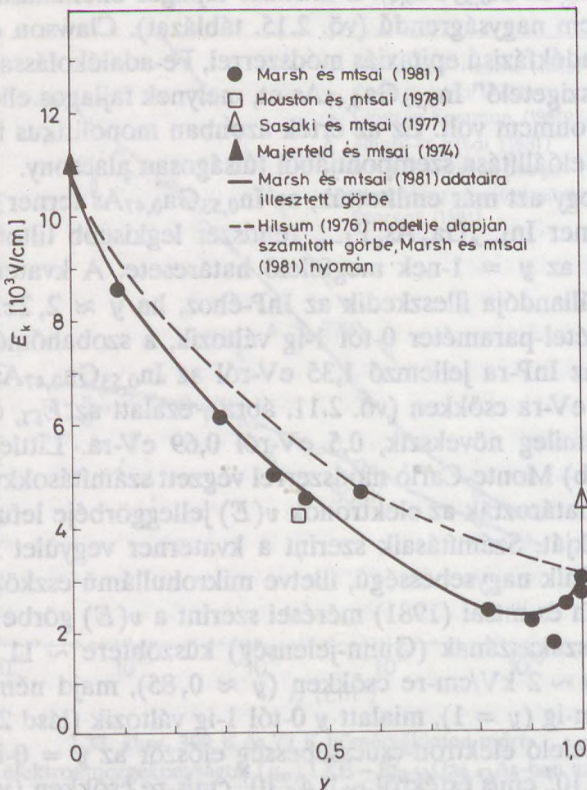
Kuphal és Fritzsche, 1983; Novák és mtsai, 1989). Zn-adalékolással az elérhető lyukkoncentráció tipikusan $2 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. $p = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ -nél a maximális lyukmozgékonság $\sim 150 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Takeda és mtsai, 1980), míg $p \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ -nél $\sim 180 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Leheny és mtsai, 1980). Ezen értékek hasonlóak a p-típusú InAs-beliékhöz. Viszonylag erősen adalékolt p-típusú In_{1-x}Ga_xAs-ben a lyukak mozgékonsága, illetve az elektromos paraméterek nem függenek erősen az összetételtől (Takeda és mtsai, 1980).

Végül megemlíjtük, hogy az InP-hoz és a GaAs-hez hasonlóan az In_{0,53}Ga_{0,47}As is előállítható nagy ellenállású, „fél-szigetelő” (pontosabban közel intrinsic ellenállású) formában. A viszonylag kis til-

tott sáv miatt az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ intrinsic fajlagos ellenállása csupán $\sim 10^3$ ohmcm nagyságrendű (vö. 2.15. táblázat). Clawson és mtsai (1983) folyadékfázisú epitaxiás módszerrel, Fe-adalékolással állítottak elő „félszigetelő” $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -et, melynek fajlagos ellenállása $\sim 1,7 \cdot 10^3$ ohmcm volt. Ez az érték azonban monolitikus integrált áramkörök előállítására szempontjából túlságosan alacsony.

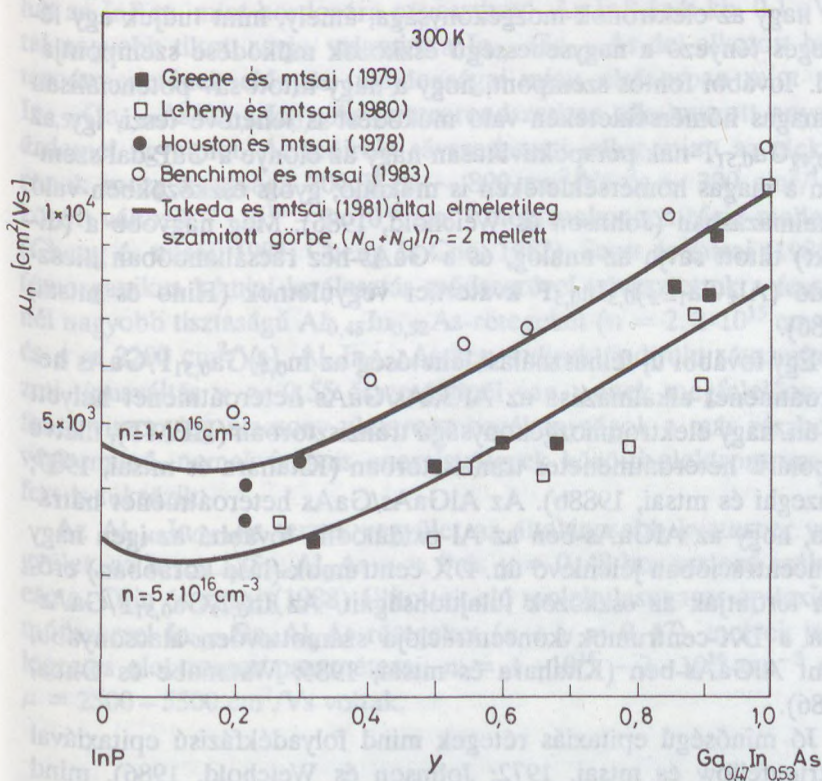
Mint ahogy azt már említettük, az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ terner félvezető a kvaterner $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ rendszer legkisebb tiltott sávval rendelkező, az $y = 1$ -nek megfelelő határesetre. A kvaterner vegyület rácsállandója illeszkedik az InP-éhoz, ha $y \approx 2,2x$. Ahogy az y összetétel-paraméter 0-tól 1-ig változik, a szobahőmérsékleti tiltott sáv az InP-ra jellemző 1,35 eV-ről az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ra jellemző 0,75 eV-ra csökken (vö. 2.11. ábra), ezalatt az E_{FL} energiatávolság némileg növekszik, 0,5 eV-ről 0,69 eV-ra. Littlejohn és mtsai (1977b) Monte-Carlo módszerrel végzett számításokkal elméletileg meghatározták az elektronok $v(E)$ jelleggörbéje lefutásának várható alakját. Számításaik szerint a kvaterner vegyület ígéretes anyagnak tűnik nagysebességű, illetve mikrohullámú eszközök számára. Marsh és mtsai (1981) mérései szerint a $v(E)$ görbe negatív ellenállású szakaszának (Gunn-jelenség) küszöbtere ~ 11 kV/cm-ről ($y = 0$) ~ 2 kV/cm-re csökken ($y \approx 0,85$), majd némileg nő $\sim 2,7$ kV/cm-ig ($y = 1$), mialatt y 0-tól 1-ig változik (lásd 2.34. ábra). A megfelelő elektron-csúcssebesség először az $y = 0$ -hoz tartozó $\sim 2,5 \cdot 10^7$ cm/s értékről $\sim 1,4 \cdot 10^7$ cm/s-re csökken ($y \approx 0,8$ -nál), majd meredeken nő $\sim 2,3 \cdot 10^7$ cm/s-ig ($y = 1$). Az elektronok csúcssebessége igen érzékenyen függ a szennyezőkoncentrációtól, és nagy tisztaságú rétegekben ($\sim 10^{15}$ cm $^{-3}$) a fenti adatokból $y = 1$ -nél extrapolálva $\sim 3,1 \cdot 10^7$ cm/s adódott, amely valószínűsíthetően a teljes összetétel-tartományra vonatkozóan is a lehetséges maximális érték.

Littlejohn és mtsai (1979), majd Marsh és mtsai (1981) folyadékfázisú epitaxiás módszerrel növesztett $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ -rétegekben 300 K-en 10^{16} – 10^{17} cm $^{-3}$ elektronkoncentrációt mértek. Az elektronok mozgékonyága a vártnál kisebb volt, az „ötvözet”-szórás erős hatása következtében. Houston és mtsai (1978), Greene és mtsai (1979), Leheny és mtsai (1980), Marsh és mtsai (1981), valamint Benchimol és mtsai (1983) munkái alapján a 300 K-en mér-



2.34. ábra. Gunn-jelenség küszöbertere (E_k) InP-hoz rácsillesztett $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($y \approx 2,2x$)-ben

hető elektronmozgékonytságot az y összetétel-paraméter függvényében a 2.35. ábrán mutatjuk be. A legnagyobb tisztaságú rétegeket ($n = 6 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) Benchimol és mtsai (1983) növesztették, a 2.34. ábrán feltüntetett többi adat $n = (1-5) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ elektronkoncentrációra vonatkozik. Az ábrán Takeda és mtsai (1981) nyomán feltüntetettük két tipikus elektronkoncentrációra (emellett $N_d + N_a = 2n$ feltételezéssel) az elméletileg számított elektronmozgékonytságot leíró görbék is.



2.35. ábra. Elektronmozgékonyosság (μ_n) InP-hoz rácsillesztett $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($y \approx 2,2x$)-ben, 300 K-en, az y összetétel függvényében

2.5.5. Indium-gallium-foszfid ($\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}$)

Az $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ terner vegyület az egyik fontos többkomponen-sű vegyület. Tiltott sávja $x = 0$ és $\sim 0,74$ összetétel között di-rekt típusú, a legnagyobb direkt tiltott sáv szélesség ebben az anyag-rendszerben $\sim 2,25$ eV. Az $x = 0,49$ -es összetételnél ezen terner vegyület rácsállandója illeszkedik a GaAs-éhez (és ezzel együtt a $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -éhez is). Rácsilleszkedés esetén a tiltott sáv szélessé-ge $\sim 1,9$ eV, és ez lényegesen meghaladja a GaAs-ét és az InP-ét. A nagy tiltott sáv szélesség és a direkt sáv szerkezetű félvezé-

tóknél ezzel együttjáró viszonylag kis effektív elektrontömeg miatt nagy az elektronok mozgékonyasága, amely, mint tudjuk egy lényeges tényező a nagysebességű eszközök működése szempontjából. További fontos szempont, hogy a nagy tiltott sáv potenciálisan a magas hőmérsékleteken való működést is lehetővé teszi, így az $\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}$ -nak perspektivikusan nagy az előnye a GaP-dal szemben a magas hőmérsékleteken is működő, gyors eszközökben való alkalmazásban (Johnson és Weichold, 1986). Még nagyobb a (direkt) tiltott sávja az analóg, és a GaAs-hez rácsállandóban illeszkedő $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ kvaterner vegyületnek (Hino és mtsai, 1986).

Egy további új felhasználási lehetőség az $\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}/\text{GaAs}$ heteroátmenet alkalmazása az $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heteroátmenet helyett az ún. nagy elektronmozgékonyaságú tranzisztortban (HEMT), illetve bipoláris heteroátmenetes tranzisztortban (Kitahara és mtsai, 1987; Razeghi és mtsai, 1988b). Az $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heteroátmenet hátránya, hogy az AlGaAs -ben az Al oxidálódik, továbbá az igen nagy koncentrációban jelenlevő ún. DX-centrumok (lásd korábban) erősen lerontják az eszközök tulajdonságait. Az $\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}/\text{GaAs}$ -ben a DX-centrumok koncentrációja számottevően alacsonyabb, mint AlGaAs -ben (Kitahara és mtsai, 1986; Watanabe és Ohba, 1986).

Jó minőségű epitaxiás rétegek mind folyadékfázisú epitaxiával (Stringfellow és mtsai, 1972; Johnson és Weichold, 1986), mind gőzfázisú epitaxiával, illetve fémorganikus kémiai leválasztással (MOCVD) (Yoshino és mtsai, 1981; Kitahara és mtsai, 1987; Razeghi és mtsai, 1988b) előállíthatók. Stringfellow és mtsai (1972) mérései szerint 300 K-en az elektronok mozgékonyasága $750\text{--}1350\text{ cm}^2/\text{Vs}$ volt $n = (4\text{--}10) \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ esetén, mely értékek nagyjából megfelelnek az elméleti becsléseknek.

2.5.6. Alumínium-indium-arzenid ($\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$)

Az $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ egy indirekt tiltott sávú félvezető. A tiltott sáv nagysága szobahőmérsékleten 1,46 eV (Ohno és mtsai, 1981), az elektronok effektív tömege $m^*/m_0 = 0,10$ (Wright és mtsai,

1989). Ennél az összetételnél ez az anyag InP-hoz rácsillesztett, tehát az InP-ra, mint hordozóra növeszthető. Az InP-énál kb. 0,1 eV-tal nagyobb tiltott sávja, valamint a $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -del alkotott heteroátmenetének előnyös tulajdonságai miatt elsősorban mint az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ heterorendszerben alkalmazott anyag érdemel figyelmet. Az indirekt sávszerkezeti jelleg miatt az elektronok mozgékonyasága 300 K-en $\sim 800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ és $\sim 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ között változik $7 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ elektronkoncentráció mellett (Cheng és mtsai, 1981; Cheng és Cho, 1982). Scott és mtsai (1986) fémorganikus kémiai leválasztás módszerével növesztettek a fenti-nél nagyobb tisztaságú $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ -rétegeket ($n = 2, 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ és $\mu = 2200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ -ben a direkt/indirekt sávszerkezeti típusváltás $x \approx 0,55$ összetételnél van, ennek megfelelően a fenti, viszonylag alacsony elektronmozgékonyaságok a már részben végbemenő, nemekvivalens energiavölgyek közötti elektrontranszferet is tükrözik.

Az $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ terner vegyület az általánosabb kvaterner vegyület, az $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ $x = 0$ és $y = 0,48$ -hoz tartozó szélső esete. Chin és mtsai (1988) állítottak elő molekulásugaras epitaxiás módszerrel $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ rétegeket ($x + y = 0,47$), melyek jellegzetes elektromos paraméterei: $n = 1 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ és $\mu = 2500 - 5500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ voltak.

2.5.7. Széles tiltott sávú anyagok

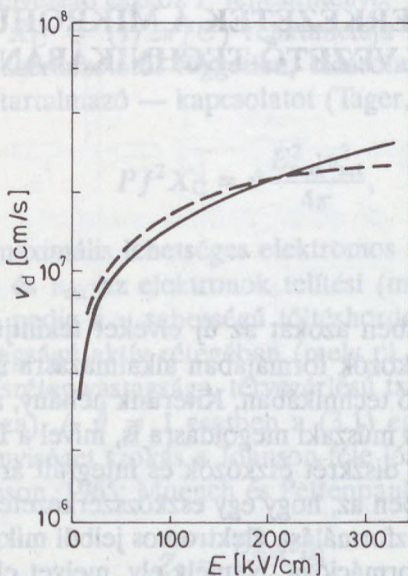
A nagy sebességű vagy a mikrohullámú eszközök szempontjából az eddig kevésbé vizsgált és emiatt kevésbé is ismert széles tiltott sávú félvezetők is számításba jöhetnek. Ez elsősorban azzal kapcsolatos, hogy a viszonylag széles tiltott sávú félvezetőkben a domináns optikai fononenergia is relatíve nagy, és ez a (2.22) összefüggés szerint viszonylag magas telítési elektronsebességeket eredményez, mely igen fontos tényező a gyorsműködésű eszközök szempontjából. Kísérleti eredmények azonban szinte kizárólag a gyémántra (C), illetve a SiC-ra vonatkozóan lelhetők fel az irodalomban (lásd Ferry, 1975; Muench és Pettenpaul, 1977; Tager, 1979; illetve a 2.11. táblázatot és a 2.20. ábrát). Egy további jellegzetes-

ségük, hogy a nagy tiltott sáv általában kis dielektromos állandóval és jó termikus vezetőképességgel jár együtt, melyek nagy lavinale-törési feszültségekhez és végső soron nagy teljesítményekhez vezetnek (Keyes, 1972; Ferry, 1975; Tager, 1979). A fentiekből kiindulva Tager (1979) szerint, ha a technológiai nehézségek leküzdhetővé válnak, a III-V félvezetők közül az AlN, GaN és esetleg a BN válhatnak fontos anyagokká a nagyfrekvenciás és nagyteljesítményű eszközök területén.

Ferry (1975) elméleti számításokkal meghatározta több széles tiltott sávú félvezetőre az elektronok várható $v(E)$ jelleggörbéit, illetve az elérhető telítési sebességeket. A III-V típusú félvezetők közül az idézett munkában GaP, AlSb, AlAs, AlN és GaN-re, továbbá SiC-ra és C-re történtek becslések, illetve számítások. A III-V félvezetők közül a legígéretesebbnek a GaN mutatkozott, mivel a GaN-ben — a SiC-dal és C-nel együtt — az elektronok telítési sebessége $(2-3) \cdot 10^5$ m/s, ami a Si-énál kétszer-háromszor nagyobb (vö. 2.20. ábra).

A GaN anyagtechnológiájának állását, valamint a lényeges fizikai és elektromos tulajdonságait Herman és Neumann (1976) tekintették át. A GaN a hexagonális wurtzitrácsban kristályosodik, a tiltott sáv nagysága 3,50 eV. Jelenleg a legtisztább kristályok elektronkoncentrációja $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, az eddig elért maximális elektronmozgékonyosság $400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Ilegems és Montgomery, 1973). A 200 és 1000 K közötti hőmérsékleti tartományban az elektronok mozgékonyága T^{-2} jellegű görbe szerint változott a hőmérséklettel. Az elméleti mozgékonyagszámításokkal való összevetés (Herman és Neumann, 1976) azt mutatja, hogy ezen kristályok erősen kompenzááltak, a donorok és akceptorok összkoncentrációja az elektronkoncentrációnak mintegy háromszorosa, illetve ennél is nagyobb. Tehát a nagy donorkoncentráció mellett még nagy (saját) akceptorkoncentráció van az összes, eddig alkalmazott technológiával előállított kristályban.

A 2.36. ábrán Ferry (1975) nyomán bemutatjuk az elektronok elméletileg számított $v(E)$ jelleggörbét GaN-ben. A jelleggörbe nem mutat teljes telítést, de a mozgékonyág $\sim 40 \text{ kV/cm}$ térerő felett elkezdi erősen csökkenni, és a driftsebesség $\sim 2,5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ értéket ér el 300 kV/cm térerősségnél.



2.36. ábra. Elektronok elméletileg számított $v(E)$ jelleggörbéje GaN-ben, Ferry (1975) nyomán. A két görbe két különböző anyagparaméter-rendszerre vonatkozik

Egy további, és esetleg a későbbiekben jelentőssé válható anyag az InN, amely hasonlóan a GaN-hez, szintén wurtzit szerkezetben kristályosodik. Tiltott sávja direkt típusú, nagysága 1,89 eV. Mivel az elektronok effektív tömege kicsi ($m^*/m \approx 0,1$), ezért az elektronok mozgékonyasága nagy (vö. 2.10. táblázat). Erősen szennyezett rétegek elektromos tulajdonságairól Hovel és Cuomo (1972) számolt be. Tansley és Foley (1984) szobahőmérsékleten $3500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ -os elektronmozgékonyaságot is elérő rétegeket állított elő, az elektronok koncentrációja $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, illetve ennél nagyobb volt. Az elektron kis effektív tömege és a nagy tiltott sáv szélességgel együtt járó nagy fononenergia miatt ezen anyagra a (2.22) összefüggés alapján becsülhető telítési elektronsebesség $\sim 3,4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, amely úgy tűnik, hogy a legmagasabb érték az eddig vizsgált félvezető anyagok között.

3. ÚJ FIZIKAI ELVEK ÉS ÚJ ESZKÖZSZERKEZETEK A MIKROHULLÁMÚ FÉLVEZETŐ-TECHNIKÁBAN

Ebben a fejezetben azokat az új elveket tekintjük át, amelyek némelyike már eszközök formájában alkalmazásra is került a mikrohullámú félvezető technikában. Kitérünk néhány, az optoelektronikával kapcsolatos műszaki megoldásra is, mivel a III-V típusú félvezetőkön alapuló, diszkrét eszközök és integrált áramkörök egyik jelentős előnye éppen az, hogy egy eszközszerkezeten belül megvalósítható a jel transzformálása elektromos jelből mikrohullámú jellé és/vagy optikai információvá. Némely elv, melyet ebben a fejezetben lefrunk, nem lesz egészen ismeretlen. Ezek azért kerültek bele a válogatásba, mert azok az anyagok, melyekben alkalmazzák őket, egészen új lehetőségeket nyitottak meg ezen elvek gyakorlati felhasználására.

3.1. Anyagjellemzők és eszközparaméterek kapcsolata

Giacoletto (1955), Early (1958, 1959), majd Johnson (1965) ismerték fel, illetve tárgyalták először a félvezető eszközök, speciálisan a bipoláris tranzistor kimenőteljesítménye, erősítési tényezője és maximális határfrekvenciája, illetve működési sebessége között fennálló inherens, az eszközszerkezetre jellemző és az anyagi paraméterek által meghatározott korlátozó kapcsolatokat. Ennek alapján az eszközök jellemzésére különféle „jósági tényezők” (figure of merit) definiálhatók, melyek révén az egyes eszközszerkezetek, illetve egy adott eszközszerkezeten belül a választott félvezető anyagok egymással összehasonlíthatók.

Talán a legáltalánosabb összefüggés, melyet először Early (1959) állított fel, a félvezető eszköz P teljesítménye, f üzemi frekvenciája és az eszköz $X_C = (1/2\pi fC)$ reaktanciája között létesít — az eszköz belső szerkezetétől független, kizárólag a félvezető anyag paramétereit tartalmazó — kapcsolatot (Tager, 1979; Sze, 1981a):

$$P f^2 X_C = \vartheta \frac{E_{\max}^2 v_{\text{sat}}^2}{4\pi}, \quad (3.1)$$

ahol $E_{\max}$ a maximális lehetséges elektromos térerősség (lavinalétörési térerő) és v_{sat} az elektronok telítési (maximális) sebessége, $\vartheta = 2\pi f d/v$ pedig a v sebességű töltéshordozók futási szöge az eszköz d vastagságú aktív rétegében (mely pl. bipoláris tranzisztorokban a bázisréteg vastagsága, térvezérlésű tranzisztorban pedig a csatorna hossza). A $\vartheta = 1$ esetben a (3.1) egyenlet jobb oldalán szereplő mennyiséget szokás a Johnson-féle jósági számnak (Z_J) is nevezni (Johnson, 1965; Muench és Pettenpaul, 1977; Tager, 1979). Ekkor

$$Z_J = \frac{E_{\max}^2 v_{\text{sat}}^2}{4\pi}. \quad (3.2)$$

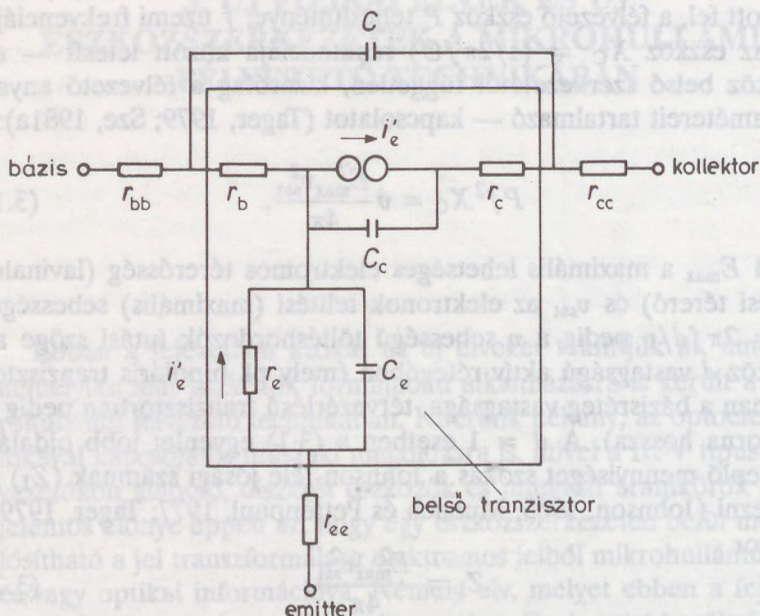
A Johnson-féle összefüggés lényegében egy elektronikus teljesítmény-frekvenciakorlátot jelent.

A bipoláris tranzisztorok maximális oszcillációs frekvenciájára, $f_{\max}$ -ra, mely frekvencián a teljesítményerősítés egységnyire csökken — egyszerű fizikai modell és megfontolások alapján —, a következő összefüggés vezethető le (Giacoletto, 1955; Jenny, 1958; Tager, 1979):

$$f_{\max} \sim \frac{(\mu_n \mu_p)^{1/2}}{\epsilon_r^{1/2}}, \quad (3.3)$$

ahol μ_n és μ_p az elektronok és lyukak mozgékonyasága, ϵ_r a statikus dielektromos állandó. A (3.3) egyenlet jobb oldalán álló mennyiséget szokás szintén mint (bipoláris) tranzisztor „jósági számot” definiálni (Giacoletto, 1955; Szép, 1980).

Egy másik, a tranzisztorok esetében gyakran használatos „jósági szám” az f_1 határfrekvencia, melynél a (bipoláris) tranzisztor közös emitteres áramerősítési tényezőjének abszolút értéke ($|h_{21e}|$) eggyel lesz egyenlő (Sze, 1981a). Közelítőleg azt mondhatjuk, hogy



3.1. ábra. A bipoláris tranzisztor egyszerűsített helyettesítő képe

$f_1 \approx f_T = 1/2\pi\tau$, ahol $\tau = \tau_{ec}$, és itt τ_{ec} a teljes emitter-kollektor közötti futási, illetve késleltetési idő.

Az f_T határfrekvencia általánosan használt közelítő kifejezése az „intrinsic” bipoláris tranzisztor egyszerűsített helyettesítő képe alapján nyerhető (Sze, 1981a; Gottwald, 1985; Shepard és Schumacher, 1988; lásd 3.1. ábra). Ezek alapján

$$\frac{1}{f_T} = \frac{1}{f_\alpha} + \frac{1}{f_d} + \frac{1}{f_e} + \frac{1}{f_c}. \quad (3.4)$$

Itt f_α a bázistranszporttényező frekvenciafüggéséből eredő levágási frekvencia, melynek nagysága

$$\frac{1}{f_\alpha} = \frac{2\pi w^2}{2,43 D_b}, \quad (3.5)$$

ahol D_b a bázisbeli kisebbségi töltéshordozók diffúziós állandója és w a bázisvastagság. f_d a töltéshordozóknak a bázis-kollektor kiürített tartományon való keresztülhaladásához szükséges véges futási idővel kapcsolatos határfrekvencia, melynek képlete:

$$\frac{1}{f_d} = \frac{2\pi x_d}{v_{\text{sat}}}, \quad (3.6)$$

ahol x_d a bázis-kollektor kiürített tartomány vastagsága és v_{sat} a töltéshordozók telítési sebessége. f_e az emitter levágási frekvenciája, mely az emitter-bázis és kollektor-bázis kapacitások intrinsic RC időállandójával kapcsolatos:

$$\frac{1}{f_e} = \frac{2\pi}{r_e(C_e + C_c)}. \quad (3.7)$$

Végül f_c a kollektor levágási frekvenciája, mely a C_c kollektor-bázis kapacitás és az r_c kollektor-ellenállás intrinsic időállandójával áll kapcsolatban:

$$\frac{1}{f_c} = \frac{2\pi}{C_c r_c}. \quad (3.8)$$

A (3.4)–(3.8) összefüggésekből látható, hogy a bipoláris tranzistor f_T határfrekvenciája meglehetősen összetett módon függ közvetlenül a félvezető anyag egyes paramétereitől (v_{sat} , D_b), de közvetve is függ azoktól a C_e , C_c stb. intrinsic áramköri elemeken keresztül. Klasszikus és heteroátmenetes bipoláris tranzisztorokra, az eszköz konkrét szerkezetét is részletesen tekintetbe vevő jósági számot Gao és Morkoc (1991) vezettek be, illetve analizáltak.

Nemcsak a különféle tranzisztorokra, hanem a dióda típusú eszközökre — mint pl. a Gunn-dióda, az IMPATT dióda, a Schottky-barrier dióda, a varaktor stb. — is definiálhatók a fentiekhez hasonló jellegű jósági számok (vö. Tager, 1979; Sze, 1981a; Baliga, 1989), bár megjegyezzük, hogy a (3.1) összefüggésben definiált Johnson-féle „jósági szám”, $Z_J = E_{\text{max}}^2 v_{\text{sat}}^2 / 4\pi$, ezen eszközökre is érvényes. Egy más jellegű szempont szerint a megengedett hőterhelés analíziséből Keyes (1972) vezetett be egy „jósági számot” (vö. Tager, 1979), melynek kifejezése

$$Z_K = \lambda \left(\frac{c v_{\text{sat}}}{4\pi \epsilon_r} \right)^{1/2}, \quad (3.9)$$

ahol λ a félvezető anyag hővezetési tényezője és c a fénysebesség. A fénysebesség egyébként a vákuum impedanciájának kifejezésén keresztül került be a fenti összefüggésbe. Néhány félvezetőre a Z_J és a Z_K Johnson-, illetve Keyes-féle „jósági számokat” a 3.1. táblázatban foglaltuk össze. A táblázat adatai néhány érdekes következtetés levonását teszik lehetővé. Mind az elektronikus, mind a termikus teljesítmény-frekvenciahatár alapján a felsorolt anyagok közül SiC tűnik a legelőnyösebb anyagnak. A három „klasszikus” félvezető anyag (Ge, Si és GaAs) közül a gyors működés szempontjából alapvető elektronikus teljesítmény-frekvenciakorlát alapján nyilvánvaló a GaAs fölénye. A termikus viszonyokat is figyelembe véve a GaAs azonban, éppen a nem túl jó hővezetési tényezője miatt elmarad több másik III-V típusú félvezető, különösen a GaN mögött. Megemlíjtjük, hogy Gao és Morkoc (1991) részletes analízise szerint bipoláris tranzisztorokban való alkalmazás céljaira a Si, GaAs, InP, SiC(6H), GaN és C(gyémánt) anyagok közül a két legutóbbi lenne a legelőnyösebb, az anyagi tulajdonságok szempontjából.

3.1. táblázat. A Johnson- és Keyes-féle „jósági számok” néhány félvezetőre, Täger (1979; 1981) és Gottwald (1985) adatainak felhasználásával

Félvezető	v_{sat} [cm/s]	E_m [V/cm]	ϵ_r	λ [W/cm ² °C]	Z_J [V ² /s ²]	Z_K [W/s ² °C]
Ge	$6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^5$	16,0	0,6	$6,4 \cdot 10^{22}$	$1,8 \cdot 10^7$
Si	$1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^5$	11,8	1,5	$3,2 \cdot 10^{23}$	$6,7 \cdot 10^7$
SiC(6H)	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^5$	10,0	3,0	$8,2 \cdot 10^{24}$	$2,1 \cdot 10^8$
GaAs	$1,4 \cdot 10^{7a}$	$3 \cdot 10^5$	12,9	0,46	$1,4 \cdot 10^{24}$	$2,3 \cdot 10^7$
InP	$1,8 \cdot 10^{7a}$	$3 \cdot 10^5$	12,4	0,70	$2,3 \cdot 10^{24}$	$4,1 \cdot 10^7$
GaP	$1,25 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^5$	11,1	0,77	$2,5 \cdot 10^{24}$	$4,0 \cdot 10^7$
GaN	$3 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^5$	9,9	1,3	$1,8 \cdot 10^{25}$	$1,1 \cdot 10^8$

^a átlagos sebesség

A termikus korlátra szokásos egy másik alakot is bevezetni. Ez az eszköz termikus ellenállásán keresztül az eszköz aktív ré-

3.2. táblázat. Néhány félvezető anyag összehasonlítása a termikus korlátok alapján, Tager (1979; 1981) és Gottwald (1985) adatainak felhasználásával

Félvezető	ΔT [K]	ϵ_r	λ [W/cmK]	$\lambda \Delta T / \epsilon_r$ [K ² cm/W]
Ge	75	16,0	0,6	2,8
Si	175	11,8	1,5	22,2
SiC	500	10,0	3,0	150
GaAs	425	12,9	0,46	15,2
InP	400	12,4	0,70	22,6
GaP	450	11,1	0,77	31,2

tegében megengedett maximális hőmérséklet, illetve hőmérséklet-emelkedés és az eszköz impedanciaszintje között létesít kapcsolatot. A legegyszerűbb modell alapján az adott, szokványos geometriára (Sze, 1981a; Gottwald, 1985):

$$PfX_C = \frac{\Delta T \lambda}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r}, \quad (3.10)$$

ahol ΔT a megengedett hőmérséklet-emelkedés az aktív tartományban (a szobahőmérséklethez viszonyítva). Néhány jellemző adatot a 3.2. táblázatban foglaltunk össze. A (3.10) összefüggés lényegében szintén egy termikus teljesítmény-frekvenciakorlátot reprezentál (részletesebb diszkussziójára vonatkozóan lásd Tager, 1979; Sze, 1981a). Tager (1979) a különböző eszközeometriák hatásait is magukba foglaló összefüggéseket vezet le a termikus korlátokra.

3.2. Futási időn alapuló eszközök határfrekvenciájának kapcsolata az anyagjellemzőkkel

Térvezérlésű tranzisztorok esetében az igen nagy sebességű működés szempontjából az alapvető eszközjellemző egyrészt az egysegnyi áramerősítéshez tartozó f_1 határfrekvencia, másrészt az $f_{\max}$

maximális oszcillációs frekvencia, mely nem más, mint az egységnyi teljesítményerősítéshez tartozó határfrekvencia. Az f_1 határfrekvencia helyett — mivel az nem mérhető egyszerűen — az azal közelítőleg egyenlő f_T tranzitfrekvencia (futási idő frekvencia) használata az elterjedtebb (Sze, 1981a; Gottwald, 1985).

A térvezérlésű tranzisztor, különösen pedig a MESFET mintapéldája az — először Johnson és Rose (1959) által analizált — általános töltésvezérelt eszköznek, amelyben az áramerősítést a töltéshordozóknak az eszköz aktív tartományán való áthaladási ideje határozza meg. Az f_T tranzitfrekvencia nagyságát lényegében az eszköz hossza és a félvezető anyag fizikai jellemzői határozzák meg. Ugyanis

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau}, \quad (3.11)$$

ahol τ az ún. futási vagy tranzitidő, melyet az eszköz „fizikai” hossza (csatornahossz) és a töltéshordozók sebessége határoz meg:

$$\tau = \int_0^L \frac{dx}{v(x)} = \frac{L}{v_{\text{eff}}}, \quad (3.12)$$

itt L az eszköz effektív fizikai (vagy „elektromos”) hossza, és v_{eff} az eszközön áthaladó töltéshordozók (vagy töltéscsomag) átlagos vagy effektív sebessége:

$$\frac{1}{v_{\text{eff}}} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dx}{v(x)}. \quad (3.13)$$

Térvezérlésű tranzisztorok esetén az L effektív hossz ideális esetben a vezérlőelektróda L_g hosszával egyenlő, ténylegesen azonban, elsősorban igen rövid vezérlőelektróda hosszak esetén, ennél nagyobb, pl. GaAs MESFET-re $L_g = 0,5 \mu\text{m}$ -nél $L \approx 0,7 \mu\text{m}$.

A fentiek alapján az egységnyi áramerősítéshez tartozó határfrekvencia közelítő értéke:

$$f_1 \approx f_T = \frac{v_{\text{eff}}}{2\pi L}. \quad (3.14)$$

Az alábbiakban két idealizált esetet vizsgálunk meg. Az egyik a kis elektromos terek esete, mely az eszközök szempontjából alacsony feszültséget, illetve nagy vezérlőelektróda- (csatorna-) hosszát

jelent, a másik a nagy elektromos terek esete, mely nagy feszültséget és rövid eszközhosszat jelent. Az első eset, a klasszikus Shockley-féle modell (Shockley, 1952):

$$v_{\text{eff}} = v = \mu E = \mu \frac{U}{L} \quad \text{és} \quad f_T = \frac{\mu U}{2\pi L^2}, \quad (3.15)$$

ahol U az eszközre adott feszültség.

A második eset az ún. sebességtelítési modell (Sze, 1981a):

$$v_{\text{eff}} = v = v_{\text{sat}} \quad \text{és} \quad f_T = \frac{v_{\text{sat}}}{2\pi L}. \quad (3.16)$$

A térvezérlésű tranzisztor jól ismert szokványos helyettesítő áramköréből adódóan az egységnyi áramerősítéshez tartozó határfrekvencia áramköri elemekkel kifejezett értéke:

$$f_1 = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}}, \quad (3.17)$$

ahol g_m a „belső” FET meredeksége, és C_{gs} a bemeneti vagy vezérlőelektróda-forráselektroda kapacitás (Sze, 1981a; Gottwald, 1985; Mojzes, 1988).

Azonban, mint ahogy azt a 2.4. pontban láttuk, a legtöbb, a térvezérlésű tranzisztorok szempontjából számba jövő, nagy elektronmozgékonyosságú direkt sávszerkezetű III-V típusú félvezetőben az elektronok $v(E)$ jelleggörbéje jóval bonyolultabb annál, minthogy a fenti két egyszerűsített fizikai modellel leírható lenne. Ennek oka elsősorban a $v(E)$ jelleggörbének a közepes térerősségek tartományában fellépő maximuma, és az elektronsebességnek e maximum utáni csökkenése. Könnyen belátható, hogy emiatt az elektronoknak az f_T meghatározásában mérvadó effektív v_{eff} sebessége, az eszköz vezérlőelektródája hosszának és az alkalmazott feszültségnek a függvényében, a $v(E)$ görbe csúcsebessége és a telítési sebesség közé esik, azaz $v_{\text{sat}} \leq v_{\text{eff}} \leq v_{\text{cs}}$. Ekkor az f_T várható értéke a teljes $v(E)$ görbe ismeretében valamely numerikus, legtöbbször a Monte-Carlo módszer alkalmazásával határozható meg pontosan.

A fenti fizikai modellek mindazonáltal jó alapot nyújtanak arra, hogy segítségükkel a különböző félvezető anyagokból készített eszközök várható tulajdonságait egymással összevethessük, illetve

3.3. táblázat. A III-V típusú félvezetőkől készült térvezérlésű tranzisztorok határfrekvenciájának függése az anyagi jellemzőktől, f_T és f_1 értékei $L_g = 1 \mu\text{m}$ kapuhosszúságnál, Cappy és mtsai (1980) nyomán

Félvezető	μ [cm ² /Vs]	ΔE_{TL} [eV]	E_g [eV]	$\mu\Delta E_{\text{TL}}$ [cm ² /Vs]	f_T^a [GHz]	f_1^b [GHz]
GaAs	4600	0,33	1,42	1520	24,2	27,2
InP	2800	0,61	1,35	1680	27,2	32,0
Ga _{0,27} In _{0,73} As _{0,6} P _{0,4}	7100	0,57	0,92	4050	64,4	
InAs _{0,4} P _{0,6}	6800	0,66	0,92	4490	71,4	
Ga _{0,47} In _{0,53} As	7800	0,61	0,78	4760	75,7	35,8
InAs	16000	0,87	0,35	5600 ^c	89,1	89,2

^a f_T a (3.7) összefüggésből

^b $f_1 = g_m/2\pi C_g$

^c E_g -vel számítva, mivel $E_g < \Delta E_{\text{TL}}$

prognosztizálhassuk az egyes anyagi jellemzők hatását az eszközök tulajdonságaira, illetve teljesítőképességére.

A Shockley-féle modell alapján egy egyszerű fizikai képből megbecsülhetjük a futási idő, illetve az f_T határfrekvencia függését az anyagi paraméterektől (Cappy és mtsai, 1980). Direkt sávszerkezetű félvezetőkben a töltéshordozók sebessége az elektromos térerősség növelésével csak addig növelhető, míg a töltéshordozók energiája el nem éri a legközelebb fekvő sávminimum energiáját, azaz

$$eE_{\text{ál}}L_g \leq eU_{\text{cs}} = \Delta E_{\text{TL}}, \quad (3.18)$$

ahol $E_{\text{ál}}$ a vezérlőelektróda alatti átlagos térerősség, és U_{cs} a csatornán eső feszültség. A (3.15) és a (3.18) összefüggésekből adódik, hogy a térvezérlésű tranzisztor lehetséges maximális határfrekvenciája:

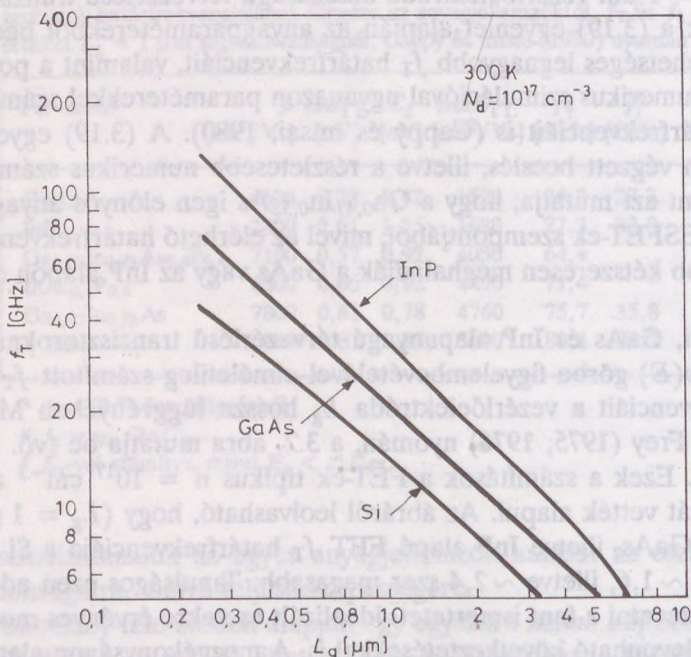
$$f_T = \frac{\mu\Delta E_{\text{TL}}}{2\pi eL_g^2}. \quad (3.19)$$

A fentiek alapján tehát a $\mu\Delta E_{\text{TL}}$ szorzat értéke a meghatározó „jósági szám”. A $\mu\Delta E_{\text{TL}}$ szorzat értékeit néhány fontosabb

III-V típusú félvezetőre a 3.3. táblázat foglalja össze, ahol megadtuk az $L_g = 1 \mu\text{m}$ vezérlőelektróda-hosszúságú térvezérlésű tranzisztoroknak a (3.19) egyenlet alapján az anyagparaméterekből becsülhető lehetséges legnagyobb f_T határfrekvenciáit, valamint a pontosabb numerikus szimulációval ugyanazon paraméterekkel számított f_1 határfrekvenciáit is (Cappy és mtsai, 1980). A (3.19) egyenlet alapján végzett becslés, illetve a részletesebb numerikus számolás egyaránt azt mutatja, hogy a $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ igen előnyös anyag lehet MESFET-ek szempontjából, mivel az elérhető határfrekvenciák legalább kétszeresen meghaladják a GaAs vagy az InP alapon elérhetőket.

A Si, GaAs és InP alapanyagú térvezérlésű tranzisztoroknak a teljes $v(E)$ görbe figyelembevételével elméletileg számított f_T határfrekvenciáit a vezérlőelektróda L_g hossza függvényében Maloney és Frey (1975; 1976) nyomán, a 3.2. ábra mutatja be (vö. Sze, 1981a). Ezek a számítások a FET-ek tipikus $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ adalékolását vették alapul. Az ábráról leolvasható, hogy ($L_g = 1 \mu\text{m}$ -nél) a GaAs, illetve InP alapú FET f_T határfrekvenciája a Si alapúnál $\sim 1,6$, illetve $\sim 2,4$ -szer magasabb. Tanulságos ezen adatokat összevetni a fent ismertetett idealizált esetekre érvényes modellekből levonható következtetésekkel is. A mozgékonyaságon alapuló modellből, figyelembe véve, hogy az említett adalékolási szinten a GaAs-ben az elektronok mozgékonyasága öt-hatszor, az InP-ban pedig három-négyszer nagyobb mint Si-ban, hasonló arányú növekedés lenne várható az f_T határfrekvenciában is. Ugyanakkor a telfési sebességeken alapuló összehasonlítás ennél lényegesen kisebb arányokat ad az f_T értékeire. A lényeges körülmény azonban az, hogy a térvezérlésű tranzisztorok csatornájában uralkodó, jellegzetesen $\sim 10^4 \text{ V/cm}$ nagyságú elektromos terekben, a $v(E)$ jelleggörbe ismert alakja miatt, a GaAs-ben, és még inkább az InP-ban az elektronok tényleges sebessége mintegy kétszer, illetve háromszor nagyobb mint Si-ban (vö. 2.22. ábra, illetve Sze, 1981a), összhangban a részletes numerikus analízis fentebb ismertetett eredményeivel.

Lényegében hasonló eredményre vezetett a Golio és Trew (1983) által elvégzett numerikus analízis is, melyben Si, GaAs, InP, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ és $\text{Al}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ alapú $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ adalékolású,



3.2. ábra. Si, GaAs és InP alapú térvezérlésű tranzisztorok elméletileg számított határfrekvenciája (f_T) a kapuhossz (L_g) függvényében Maloney és Frey (1975; 1976), valamint Sze (1981a) nyomán

és $L_g = 1 \mu\text{m}$ csatornahosszúságú térvezérlésű tranzisztorok f_T határfrekvenciáit hasonlították össze a Monte-Carlo módszerrel meghatározott $v(E)$ jelleggörbék alapján. Az eredményeket a 3.4. táblázat foglalja össze. Ezen számítások szerint is az InP mutatkozott a legelőnyösebbnek, az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ és GaAs hasonló f_T határfrekvenciát eredményezett, míg az adott anyagi jellemzők mellett az $\text{Al}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ az f_T értékét tekintve nem különbözött lényegesen a Si-től.

A 3.4. táblázat az f_T -ből a (3.16) összefüggés alapján kiszámítható átlagos elektronsebességeket is feltünteti. Természetesen v_{eff} így számítható értékei bizonyos mértékben függenek a vezérlőelektróda hosszától. Pl. GaAs MESFET-ekben végzett mérésekből a kü-

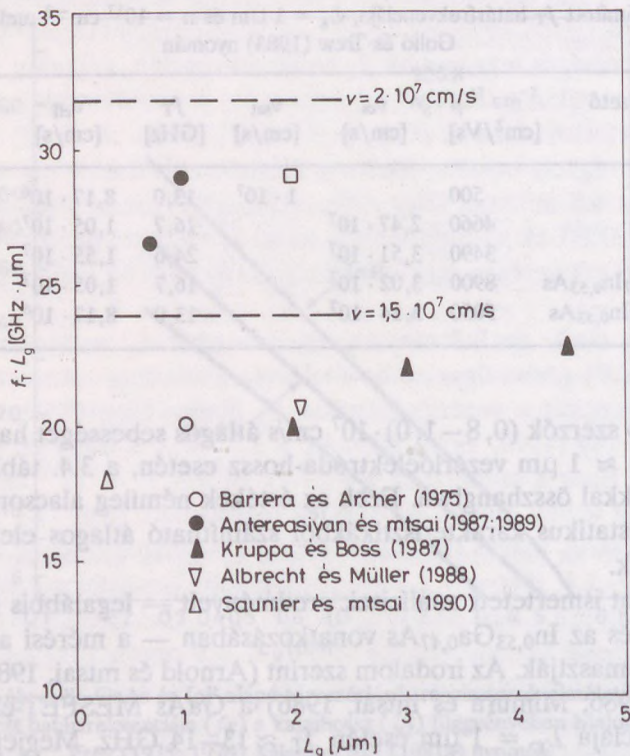
3.4. táblázat. Különböző III-V félvezetőköl és Si-ból készült FET-ek elméletileg számított f_T határfrekvenciája, $L_g = 1 \mu\text{m}$ és $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ mellett, Golio és Trew (1983) nyomán

Félvezető	μ [cm ² /Vs]	v_{cs} [cm/s]	v_{sat} [cm/s]	f_T [GHz]	v_{eff} [cm/s]
Si	500		$1 \cdot 10^7$	13,0	$8,17 \cdot 10^6$
GaAs	4660	$2,47 \cdot 10^7$		16,7	$1,05 \cdot 10^7$
InP	3490	$3,51 \cdot 10^7$		24,6	$1,55 \cdot 10^7$
Ga _{0,47} In _{0,53} As	8900	$3,02 \cdot 10^7$		16,7	$1,05 \cdot 10^7$
Al _{0,47} In _{0,53} As	5050	$3,14 \cdot 10^7$		13,0	$8,17 \cdot 10^6$

lönböző szerzők $(0,8 - 1,0) \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ átlagos sebességet határoztak meg $L_g \approx 1 \mu\text{m}$ vezérlőelektroda-hossz esetén, a 3.4. táblázatban foglaltakkal összhangban. Ezek az értékek némileg alacsonyabbak, mint a statikus karakterisztikákból számítható átlagos elektronsebességek.

A fent ismertetett analízisek eredményeit — legalábbis a GaAs, az InP és az In_{0,53}Ga_{0,47}As vonatkozásában — a mérési adatok is jól alátámasztják. Az irodalom szerint (Arnold és mtsai, 1984; Hiya-mizu, 1986; Mimura és mtsai, 1986) a GaAs MESFET-ek határfrekvenciája $L_g = 1 \mu\text{m}$ esetén $f_T \approx 13\text{--}14 \text{ GHz}$. Megjegyezzük, hogy $L_g = 0,5$ és $1 \mu\text{m}$ vezérlőelektrod-hosszak esetén a GaAs MESFET-ek mért f_T határfrekvenciája több mint kétszerese a Si alapú térvezérlésű tranzisztorokénak (Frey és Wada, 1978).

A Barrera és Archer (1975) által ismertetett InP MESFET-ek $f_T \approx 20 \text{ GHz}$ határfrekvenciával rendelkeztek $L_g = 1 \mu\text{m}$ esetén ($n = 6 \cdot 10^{16}\text{--}1,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), mely $\sim 1,5$ -szörös tényezővel volt nagyobb, mint a hasonló, de GaAs-ból készült MESFET-eké. Hasonló eredményeket közöltek Engelmann és Liechti (1977), valamint Antreasyan és mtsai (1987; 1989). Az InP-hoz rácsillesztett In_{0,53}Ga_{0,47}As-ben a fentiekkel összevethető vezérlőelektroda-hosszúságú térvezérlésű tranzisztorok mért f_T határfrekvenciái még magasabbak. Az $L_g = 1 \mu\text{m}$ csatornahossznak megfelelő érték $\sim 30 \text{ GHz}$ (Alferov és mtsai, 1988; Feuer és mtsai, 1989). A fenti



3.3. ábra. Az $f_T L_g$ szorzat értékei InP alapú térvezérlésű tranzisztorokban a vezérlőelektróda hosszának (L_g) függvényében

adatok alapján, a (3.6) képletből becsülhetően, az effektív elektronsebességek értékei InP-ban $v_{\text{eff}} \approx (1,2-1,3) \cdot 10^7$ cm/s In_{0,53}Ga_{0,47}As-ben pedig $v_{\text{eff}} \approx (1,8-1,9) \cdot 10^7$ cm/s. Természetesen a fenti v_{eff} értékek $L_g \approx 1$ μm vezérlőelektróda-, illetve csatornahossz esetén igazak. InP alapú térvezérlésű tranzisztorokra (MESFET, JFET, MISFET) vonatkozóan a rendelkezésre álló adatok finomabb analízist is lehetővé tesznek. A 3.3. ábrán a különféle InP alapú térvezérlésű tranzisztorok mért határfrekvenciáiból számítható, és a v_{eff} -fel arányos $f_T L_g$ mennyiséget ábrázoltuk az L_g vezérlőelektróda-, illetve csatornahossz függvényében, Barrera és Archer (1975), Engelmann

és Liechti (1977), Cheng és mtsai (1985), Kim és mtsai (1987), Kruppa és Boos (1987), Antreasyan és mtsai (1987; 1989) és Sautier és mtsai (1990) nyomán. Az adatok nagy szóródása ellenére is látható, hogy az effektív elektronsebességeknek ($v_{\text{eff}} = 2\pi f_T L_g$), a rövidcsatornás tranzisztorokban ($L_g \approx 0,5-1 \mu\text{m}$), a $v(E)$ karakterisztika ismert alakjából adódó sebességtúllövés következtében maximuma van, ennek nagysága $L_g f_T \approx 28-29 \text{ GHz}\mu\text{m}$. Igen rövid csatornájú eszközökben ($L_g \leq 0,5 \mu\text{m}$) az eszköz parazitakapacitásai eddig számba nem vett hatása csökkenti az eszközön mért f_T határfrekvenciából számítható értékeket.

A GaAs-hez hasonlóan az f_T határfrekvenciából számítható effektív elektronsebességek kisebbek, mint a statikus karakterisztikákból nyerhető értékek. Pl. rövidcsatornás $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ JFET-ek meredekségéből, $\sim 0,5 \mu\text{m}$ csatornahossznál, $\sim 3,6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ elektronsebesség adódott (Raulin és mtsai, 1987).

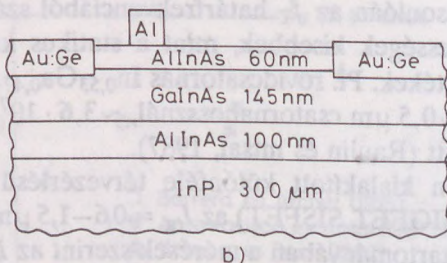
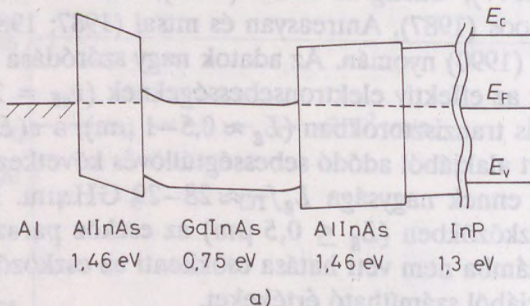
$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -en kialakított különféle tervezérlésű tranzisztorokban (SISFET, HIGFET, SISFET) az $L_g = 0,6-1,5 \mu\text{m}$ -es vezérlőelektróda-hosszak tartományában a mérések szerint az $L_g f_T$ szorzat értéke $\sim 30 \text{ GHz}\mu\text{m}$ (Feuer és mtsai, 1988; 1989; Gardner és mtsai, 1987).

A tervezérlésű tranzisztorok másik fontos jellemző paramétere, az f_{max} egységnyi teljesítményerősítéshez tartozó határfrekvencia a „belső” FET fizikailag jól értelmezhető paraméterein kívül a helyettesítő kép egyéb másodlagos, de elkerülhetetlen elemeitől is függ, ezért az alapanyag fizikai paramétereitől való függésük egyszerű, explicit képletekkel már nem írható le. Éppen ezért a további részletekre vonatkozóan az irodalomra utalunk (Wolf, 1970; Sze, 1981a), illetve egy konkrét esetet a 4. fejezetben tárgyalunk. A legdurvább közelítésben, lásd pl. (Lehovec és Zuleeg, 1970) az f_{max} határfrekvencia közelítőleg a következőképpen számítható:

$$f_{\text{max}} \approx \frac{f_T}{2} \left(\frac{g_m}{g_d} \right)^{1/2}, \quad (3.20)$$

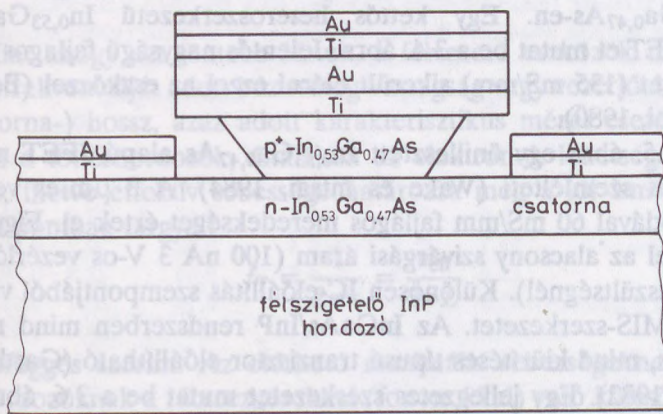
ahol g_m a tervezérlésű tranzisztor meredeksége, és g_d a forrás és nyelő közötti vezetés.

Zuleeg és Lehovec (1971) egy erősen közelítő analízis alapján



3.4. ábra. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alapú kettős heteroátmenetes MESFET sávszerkezete (a) és metszeti rajza (b), Barnard és mtsai (1980) nyomán

azt kapta, hogy GaAs térvezérlésű tranzisztorokban az $f_{\max}$ határfrekvencia szintén a vezérlőelektróda L_g hosszának reciprokával arányos. Ezzel összhangban empirikusan GaAs-re $\sim 10 \mu\text{m}$ vezérlőelektróda-hosszak alatt $f_{\max} \approx 33 [\text{GHz}]/L_g [\mu\text{m}]$ adódott (Zuleeg és Lehovc, 1970). Ezen adatokból, ha az f_T -re vonatkozó kísérletileg nyert értékekkel összevetjük, az adódik, hogy legalábbis a szóban forgó szerkezetű tranzisztorokra $g_m/g_d \approx 20-25$. InP alapú térvezérlésű tranzisztorokra Albrecht és Müller (1988) és Saunier és mtsai (1990) adataiból következően $f_{\max} \approx (38-44)[\text{GHz}]/L_g [\mu\text{m}]$, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alapú MESFET-ekre pedig Alferov és mtsai (1988) adatai szerint $f_{\max} \approx (52-60)[\text{GHz}]/L_g [\mu\text{m}]$. Ezen utóbbi érték majdnem kétszerese a GaAs MESFET-ének. Megállapítható tehát, hogy az $f_{\max}$ határfrekvenciák is nagyobbak, ha nagyobb elektronsebességek érhetők el az adott anyagú eszköz aktív tartományában.



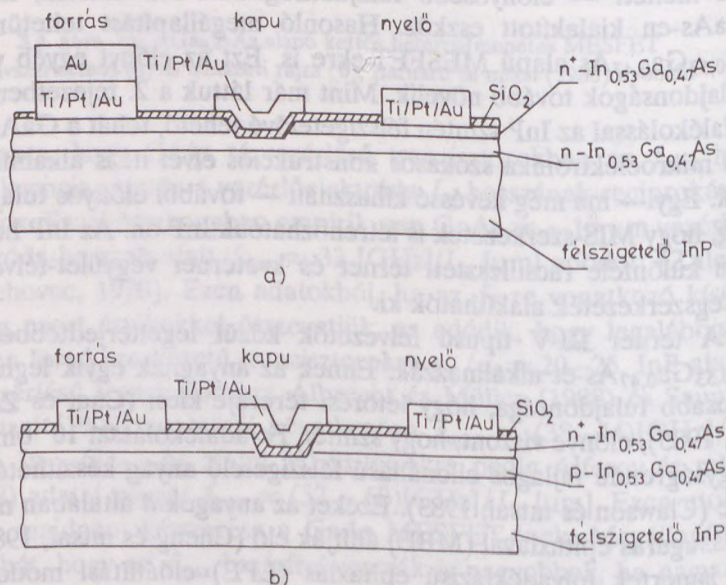
3.5. ábra. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alapú JFET felépítése, Wake és mtsai (1984) nyomán

Mint láttuk tehát, az InP alapú MESFET — azonos geometria mellett — előnyösebb tulajdonságokkal rendelkezik, mint a GaAs-en kialakított eszköz. Hasonló megállapítást tehetünk az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alapú MESFET-ekre is. Ezt az előnyt egyéb vonzó tulajdonságok tovább növelik. Mint már láttuk a 2. fejezetben, Fe-adalékolással az InP szintén félvezetővé tehető, tehát a GaAs alapú mikroelektronika szokásos konstrukciós elvei itt is alkalmazhatók. Egy — ma még kevésbé kihasznált — további előnyös tulajdonság, hogy MIS-szerkezetek is létrehozhatók InP-on. Az InP hordozón különféle rácsillesztett terner és kvaterner vegyület-félvezető rétegszerkezetek alakíthatók ki.

A terner III-V típusú félvezetők közül legelterjedtebben az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -et alkalmazzák. Ennek az anyagnak egyik leghátrányosabb tulajdonsága, hogy letörési térereje kicsi (Chai és Zdsienko, 1985), előnye viszont, hogy szintén Fe-adalékolással 10^3 ohmcm nagyságrendű fajlagos ellenállású félvezető anyag készíthető belőle (Clawson és mtsai, 1983). Ezeket az anyagokat általában molekulasugaras epitaxiával (MBE) állítják elő (Cheng és mtsai, 1981b), de ismertek folyadékfázisú epitaxiás (LPE) előállítási módok is (Houng és Morkoc, 1980; Golubev és mtsai, 1988; Vorob'eva és mtsai, 1989; Bert és mtsai, 1990).

Szinte valamennyi jellegzetes eszköztípus megvalósítható $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -en. Egy kettős heteroszerkezetű $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ MESFET-et mutat be a 3.4. ábra. Jelentős nagyságú fajlagos meredekséget (135 mS/mm) sikerült elérni ezzel az eszközzel (Barnard és mtsai, 1980).

A 3.5. ábra egy önillesztett $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ alapú JFET megvalósítását szemlélteti (Wake és mtsai, 1984). A 3 μm -es vezérlőelektrodával 60 mS/mm fajlagos meredekséget értek el. Figyelmet érdemel az alacsony szivárgási áram (100 nA 3 V-os vezérlőelektroda-feszültségnél). Különösen IC-előállítás szempontjából vizsgálják a MIS-szerkezetet. Az InGaAs/InP rendszerben mind növekményes, mind kiürítésszerű típusú tranzisztor előállítható (Gardner és mtsai, 1982). Egy jellegzetes szerkezetet mutat be a 3.6. ábra. Di-elektrikumként mind a félvezető természetes oxidja, mind a SiO_2 alkalmazható. Az InGaAs/InP rendszer alkalmazása jelentős perspektívával rendelkezik, az MBE és MOCVD technikák alkalmazása ugyanis igen bonyolult rétegszerkezetek előállítását is lehetővé teszi.



3.6. ábra. InGaAs/InP MISFET: a) kiürítésszerű, b) növekményes

3.3. Ballisztikus transzport félvezető eszközökben

Mint ahogy azt fentebb láttuk, a félvezető eszközök működési határfrekvenciáját adott bázisréteg-vastagság vagy vezérlőelektróda-(csatorna-) hossz, azaz adott karakterisztikus méret esetén végső soron a töltéshordozók, általában az elektronok lehetséges maximális, illetve effektív sebessége határozza meg a jól ismert és az előző pontban tárgyalt

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{v_{\text{eff}}}{2\pi L} \quad (3.21)$$

összefüggés szerint. Az elérhető maximális sebességeknek a töltéshordozóknak a rácsrezgésekkel (fononokkal) való kölcsönhatása szab határt. Ez a megállapítás azonban csak akkor érvényes, ha az eszköz karakterisztikus L mérete nagyobb, mint a töltéshordozók λ szabad úthossza, azaz $L > \lambda$. Ha az eszköz karakterisztikus méretét sikerülne a szabad úthossz alá csökkenteni, akkor az elektronok lényegében ütközés nélkül haladhatnának át az eszköz aktív tartományán, így az ütközések sebességkorlátozó hatása nem érvényesülvén, elvben nagyobb sebességek, illetve magasabb határfrekvencia érhetők el. Ekkor az elektronok — a klasszikus mechanikából egyébként jól ismert — ballisztikus mozgást végeznek, és az így létrejövő transzport a ballisztikus vagy kváziballisztikus transzport nevet viseli (Shur és Eastman, 1979; Bell, 1986; Heiblum és Eastman, 1987; Hess és Iafrate, 1988). A III-V típusú félvezetők esetén mára a ballisztikus transzport felléptéhez szükséges $\lambda > L$ feltétel közel került a technológiai megvalósíthatósághoz. Az elektronok szabad úthossza ugyanis

$$\lambda \approx \tau_m v_t \approx \mu(3kTm^*)^{1/2}, \quad (3.22)$$

ahol τ_m a (momentum)relaxációs idő, v_t az elektronok átlagos termikus sebessége. $T = 300$ K hőmérsékleten a nagy tisztaságú GaAs- vagy $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -kristályokban a (3.22) képlet alapján becsülhetően az elektronok szabad úthossza $\sim 0,15 \mu\text{m}$, míg 77 K hőmérsékleten $0,5\text{--}1,5 \mu\text{m}$. A λ szabad úthossz nagysága, legalábbis alacsony hőmérsékleten lényegesen nagyobb, mint a mini-

3.5. táblázat. Határfrekvencia különböző III-V félvezető eszközökben kváziballisztikus transzport esetén, Krishnamurthy és mtsai (1988) nyomán

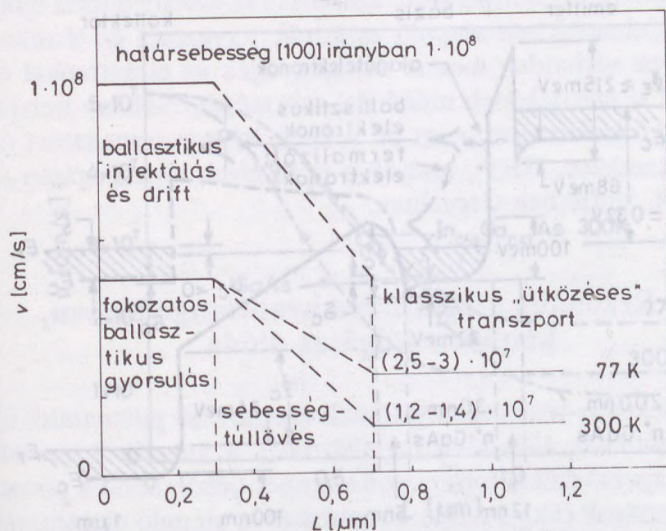
Félvezető	v_{bal} [10^7 cm/s]	Λ_b [nm]	Bázisvastagság			
			50 nm f_T [THz]	f_{bal}	10 nm f_T [THz]	f_{bal}
GaAs	9,9	11,3	3,1	0,63	15,6	0,91
Ga _{0,5} In _{0,5} As	12,7	25,0	4,1	0,62	20,7	0,96
InAs	13,4	32,3	4,3	0,86	21,5	0,97
InAs _{0,5} P _{0,5}	13,0	18,5	4,1	0,76	20,7	0,95
InP	11,6	11,3	3,7	0,64	18,6	0,91
Ga _{0,7} Al _{0,3} As	5,0	1,6	1,7	0,04	8,3	0,54

mális eszköz-karakterisztikus méret, mely pl. GaAs-ben elérhető a korszerű szubmikronos technológiákkal, de szobahőmérsékleten is a lehetőségek közelében van.

A ballisztikus transzport esetén az elérhető legnagyobb sebesség az alábbiak szerint becsülhető meg. Ha ismert az adott félvezető sáv szerkezete, illetve a teljes $\epsilon(k)$ energia – hullámszám függvény, akkor az elektronok sebességére adódik, hogy

$$v = \frac{\partial \epsilon(k)}{\hbar \partial k}. \quad (3.23)$$

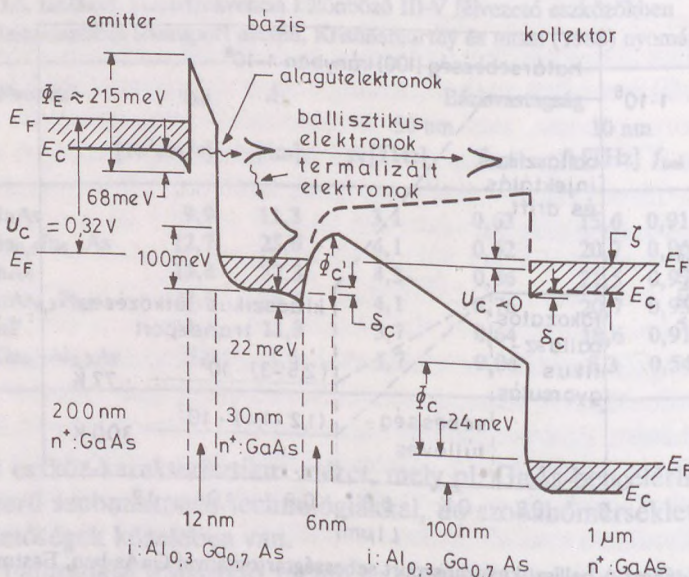
GaAs-ben, felhasználva Chelikowsky és Cohen (1976) sáv szerkezet-számításainak eredményeit (vö. 2.6. ábra), a maximális elektronsebességre a centrális, Γ -energiavölgyben $v = 1 \cdot 10^8$ cm/s adódik (Socha és Eastman, 1982). Hasonló értékek — $(1,1 - 1,4) \cdot 10^8$ cm/s — adódtak InAs-re, GaAs-re, valamint InGaAs-re és InAsP-ra (vö. 3.5. táblázat; Krishnamurthy és mtsai, 1988). Ezek az értékek a félvezető anyagban érvényes fénysebességnek mintegy 1 – 1,5%-át teszik ki (Bell, 1986). Ha az elektronok állandó külső térben fokozatosan gyorsulnak, akkor az eszköz aktív tartományán való átlagos áthaladási sebességük $(4,5 - 5,0) \cdot 10^7$ cm/s lehet, amely még így is mintegy háromszorosa a klasszikus „ütközéses” transzport tartományában működő szubmikronos GaAs alapú MESFET, illetve MODFET szerkezetekben elérhető elektronsebességeknek, és



3.7. ábra. A ballisztikus transzport sebességtartományai GaAs-ben, Eastman (1981) nyomán (v elektronsebesség, L elektromos hossz)

mintegy nyolcszorosa a Si alapú tervezérlésű tranzisztorokban elérhető elektronsebességeknek (Eastmann, 1986). Ballisztikus transzport révén szubmikronos szerkezetekben 0,2–0,5 μm -es karakterisztikus hosszak mellett ~ 1 ps körüli kapcsolási idők, illetve ~ 160 GHz-et meghaladó határfrekvenciák képzelhetők el.

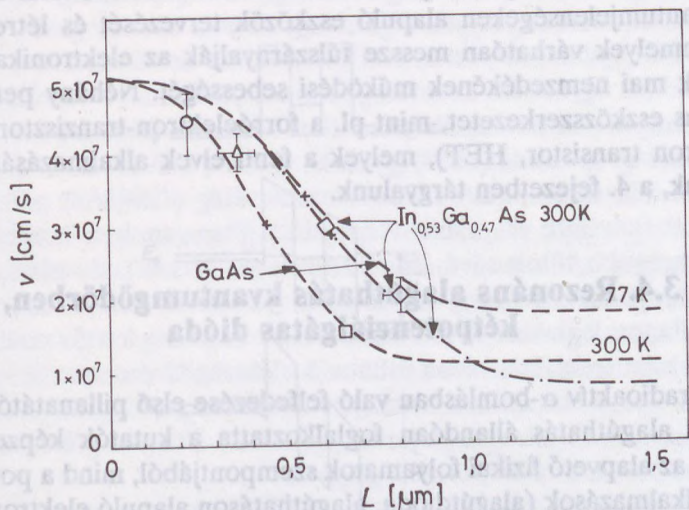
A 3.7. ábrán Eastman (1981) nyomán bemutatjuk GaAs-ben az elektronsebesség–elektromos (eszköz-) hossz síkban ábrázolva a ballisztikus, a klasszikus „ütközéses” transzport-, valamint a közöttük elhatárolható átmeneti tartományok elhelyezkedését. $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ra lényegében hasonló ábra adható meg. Látható, hogy a legelőnyösebb elrendezés, mely a legnagyobb elektronsebességeket biztosítja, a megfelelően rövid elektromos hossz (csatornahossz) és ballisztikus injektálás kombinációjával érhető el. Ekkor pl. $L_g = 0,3 \mu\text{m}$ vezérlőelektróda-hossz mellett az elvileg elérhető határfrekvencia, a (3.21) képletből becslve, $f_T = \approx 530$ GHz! A ballisztikus injektálást forró elektronoknak potenci-



3.8. ábra. GaAs alapú ballisztikus eszközrendszer sávdiaagramja, Heiblum és mtsai (1985a) nyomán

álgáton keresztül való belövésével lehet megvalósítani, ennek egyik megvalósítási példája a Heiblum (1981) által javasolt alagúthatású forróelektron-transzfer erősítő (tunneling hot electron transfer amplifier, THETA) eszköz.

Krishnamurthy és mtsai (1988) részletes számításokat végeztek a ballisztikus transzportra vonatkozóan különböző III-V típusú félvezetőkre. A határfrekvenciára, valamint a ballisztikusan mozgó elektronoknak a transzportban résztvevő összes elektronokhoz viszonyított f_{bal} hányadára nyert eredményeiket, két különböző eszközhosszúság mellett, a 3.5. táblázat foglalja össze. A táblázat a ballisztikus elektronsebességek, valamint az $n = n_0 \exp(-d/\Lambda_b)$ összefüggéssel definiált Λ_b ballisztikus szabad úthosszak értékeit is feltünteti. Itt n_0 az injektált ballisztikus elektronok koncentrációja, és n a d távolság megtétele után még ballisztikus mozgást végző elektronok koncentrációja. Egy adott működési frekvencián a leg-



3.9. ábra. Elektronok sebessége (v) GaAs-ben és $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ -ben az elektromos hossz (L) függvényében. A pontok mért adatokat jelentenek. Eastman (1982) nyomán

jobb anyag az, mely a legnagyobb f_{bal} -t eredményezi. A táblázat alapján látható, hogy a nagyobb eszközhosszúság esetén InAs és $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ a legelőnyösebb félvezetők. Ugyanakkor 10 THz-es működési frekvencián a kisebb csatornahosszúságú eszközökben a vizsgált anyagok egyike sem nyújt lényeges előnyöket a GaAs-hez képest.

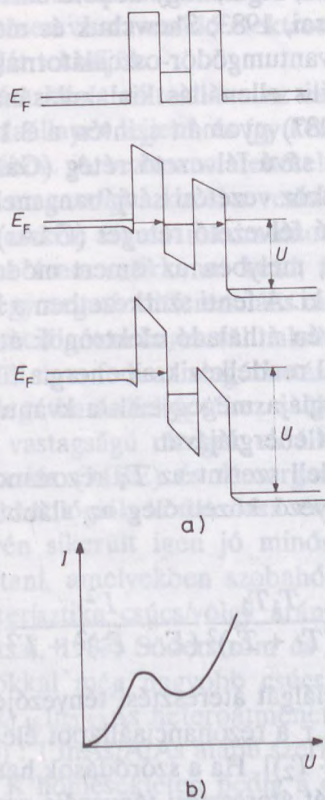
Ballisztikus elektrontranszportot, illetve eszközszerkezetek kváziballisztikus működését eddig elsősorban GaAs-ben figyelték meg (Eastman, 1981; Heiblum és mtsai, 1985a; Levi és mtsai, 1985; 1986), illetve $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ -ben (Ohashi és mtsai, 1984). A Heiblum és mtsai (1985) által a ballisztikus elektrontranszport kimutatására alkalmazott GaAlAs/GaAs eszközszerkezet energiadiagrammját a 3.8. ábra mutatja be. GaAs-re és $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ -re vonatkozó kísérleti eredményeket Eastman (1982) nyomán a 3.9. ábrán mutatunk be.

Röviden összefoglalva megállapíthatjuk, idézve Heiblum és East-

man (1987) következtetéseit, hogy a félvezetőkben mozgó ballisztikus elektronok tulajdonságainak kihasználása lehetővé teszi újfajta, a kvantumjelenségeken alapuló eszközök tervezését és létrehozását, amelyek várhatóan messze túlszárnyalják az elektronikai eszközök mai nemzedékének működési sebességét. Néhány perspektivikus eszközszerkezetet, mint pl. a forróelektron-tranzisztort (hot electron transistor, HET), melyek a fenti elvek alkalmazásán alapulnak, a 4. fejezetben tárgyalunk.

3.4. Rezonáns alagúthatás kvantumgödörben, kétpotenciálgátas dióda

A radioaktív α -bomlásban való felfedezése első pillanatától fogva az alagúthatás állandóan foglalkoztatta a kutatók képzeletét, mind az alapvető fizikai folyamatok szempontjából, mind a potenciális alkalmazások (alagútdióda, alagúthatáson alapuló elektronmikroszkópia stb.) miatt. Esaki és Tsu mutatták meg az 1970-es évek elején, hogy egy új fizikai jelenség, a rezonáns alagúthatás lép fel, ha az elektronok, melyek mint ismert, hullámtermészetűnek is tekinthetők, potenciálgátakkal közrefogott potenciálgödörön haladnak át (Esaki és Tsu, 1970; Tsu és Esaki, 1973; Chang és mtsai, 1974; Esaki, 1986). A rezonancia akkor lép fel, amikor az elektronok kinetikus energiája megegyezik a potenciálgödörben valamelyik kvázikötött állapot energiájával. Ezen hatás eredményeként a két beépített potenciálgátat és köztük egy ún. „kvantumgödört” (potenciálgödört) tartalmazó félvezető szerkezet áram – feszültség karakterisztikáján negatív ellenállású szakasz alakul ki. Egy ilyen, két potenciálgátat és az általuk közbezárt kvantumgödört tartalmazó GaAs/GaAlAs/GaAs/GaAlAs/GaAs szerkezet potenciáldiagrammját a 3.10. ábra szemlélteti. A rezonáns alagúthatás az elektronok egyes tartományokbeli hullámfüggvényei között fellépő kölcsönhatás eredménye. A kölcsönhatás létrejöttének az a feltétele, hogy a potenciálgödör, illetve a potenciálgátak szélessége az elektronok de Broglie-hullámhosszával összemérhető vagy annál kisebb legyen. Ha pl. a potenciálgödör szélessége 5 nm (azaz nagyságrendben 15 atomrétegnyi), akkor a $\lambda = h(2m^*E)^{1/2}$ jól ismert összefüggésből



3.10. ábra. Két potenciálgátas, kvantumgödöröt tartalmazó szerkezet energiasáv-diagrammja (a), és a negatív ellenállású $I-U$ karakterisztika kialakulása (b), Sollner és mtsai (1987) nyomán

számíthatóan a potenciálgödörben az alapállapot energiája $0,08 \text{ eV}$, és az első gerjesztett állapoté $0,32 \text{ eV}$. Itt h a Planck-állandó, λ a de Broglie-hullámhossz, és az effektív tömegre $m^* = 0,1 m_e$ értéket vettünk. Ezek szerint a fenti hatás fellépte könnyen realizálható feszültségeknél várható. Ezt a jelenséget kísérletileg először Chang és mtsai (1974) demonstrálták molekulásugaras epitaxiával előállított GaAlAs/GaAs szerkezetekben.

A fent ismertetett fizikai elv legegyszerűbb realizálását a rezonáns alagúthatású dióda vagy másképp két potenciálgátas dióda (resonant tunneling diode, RTD, vagy double barrier diode, DBD) képviseli (Sollner és mtsai, 1983; Shewchuk és mtsai, 1984; 1985). Az eszközt egyébként kvantumgödör-oszcillátornak is nevezik.

A negatív differenciális ellenállás kialakulásának mechanizmusát Gering és mtsai (1987) nyomán szintén a 3.10. ábra szemlélteti. A két, széles tiltott sávú félvezető réteg (GaAlAs) potenciálgátakat hoz létre az eszköz vezetési sávjában, melyek közrefogják a keskenyebb tiltott sávú félvezető réteget (GaAs). Ily módon egy kvantumgödör jön létre, melyben az ismert módon rezonáns kötött állapotok alakulnak ki. A fenti szerkezetben a kettős potenciálgáton az alagúthatás révén áthaladó elektronok áteresztési együtthatója éles maximummal rendelkezik az energia függvényében ott, ahol az elektronok energiája megegyezik a kvantumgödörbeli kötött (rezonancia-) állapot energiájával.

A legegyszerűbb modell szerint az E_r rezonanciaenergia közelében az áteresztési tényező közelítőleg az alábbi alakban írható (Luryi, 1989):

$$T(E) = \frac{T_1 T_2}{(T_1 + T_2)^2} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2}, \quad (3.24)$$

itt T_1 és T_2 a két potenciálgát áteresztési tényezője $E = E_r$ energiánál, és $\Gamma = \hbar/\tau$, ahol τ a rezonanciaállapot élettartama [kváziklasszikusan $\Gamma \approx E_r(T_1 + T_2)$]. Ha a szóródások hatása elhanyagolható, és a két potenciálgát áteresztési tényezője azonos ($T_1 = T_2$), akkor a rezonanciaenergiával érkező elektronok számára a két potenciálgáttal közrefogott kvantumgödör-szerkezet teljesen áteresztővé válik [$T(E_r) = 1$]. Különböző potenciálgátak esetén az áteresztési tényező maximális értéke a $T_{\max}/T_{\min}$ mennyiséggel arányos, ahol $T_{\max}$ és $T_{\min}$ a T_1 és T_2 közül a nagyobbik, illetve kisebbik.

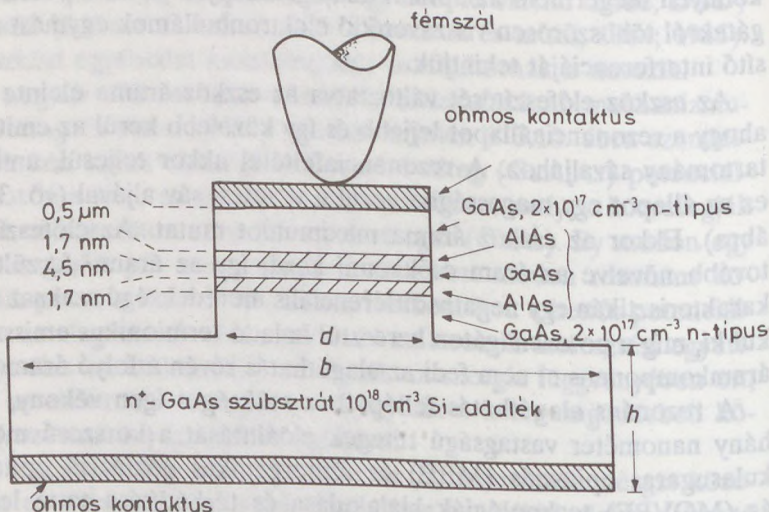
A fenti szerkezetet egyébként gyakran hasonlítják az optikai Fabry–Perot-interferométerhez, tulajdonképpen a Fabry–Perot-rezonátor elektromos analógjának is tekinthető (Capasso és Dutta, 1990). A két potenciálgát felel meg a féligáteresztő tükröknek,

melyeken keresztül a fény be-, illetve kicsatolódik. Az elektronok áteresztési tényezőjének a rezonanciánál fellépő éles maximuma könnyen megérthető az optikai analógia alapján is, ha a potenciálgátokról többszörösen visszaverődő elektronhullámok egymást erősítő interferenciáját tekintjük.

Az eszköz előfeszítését változtatva az eszköz árama eleinte nő, ahogy a rezonanciaállapot lejjebb és így közelebb kerül az emitter-tartomány sávjához. A rezonanciafeltétel akkor teljesül, amikor ez az állapot egy magasságba kerül a vezetési sáv aljával (vö. 3.10. ábra). Ekkor az eszköz árama maximumot mutat. Az előfeszítést tovább növelve az áram csökkenni kezd, így az áram – feszültség karakterisztikán egy negatív differenciális meredekségű szakasz alakul ki, míg a potenciálgáton keresztül haladó termionikus emissziós áramkomponens el nem fedi az alagúthatás révén átfolyó áramot.

A rezonáns alagúthatás felléptéhez szükséges igen vékony, néhány nanométer vastagságú rétegek előállítását a korszerű molekulasugaras epitaxiás (MBE) és fémorganikus gőzfázisú epitaxiás (MOVPE) technológiák kialakulása és térhódítása tette lehetővé. Ennek révén sikerült igen jó minőségű GaAs alapú szerkezeteket előállítani, amelyekben szobahőmérsékleten az áram – feszültség karakterisztika csúcs/völgy aránya eléri a $(3-3,5) : 1$ -et (Brown és mtsai, 1987; Söderström és Andersson, 1989). Más anyagkombinációkkal még nagyobb csúcs/völgy arány érhető el, $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ heteroátmenettel $5 : 1$ (Sen és mtsai, 1988) és $(23-30) : 1$ InAs/AlAs alapú szerkezetekben (Broekart és mtsai, 1988). 77 K hőmérsékleten pedig a csúcs/völgy arány a GaAs/AlAs rendszerben nagyobb mint $21 : 1$ (Huang és mtsai, 1987), az $\text{InGaAs}/\text{AlAs}$ rendszerben pedig $35 : 1$ (Inata és mtsai, 1987). Az $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ heteroszerkezet különösen alkalmas rezonáns alagútjelenségű diódák céljaira, a potenciálgát anyagának kis effektív elektrontömege ($m^*/m_0 = 0,07$) és a két anyag közötti viszonylag nagy potenciálugrás miatt. Mindkét körülmény kedvező a nagy csúcs/völgy áramarány elérése szempontjából.

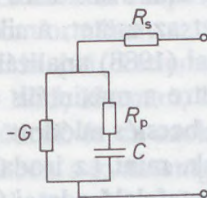
A rezonáns alagúthatású dióda iránti megnövekedett érdeklődés fő oka azonban az, hogy a rezonáns alagúthatás intrinszc időállandója $0,1$ ps nagyságrendű (Sollner és mtsai, 1983). Sollner és mtsai (1983, 1984) $2,5$ THz-es elektromágneses hullámot is detektáltak az



3.11. ábra. Két potenciálgátás dióda (DBD) rétegszerkezete, Brown és mtsai (1988) nyomán

ezen az elven alapuló két potenciálgátás diódával (DBD). Ugyancsak GaAlAs/GaAs DBD-szerkezeteken Brown és mtsai (1988) demonstrálták először a 200 GHz feletti frekvencián alpmódusú rezgések létrejöttét, majd mára már 420 GHz frekvenciájú oszcillációkat (Brown, 1989; Rolland, 1990), végül az InAs/AlSb szerkezetű RTD-ben 712 GHz-es oszcillációkat is észleltek (Brown és mtsai, 1991a). Ez egyébként a legmagasabb frekvenciájú rezgés, melyet eddig szilárdtest-oszcillátorral előállítottak.

Az igen kis időállandó fizikai oka, mint ismert az, hogy az alagúthatás többségi töltéshordozókkal kapcsolatos. Ezen túlmenően az elektronoknak a potenciálgáton alagúthatással való áthaladására nem érvényes a konvencionális futási (tranzit-) idő fogalma ($\tau = w/v$, ahol w a potenciálgát szélessége, és v az elektronok sebessége). A folyamat időállandóját kvantummechanikai átmeneti valószínűség határozza meg, mely az $\exp[-2k(0)]$ mennyiséggel



3.12. ábra. Két potenciálgátas dióda (kvantumgödör-oszcillátor) egyszerűsített helyettesítő áramköre, Coleman és mtsai (1986), valamint Gering és mtsai (1987) nyomán

arányos, ahol $k(0)$ az elektronok átlagos hullámszáma (Thornber és mtsai, 1967). Ez, az alagúthatásra jellemző időállandó rendkívül rövid, így válik érthetővé, hogy az alagúthatáson alapuló eszközök határfrekvenciája igen magas lehet (Sze, 1981a). A konkrét eszköztervezetek alapján az RTD-k működési sebességét korlátozó mechanizmusokat Brown és mtsai (1991b) tekintették át részletesen.

Egy RTD felépítését a 3.11. ábra mutatja be, és az eszköz egyszerűsített helyettesítő képe a 3.12. ábrán látható (Gering és mtsai, 1987; Brown és mtsai, 1988; vö. még Miles és mtsai, 1991). Az R_s soros ellenállás a kontaktus-ellenállásból, valamint a félvezető rétegek veszteségi ellenállásaiból tevődik össze, míg a $-G$ negatív konduktancia a kvantumgödör tulajdonságait modellezi. Az R_p és C elemeket tartalmazó ág, mely párhuzamos a $-G$ negatív konduktanciát tartalmazó ággal, a potenciálgáton keresztül töltődő „kvantumkapacitást” modellezi. Ha a helyettesítő képben $R_p \approx 0$, akkor a „kvantumgödör”-oszcillátor helyettesítő képe megegyezik a klasszikus alagútdiódával. Az eszköz negatív ellenállást mutat az f_r soros rezonanciafrekvenciáig, ahol

$$f_r = \frac{1}{2\pi C} \left(\frac{G}{R_s} - G^2 \right)^{1/2}. \quad (3.25)$$

Itt R_s és C munkaponttól függetlennek tekinthető, de G erősen függ a munkaponttól. Ha f_r -et a G függvényében vizsgáljuk, akkor

a maximális oszcillációs frekvencia akkor érhető el, ha $G = 1/2R_s$. Ha azonban $G_{\max} < 1/2R_s$, ami a szokásos adatok mellett teljesül, akkor $f_{\max} = f_r(G_{\max})$. Azt az esetet, amikor R_s frekvenciafüggő (szkinhatás), Brown és mtsai (1988) analizálták. A fenti analízisből optimalizált eszközszerkezetre a maximális oszcillációs frekvenciára az $f_{\max} \approx 430\text{--}670$ GHz becslés adódott. Ezen $f_{\max}$ értékek legalább háromszor nagyobbak, mint az irodalomból ismert legjobb, GaAs alapú alagútdiódák megfelelő adatai (Brown és mtsai, 1987). Ez a jelentős javulás elősorban annak a következménye, hogy az eszköz kapacitása kisebb, az egyes rétegeknek a klasszikus alagútdiódáéhoz képest jóval alacsonyabb adalékolási szintje miatt. Az oszcilláció teljesítménye, mivel pár μm átmérőjű eszköz mintapéldányokról van szó, még alacsony, jelenleg néhány μW 100 GHz-en és $0,2 \mu\text{W}$ 200 GHz-en. A kvantumgödör-oszcillátor kimenő teljesítménye jelentősen megnövelhető a szerkezet módosításával oly módon, hogy egy kiüritett réteg formájában egy drifttartományt építenek be a diódaszerkezetbe (QWITT szerkezet, kvantumgödör-injekciós futási idő szerkezet; Kesai és mtsai, 1987; 1988; 1989), ekkor megnövekszik az eszköz negatív ellenállása és így a teljesítménye is. A QWITT dióda kisjelű analízisére és helyettesítő képére vonatkozóan lásd Kesai és mtsai (1988) dolgozatát.

A kvantumgödör-oszcillátorok ígéretesnek tűnnek mint igen nagy frekvenciás, de alacsony teljesítményszintű jelforrások. Egy egység önmagában kis teljesítményt szolgáltat, azonban az aktív tartományban a teljesítménysűrűség rendkívül nagy, néhányszor 10 MW/cm^3 nagyságrendű, így remény van arra, hogy megfelelő teljesítményösszegző kapcsolások révén a kimenő teljesítmény jelentősen megnövelhető.

Nemlineáris karakterisztikája révén a kvantumgödör-eszköz frekvenciasokszorozásra is használható a milliméteres hullámsávban. Pl. a 240–260 GHz tartományban működő harmadik harmonikus sokszorozó, 1,2% hatásfok mellett, 0,8 mW kimenő teljesítményt szolgáltatott (Rydberg és Grönqvist, 1989).

A fentebb tárgyalt rezonáns alagúthatású dióda, illetve kvantumgödör-eszköz tulajdonképpen a negatív differenciális ellenállású áram – feszültség karakterisztikájú szuperrácsszerkezetek egyik specifikus megvalósítása, melyet Esaki és Tsu (1970), Lebwohl és Tsu

(1970), illetve Tsu és Esaki (1973), továbbá Kazarinov és Suris (1971; 1972) tárgyaltak először. A szuperrács, melynek fizikai alapelveit a ma is használatos formában az 1970-es évek elején Esaki és Tsu (1970) dolgozták ki (vö. Leonov és Somogyi, 1975; Linh, 1983; Lendvay és mtsai, 1985; Herman, 1986), egy periodikus szerkezet, melyet kvantumgödrök és az azokat elválasztó potenciálgátak alkotnak, és amelyekben a kvantumgödröket elválasztó potenciálgátak olyan keskenyek, hogy az elektronok áteresztési tényezője, az alagúthatás következtében, jelentős nagyságú. Ha a szuperrács periódushossza kisebb, mint néhányszor tíz nanométer, akkor az elektronok energiaszint-diagramja jelentősen módosul. Az elektronok energiasávjai ún. „minisávokba” hasadnak fel, melyek néhányszor 10 meV szélességűek, és azokat egymástól „mini tiltott sávok” választják el. A szuperrácsban megfelelően nagy elektromos térben, az elektronhullámoknak az egyes rétegek közötti határfelületeken végbemenő Bragg-reflexiója miatt felléphet az ún. Bloch – Zener-oszcilláció (Esaki és Tsu, 1970; Döhler és mtsai, 1975; Iaf-rate, 1985), mely szintén a negatív differenciális ellenállás megjelenésével kapcsolatos. A Bloch – Zener-oszcillációk frekvenciáját az alábbi összefüggés adja meg (Döhler és mtsai, 1975; Iaf-rate, 1985; Capasso és Datta, 1990):

$$f_{BZ} = \frac{eEd}{h} \quad (3.26)$$

ahol d a szuperrács periódusa, és E az alkalmazott elektromos térerő. Az oszcillációk létrejöttének feltétele, hogy a periódusidő legyen kisebb, mint az elektronok szóródására jellemző karakterisztikus időállandó (Döhler és mtsai, 1975), azaz

$$eEd > \frac{h}{2\pi\tau} \quad (3.27)$$

Reális paraméterek mellett az f_{BZ} Bloch – Zener-frekvencia akár az 500 GHz-et is meghaladhatja. Egy további lényeges szempont az, hogy a rezgések frekvenciája az alkalmazott elektromos térrel változtatható, mely lehetővé teszi hangolható milliméteres hullámú oszcillátorok megvalósítását. A THz-es oszcillátorokra egy konkrét megvalósítási javaslatot Muller és mtsai (1984) mutattak be.

3.5. Gunn-jelenség vegyület-félvezetőkben, Gunn-eszközök

Mielőtt a félvezető eszközök technológiája még nem érte el azt a fejlettségi szintet, hogy a mikrohullámú frekvenciatartományokban is működőképes hárompólusú eszközöket, mint pl. MESFET-eket, lehessen előállítani, több kétpólusú eszközt is kifejlesztettek ezen célokra (Esaki-féle alagútdióda, Gunn-dióda, IMPATT dióda stb.), melyek egyike-másika még ma is megőrizte jelentőségét, elsősorban a milliméteres és szubmilliméteres hullámok tartományában. Ezekben az eszközökben a maximális működési frekvenciákat nem a fotolitográfiával létrehozható legkisebb rajzolatméretek korlátozzák, mint pl. a térvezérlésű tranzisztorokban, hanem valamely anyagjellemző, illetve fizikai mechanizmus által meghatározott időállandó, valamint a töltéshordozóknak az eszköz aktív tartományán való áthaladási ideje. Az aktív tartományt általában egy epitaxiás rétegvastagság határozza meg, mely paraméter a mikrométeres tartományban sokkal könnyebben volt kézben tartható, mint pl. a térvezérlésű tranzisztorok vezérlőelektróda-hossza.

A Gunn-dióda az egyik legrégebbi és egyben az egyik legfontosabb mikrohullámú félvezető eszköz. Történetileg ez volt az első III-V típusú félvezető eszköz, mely mintegy „megtörte” a Si alapú eszközök egyeduralmát. A GaAs Gunn-dióda ma technológiailag érett, alkalmazása általánosan elterjedt egészen a 100 GHz-es frekvenciákig (lásd pl. Seebald, 1976; Thim, 1976; Andrási és mtsai, 1977; Sze, 1981a; 1981b; Rolland és mtsai, 1990). Az eszköz működésének fizikai mechanizmusára, a különböző lehetséges eszközfelépítésekre és a különböző üzemmódokra vonatkozóan Pataki (1977), Sze (1981a) és Gottwald (1985) könyveire, valamint Székely és Tarnay (1969) és Levinshstein és Shur (1975) összefoglalóira utalunk.

Az 1960-as évek közepétől megindult Gunn-jelenség kutatásban elsősorban a GaAs-et vizsgálták, majd utána került előtérbe az InP is. Mint ahogy azt a 2. fejezetben láttuk, a GaAs, de még inkább az InP kritikus térereje viszonylag nagy (Ridley, 1977; Sze, 1981a). Ez nagy elektromos terek alkalmazását teszi szükségessé, ami a kristály és az egész kontaktus nagy hőterhelését vonja ma-

ga után. InP esetében ez a körülmény a viszonylag alacsony frekvenciák tartományában, azaz ~ 30 GHz alatt, folyamatos hullámú (CW) üzemmódban gyakorlatilag megoldhatatlanná teszi a hőelvezetést. Ezért fordult az érdeklődés olyan bináris, illetve terner anyagok irányába, ahol a kritikus térerő lényegesen alacsonyabb is lehet. Ezen szempontból elsősorban az antimon alapú III-V típusú vegyület-félvezetők jöhetnek számításba. A $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ terner vegyületben az x összetétel-paraméter széles tartományában lép fel a Gunn-jelenség (McGroddy, 1969; 1970; Hojo és Kuru, 1974; Belova, 1975). A legkisebb kritikus térerőt az $x = 0,4 - 0,6$ között mérték, nagyságrendben ~ 500 V/cm. $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ -ban is fellép Gunn-jelenség, amelynek felső határfrekvenciája 150 GHz-ről 60 GHz-re csökken, ha a foszfortartalom az anyagban 0%-tól 30%-ra változik (Beletskii és Prokhorov, 1975).

A többkomponensű III-V típusú félvezetők másik, ilyen szempontból figyelemreméltó csoportját az InGaAs, illetve az InGaAsP alapú anyagok alkotják. Ezeket az anyagokat kiterjedten alkalmazták optoelektronikai eszközökben. Az InP-hoz rácsillesztett $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -ben, mint ahogy azt a 2. fejezetben tárgyaltuk, a tiltott sáv szélessége viszonylag kicsi: 0,75 eV, ezért szobahőmérsékleten $12000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ nagyságú mozgékonyosság is elérhető vele. A Γ - és az L-völgyek távolsága 0,55 eV. Ezek a tulajdonságok azt eredményezik az anyagban, hogy adalékolástól függően a csúcssebesség viszonylag magas értékeket, mint $\sim 2,9 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, és a kritikus térerő $\sim 3 \text{ kV/cm}$ (Kowalsky és Schlachetzki, 1985a; vö. 2.12. táblázat). Ezekben az anyagokban a negatív differenciális mozgékonyosság egyedüli oka már nemcsak a nemekvivalens energiavölgyek közötti elektrontranszfer, hanem a központi völgy eltérése a parabola alaktól azt eredményezheti, hogy a nagyobb elektronenergia irányában nagyobb lesz az effektív tömeg. Az anyagban elérhető a 3,1 : 1 csúcs/völgy arány (Zhao és mtsai, 1982), ami Gunn-oszcillátorként történő alkalmazását is perspektivikussá teheti (Kowalsky és Schlachetzki, 1984).

Fawcett és mtsai (1969) arra mutattak rá, hogy az InAsP lehet egy olyan terner félvezető anyag, mely optimális tulajdonságokkal rendelkezik a Gunn-eszközök szempontjából.

Az optoelektronika másik kiterjedten alkalmazott anyagában, a

$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ -ban is fellép a Gunn-jelenség (Hayes és Raymond, 1977). A fentiek egy további lehetőséget nyithatnak meg a mikrohullámú és az optoelektronikai elemek egységesítésére.

A Gunn-eszközök területén azonban a jelenlegi kutatás és fejlesztés fő irányai, egyrészt az egyre magasabb frekvenciákon való működés megvalósítása, másrészt az eszköz hatásfokának, és ezzel együtt a hasznos teljesítményszint emelése. Mindkét szempontból ma, mint III-V típusú félvezető alapanyag, az InP áll előtérben.

A Gunn-eszközök felső működési határfrekvenciája az alkalmazott félvezető anyagra jellemző különféle karakterisztikus időállandóktól, így az elektrongáz τ_e felfűtési időállandójától, a τ_e energiarelatációs időtől, valamint a τ_{TL} nemekvivalens völgyek közötti relaxációs időtől függ (Wandering, 1981; vö. 2.4. fejezet).

Első közelítésben a maximális oszcillációs frekvenciára az alábbi összefüggés érvényes:

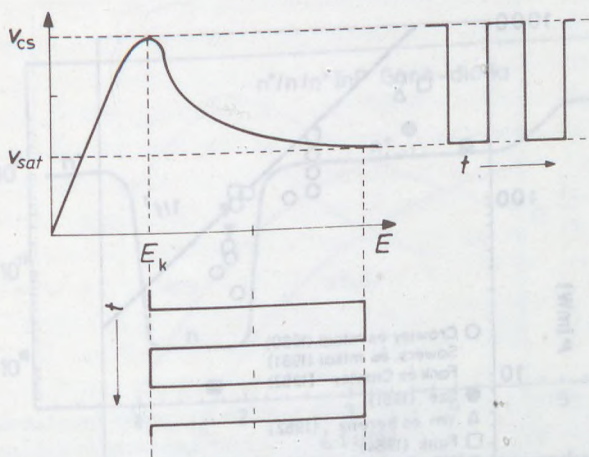
$$f_{\text{max}} = \frac{1}{2\pi\tau_e} \frac{N_{\Gamma}}{N_{\Gamma} + N_L}, \quad (3.28)$$

itt N_{Γ} és N_L az állapotsűrűség értékei a Γ - és L-típusú völgyekben.

GaAs és InP esetén a fenti időállandók elméletileg számított értékei az alkalmazott sávszerkezeti modelltől, és annak paramétereitől függően az alábbi határok közé esnek: $\tau_e \approx 0,5\text{--}1,5$ ps, $\tau_e \approx 1\text{--}6$ ps, $\tau_{\text{TL}} \approx 0,01\text{--}0,1$ ps, de τ_e és τ_e értékei GaAs-ben nagyjából kétszer akkora, mint InP-ban (Tager, 1981). Ezen adatok alapján a Gunn-jelenséget létrehozó negatív differenciális ellenállás felső határfrekvenciájára különböző szerzők az alábbi adatokat adják meg: GaAs-re $f_h \approx 90\text{--}140$ GHz, InP-ra $f_h \approx 100\text{--}300$ GHz (Tager, 1981; Fank és mtsai, 1979; Ridley, 1977; Friscourt és Rolland, 1983; Wu és Shaw, 1989).

A Gunn-dióda felső határfrekvenciájára Rolland és mtsai (1981) javasoltak az anyagi paramétereken alapuló egyszerű becslést, mely szerint az f_k kritikus frekvencia, ahol az eszköz hatásfoka a stacionárius („alacsony” frekvenciára vonatkozó) értékéhez képest annak 70%-ára (3 dB) csökken, az alábbiak szerint adható meg:

$$f_k \approx \frac{0,5eE_k v_{\text{cs}}}{\Delta E_{\text{TL}}}, \quad (3.29)$$

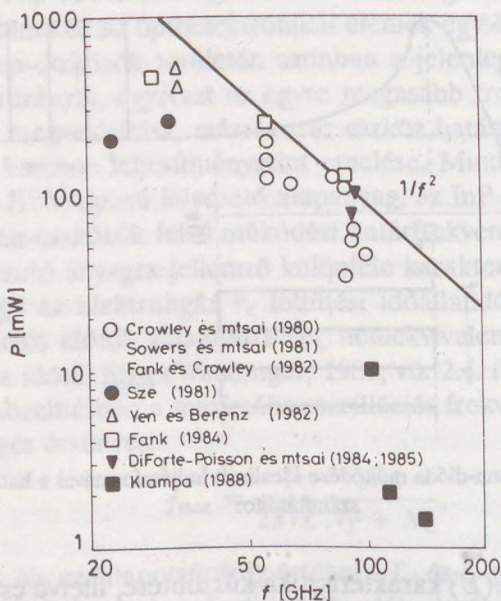


3.13. ábra. Gunn-dióda működése idealizált hullámformával a hatások számításához

ahol E_k és v_{cs} a $v(E)$ karakterisztika küszöbtere, illetve csúcssebessége, ΔE_{TL} pedig a völgyközi elektrontranszferben résztvevő két energiavölgy közötti távolság. GaAs-re és InP-ra a (3.29) összefüggésből a fentiekkel összhangban $f_k \approx 130$ GHz, illetve 230 GHz adódott. A (3.29) jobb oldalán lévő kifejezés, mivel csupán anyagi paramétereket tartalmaz, „jósági számként” is használható különböző félvezető anyagoknak a Gunn-eszközökben való felhasználhatósága vizsgálatánál. In_{0,53}Ga_{0,47}As-re pl. a fentiekből $f_k \approx 75$ GHz adódik.

Mivel a Gunn-eszközök teljesítmény-frekvencia korlátja az elektronikus (impedanciaszint) mechanizmus szerinti $P f^2 = \text{const.}$ jellemző [vö. 3. fejezet (3.1) összefüggés, illetve Sze, 1981a; Salmer, 1983], ezért a működési frekvencia növekedésével jelentősen csökken az eszköz teljesítménye. Ezért a frekvencia növelésével egyre inkább lényegessé válik a hatások kérdése, illetve a teljesítménytöbbszörösítés, mely pl. multimódusú üzemmóddal tűnik realizálhatónak (Tsay és mtsai, 1990).

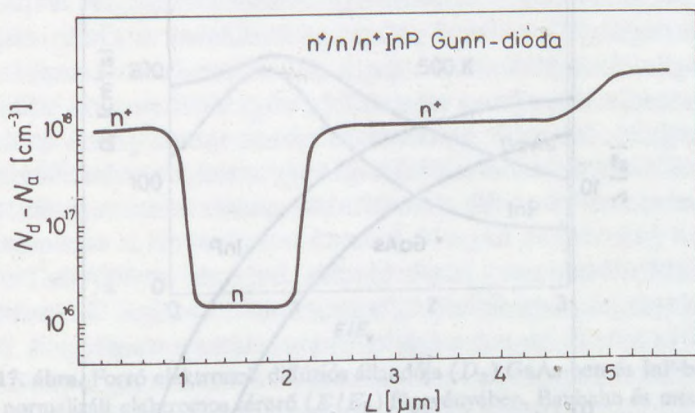
A Gunn-eszközök legegyszerűbb modellje szerint a hatásokra az alábbi összefüggés adódik (Hilsum, 1970; Sze, 1981a):



3.14. ábra. InP Gunn-diódák kimenő teljesítménye (P) a frekvencia (f) függvényében

$$\eta = \frac{8}{\pi^2} \frac{(\alpha - 1)(\beta - 1)}{(\alpha + 1)\beta}, \quad (3.30)$$

ahol $\alpha = v_{cs}/v_{sat}$ az elektronok csúcssebességének és telítési sebességének hányadosa, β pedig az RF csúcsfeszültséghez tartozó elektromos térerő és a küszöbtérerő hányadosa (vö. 3.13. ábra). A (3.30) képletből a $\beta = \infty$ határesetben GaAs-re ($\alpha = 2,2$) $\sim 30\%$, InP-ra ($\alpha = 3,5$) $\sim 45\%$ hatásfok adódik. A realisztikusabb $\beta \approx 3$ feltételezéssel a hatásfokok megfelelő értékei $\sim 20\%$, illetve $\sim 30\%$. Növekvő hőmérséklettel a csúcs/völgy arány általában csökken, így csökken az eszköz hatásfoka. Azonban ez a csökkenés jóval kisebb mértékű InP-ban, mint GaAs-ben (Klamka, 1988), mivel ebben a félvezetőben a völgyek közötti elektrontranszfer jóval kevésbé függ a hőmérséklettől, a nagyobb ΔE_{TL} energiatávolság miatt. Emiatt,

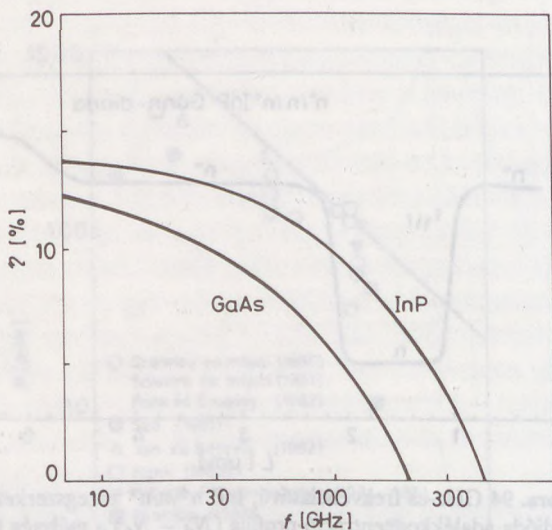


3.15. ábra. 94 GHz-es frekvenciasávú, InP $n^+/n/n^+$ rétegszerkezetű Gunn-dióda adalékkoncentráció-profilja ($N_d - N_a$) a mélység (L) függvényében, DiForte-Poisson és mtsai (1984) nyomán

mint ahogy ezt a részletes analízis is mutatja, az InP eszközök hatásfoka a GaAs eszközökénél kevésbé csökken a hőmérséklettel a maximális réteghőmérsékletig, 225 °C-ig (Fank és mtsai, 1979; Wandinger, 1981).

Mind a működési határfrekvencia, mind a hatásfok és így a teljesítményszint szempontjából tehát az InP mint alapanyag jóval előnyösebb, mint a GaAs. A 3.14. ábra az irodalomban fellelhető adatok alapján bemutatja az InP alapú Gunn-eszközök teljesítményét a milliméteres sávok tartományában, különböző frekvenciákon. Itt jegyezzük meg, hogy numerikus modellezések szerint InP-ban a futási idő által meghatározott maximális határfrekvencia 0,2 μm hosszúságú eszközben ~ 230 GHz, ekkor a maximális hatásfok $\sim 1\%$ (Wu és Shaw, 1989).

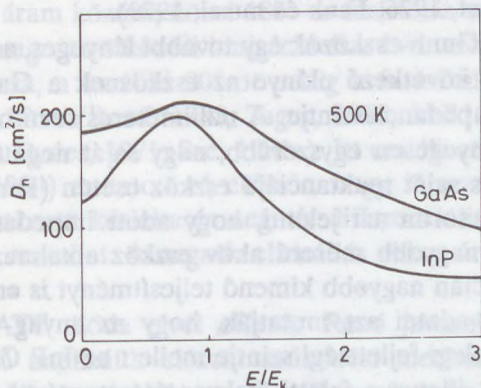
Egy 94 GHz-es frekvenciasávú működésre tervezett $n^+/n/n^+$ rétegszerkezetű InP Gunn-dióda adalékkoncentráció profilját a 3.15. ábra mutatja be (DiForte-Poisson és mtsai, 1984; DiForte-Poisson és Brylinski, 1989). Ez és a hozzá hasonló eszközök, 1 μm karakterisztikus méretű rétegszerkezetei a legelőnyösebben a fémorga-



3.16. ábra. GaAs és InP alapú Gunn-diódák elméletileg számított hatásfoka (η) a frekvencia (f) függvényében, Fank és mtsai (1979) nyomán

nikus gőzfázisú leválasztással (MOCVD) valósíthatók meg (lásd 5. fejezet).

A 3.14. ábrán bemutatott adatok egyébként demonstrálják, hogy kb. 100 GHz frekvenciáig a teljesítménykorlát $1/f^2$ jellegű, mely, mint már láttuk, jellemző a futási idő elvén működő eszközökre (vö. 3.2. pont). ~ 100 GHz frekvencia felett a frekvencia növekedésével a teljesítmény meredekebben esik, közelítőleg $1/f^3$, illetve $1/f^4$ törvény szerint. Ebben a frekvenciatartományban egyéb fizikai mechanizmusok hatásai korlátozzák az elérhető teljesítményt, ezek részletes tárgyalása megtalálható pl. Salmer (1983) munkájában. A gyakorlatilag realizálható konverziós hatásfokok (20 GHz-nél 9–10%, 35 GHz-nél 5–8% és 90 GHz-nél 2–4%) azonban jóval alacsonyabbak, mint az idealizált esetre az elméletből becsülhető értékek, de realisztikus számítógépes modellezések (Friscourt és Roland, 1983) a mért adatokhoz közel eső értékeket adtak. A 3.16. ábra a GaAs és InP alapú Gunn-eszközök elméleti modellezésből meghatározott hatásfokait hasonlítja össze a frekvencia függvényé-



3.17. ábra. Forró elektronok diffúziós állandója (D_n) GaAs-ben és InP-ban a normalizált elektromos térerő (E/E_k) függvényében, Bauhahn és mtsai (1973), valamint Fank és mtsai (1979) nyomán

ben (Fank és mtsai, 1979). Ezen az ábrán is látható, hogy a fentebb bemutatott egyszerű modellel összhangban, az InP-dal jóval magasabb konverziós hatásfokok érhetők el, mint GaAs-dal.

A Gunn-oszcillátorok egy további fontos jellemzője az eszköz zaja. A Gunn-eszközök lényeges zaja az FM zaj, melyet az elektronok sebességének termikus fluktuációja okoz (Sze, 1981a). Az ekvivalens zajhőmérséklet:

$$T_{eq} = \frac{qD_n}{k\mu^-}, \quad (3.31)$$

itt D_n a (forró) elektronoknak az elektromos térerőtől függő diffúziós tényezője, és μ^- a negatív differenciális mozgékonyosság abszolút értéke. A 3.17. ábra Bauhahn és mtsai (1973) nyomán (vö. Fank és mtsai, 1979) mutatja be a forróelektronok diffúziós tényezőjét a küszöbtérrel normalizált elektromos térerősség függvényében, GaAs-ben és InP-ban. Az InP jóval alacsonyabb diffúziós tényezője a küszöbtérerősség felett alacsonyabb zajmértékre vezet, azonos negatív ellenállások mellett. Így a D/μ^- hányados InP-ban kisebb, mint GaAs-ben, ezért az InP alapú eszközök zaja is kisebb (Sze, 1981a). Optimális eszközszerkezetekre elvégzett számítások azt mutatják, hogy az InP alapú eszközök zajmértéke 4–6 dB-lel

kisebb, mint a GaAs alapúaké, és az elérhető minimális zajmérték 4–5 dB (Constant, 1976; Fank és mtsai, 1979).

Az InP alapú Gunn-eszközök egy további lényeges, az alapanyag tulajdonságaiból következő előnye az eszköznek a GaAs alapúnál magasabb impedanciaszintje. A milliméteres sávú oszcillátorok konstrukciója lényegesen egyszerűbb, nagy saját negatív ellenállású, és egyben kis saját reaktanciájú eszköz esetén (Fank és mtsai, 1979). Ez végső soron azt jelenti, hogy adott impedanciaszint illesztése mellett nagyobb méretű aktív eszköz alkalmazható, mely az adott frekvencián nagyobb kimenő teljesítményt is eredményez.

A 3.14. ábra adatai azt mutatják, hogy az anyag- és eszköztechnológia jelenlegi fejlettségi szintje mellett az InP Gunn-diódák 100 GHz körüli, illetve e feletti frekvenciatartományban is képesek jól használható teljesítményszinteken működni. Azonban az InP alapú Gunn-eszközökben rejlő potenciálok teljes kihasználásához még további kutató-fejlesztő munkára van szükség, többek között az alapanyag technológiájában, az optimális eszközkonstrukció kialakításában és a nagy teljesítményszintek eléréséhez a hőelvezetés megjavításában, mint pl. (mesterséges) gyémánt hűtőtönk alkalmazásával. Az anyag- és eszköztechnológia fejlődésével várhatóan hamarosan megjelennek a gyakorlatban is jól használható, 100–200 GHz-es tartományban működő InP Gunn-eszközök és oszcillátorok.

3.6. IMPATT és rokon eszközök

A teljesség kedvéért röviden tárgyaljuk az IMPATT diódát is, mivel a szilárdtest eszközök közül ez az eszköz nyújtja a legnagyobb teljesítményszintet a milliméteres és a milliméter alatti hullámsávokban.

Az IMPATT vagy lavinadióda működése, mint ahogy az jól ismert, azon alapul, hogy a záróirányba előfeszített p-n átmenet vagy fém-félvezető átmenetet tértöltési tartományában, megfelelően nagy elektromos térerő esetén, ütközési ionizációval töltéshordozók generálódnak, melyek a gyűjtőelektróda felé sodródnak a telítési sebességnek megfelelő sebességgel. A negatív ellenállás létre-

jött az eszköz kapcsain jelenlévő váltakozó feszültség és az eszközön átfolyó áram közötti, közel 180° -os fázistolás eredménye, melyből 90° -ot maga az ütközési ionizáció és a lavinasokszorozás fizikai mechanizmusa, a további 90° -ot pedig a futási idő okozta késleltetés hozza létre (Read, 1958; Tager, 1966; Val'd-Perlov és mtsai, 1966; Sze és Ryder, 1971; Sze, 1981a). Itt emlékeztetünk arra, hogy Shockley (1954) mutatott rá először, hogy félvezető diódákban a futási idő okozta késleltetés negatív differenciális ellenállás megjelenéséhez vezethet. A negatív ellenállás akkor éri el maximumát, amikor $\omega\tau = \pi$.

Az IMPATT dióda elvét először Read javasolta 1958-ban, és ugyancsak ő analizálta először működési mechanizmusát (Read, 1958). Nagyjából egy időben pedig Tager és mtsai (1959) (vö. Tager, 1966) figyelték meg mikrohullámú oszcillációk keltését záróirányban előfeszített, p-n átmenetes diódákban. A nyílt tudományos irodalomban ilyen oszcillációkról először 1965-ben Johnston és mtsai (1965) számoltak be, az eredetileg javasolt Read-féle szerkezetet pedig Lee és mtsai (1965) realizálták először.

A konvencionális IMPATT dióda előállítási technológiája még mindig egyszerűbb, mint a FET-eké vagy a bipoláris tranzisztoroké. A milliméteres hullámok tartományában ez az eszköz viszonylag nagy kimenő teljesítményeket szolgáltat, jóval magasabbakat, mint amire a jelenlegi térvezérlésű eszközök képesek (Salmer, 1990). Azonban a működési mechanizmusa alapjául szolgáló lavinasokszorozódási folyamat fizikai természete miatt az IMPATT diódák jóval zajosabbak, mint pl. a Gunn-diódák. A zajviszonyokról jó áttekintést nyújt Gottwald (1985) könyve.

Az IMPATT diódák egyszerűsített fizikai modellje szerint (Read, 1958; Tager, 1966; Sze és Ryder, 1971; Salmer és mtsai, 1973; Gottwald, 1985) a legegyszerűbb szerkezetű, drift és lavinasokszorozódási tartományokból álló eszköz hatásfokára az alábbi összefüggés adódik:

$$\eta = \frac{1}{\pi} \frac{U_d}{U_d + U_a}, \quad (3.32)$$

ahol U_d és U_a az eszköz drift-, illetve lavinasokszorozódási tartományain eső feszültségek. Összetettebb szerkezetekben azonban a fen-

ti összefüggés által megadottnál nagyobb határfok is elérhető (Salmer és mtsai, 1973; Rosztoczy és mtsai, 1975).

Amennyiben a $v(E)$ karakterisztika konkrét lehetséges alakjait is figyelembe vesszük, akkor a sebesség maximumot mutató, a GaAs-ra, illetve InP-ra jellemző $v(E)$ karakterisztika szintén nagyobb hatásfokot tesz lehetővé, mint az egyszerű, telítésbe menő $v(E)$ karakterisztika (Culshaw és Giblin, 1974).

Az egy drifttartományt (SD) tartalmazó IMPATT dióda optimális futási idő frekvenciája, mint ismert, az alábbi összefüggésből számítható (Sze, 1981a; Harth, 1988):

$$f_{\text{opt}} \approx \frac{3v_{\text{sat}}}{8w}. \quad (3.33)$$

Például $f_{\text{opt}} = 100$ GHz és $v_{\text{sat}} = 10^7$ cm/s esetén a drifttartomány vastagsága $w = 0,37 \mu\text{m}$. Megjegyezzük, hogy GaAs-ben a telítési elektronsebesség az IMPATT dióda működésére jellemző magas télerőknél (> 100 kV/cm) erősen függ az adalékolási koncentrációtól és a hőmérséklettől. Az aktív réteg üzemi hőmérsékletén ($T = 500$ K) a telítési sebesség elég alacsony, $v_{\text{sat}} = 3 \cdot 10^6$ cm/s $N_d = 2 \cdot 10^7$ cm $^{-3}$ adalékolási szintnél (Harth, 1988). A molekulásugaras epitaxiás rétegnövesztési technika igen alkalmasnak tűnik a milliméteres és a milliméter alatti hullámsávú IMPATT diódák mikrométernél kisebb vastagságú rétegszerkezetei létrehozásához, éppen a kis növesztési sebességek miatt (Pöbl és mtsai, 1990).

Az IMPATT diódákra, a Gunn-diódákkal ellentétben nem lehet apriori, az anyag tömbi tulajdonságaira jellemző karakterisztikus időállandókat definiálni, melyek segítségével a különböző alapanyagú eszközök tulajdonságai összevethetők lennének. A Read-féle modell szerint az eszköz hatásfoka növelésének egyik útja a lavinassorozódási tartományon eső feszültség csökkentése [vö. (3.32)]. Ez a tartomány ideálisan nemlináris induktivitásként viselkedik, és így nem járul hozzá az RF teljesítmény keltéséhez. Ezen túlmenően a frekvencia növekedésével egyre inkább szerephez jut a lavinafolyamat saját τ_i időállandója is. Mindkét kérdést a lavinassorozódási tartomány vastagságának csökkentésével lehet megoldani. Ezt egyrészt modulációs adalékolási technikával lehet megvalósítani, mely Read-, illetve kettős Read-féle szerkezetekhez vezet

(Rolland és mtsai, 1990), vagy heteroátmenetes szerkezetek, mint pl. GaAs/Ge, GaAlAs/GaAs, GaInAs/InP kialakításával (Fedotov és mtsai, 1971; Tager, 1977; DeJager és mtsai, 1983). Heteroátmenetes IMPATT diódában a lavinasokszorozódási tartományhoz olyan félvezetőt választanak, ahol az ütközési ionizáció könnyen végbemegy, míg a drifttartományhoz olyan anyagot, melynek nagy a lavinaletörési térereje (Rolland és mtsai, 1990). A lavinasokszorozódási tartomány vastagsága csökkentésének fizikai korlátait Rolland és mtsai (1990) munkája tárgyalja részletesen.

A milliméteres hullámok tartományában a GaAs és InP alapú IMPATT diódák numerikus analízisével Lippens és mtsai (1982) megmutatták, hogy a 100 GHz-es frekvenciatartományban az InP alapú IMPATT dióda hatásfoka lényegesen nagyobb, mint a GaAs alapúé. Emiatt, valamint azon okból kifolyólag is, hogy az InP hővezetési tényezője és letörési térereje nagyobb, mint a GaAs-é, InP alapon várhatóan nagyobb teljesítményszintek lesznek elérhetők. GaAs IMPATT diódánál erőteljesebben jelentkezik az elektronikus teljesítmény-frekvenciakorlát (vö. 3.1. fejezet), a már tárgyalt, magas hőmérséleti kis telítési elektronsebesség miatt, míg az InP IMPATT diódáknál a korlátozó tényező termikus jellegű, a viszonylag kisebb lavinaionizációs tényezők miatt (Rolland és mtsai, 1990).

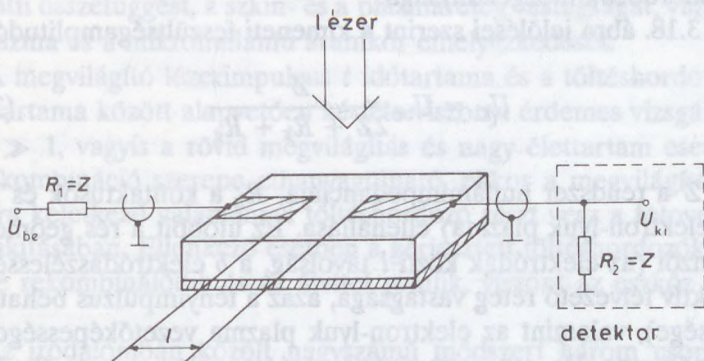
Még nagyobb (több száz GHz) frekvenciákon, ahol a „klasszikus” IMPATT dióda különböző fizikai okok miatt már működésképtelen, az alagúthatáson alapuló injekciós mechanizmust kihasználó és szintén futási időn alapuló TUNNETT diódák jelenthetnek alternatívát az IMPATT diódák helyett (Elta és Haddad, 1979; Sze, 1981a). A $p^+-n^+-n-n^+$ eszközszerkezet lényeges része a mikrométer alatti vastagságú erősen adalékolt töltéshordozó-generációs tartomány ($n^+ > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L < 100 \text{ nm}$), amelyben az elektromos térerő elég nagy ahhoz ($> 10^6 \text{ V/cm}$), hogy a töltéshordozók az alagúthatás révén injektálódjanak az eszköz drifttartományába. Az alagútjelenséggel kapcsolatos igen kis időállandó következtében a TUNNETT dióda határfrekvenciája az elméleti becslések szerint elérheti a 400 GHz-et is (Elta és Haddad, 1979). Egy ilyen, MBE technikával megvalósított, 50 – 110 GHz-es tartományú GaAs TUNNETT diódát ismertettek Pöbl és mtsai (1990), mellyel először si-

került folyamatos üzemben (CW) 10 mW nagyságrendű teljesítményt elérni 100 GHz-en, mely már elegendő az alkalmazásokhoz. A TUNNETT dióda egyébként, épp amiatt, hogy nem a lavinasok-szorozódási mechanizmust használja ki, jóval alacsonyabb zajtényezővel rendelkezik, mint az IMPATT dióda.

3.7. Rövid mikrohullámú impulzusok előállítása optikai módszerekkel

A pikoszekundumos félvezető kapcsolóeszközök az utóbbi évtizedben intenzív kutatások tárgyává váltak, mivel alkalmazásukkal ultragyors felfutású elektromos jelek kelthetők (Auston, 1975; Pfeiffer és mtsai, 1986). Lényegét tekintve a kapcsolóeszköz egy nagy ellenállású félvezető lapka felületén lévő, keskeny réssel megszakított mikroszalag tápvezeték. Egy nagy intenzitású, igen rövid lézerimpulzus világítja meg a rést, elektron-lyuk párokat keltve, mely elektromos összeköttetést létesít a két tápvezeték között (bekapcsolás). A kapcsoló kikapcsolása vagy egy második, rövid lézerimpulzussal történik, vagy az elektron-lyuk párok természetes rekombinációja vezet a nagy sötétellenállás visszaállásához. A kapcsolóeszköz elvi elrendezését a 3.18. ábra szemlélteti.

Az optikai impulzus hatására keletkező elektron-lyuk plazma megváltoztatja a besugárzott tartomány elektromos vezetőképességét. A fényfolt felületén keletkező plazmában az anyag belseje felé haladva, a fényelnyelés következtében, a töltéshordozók koncentrációja fokozatosan lecsökken, ezért a konkrét eszközt úgy kell kialakítani, hogy az elektródák között még elegendően nagy legyen a töltéshordozó-koncentráció. A kapcsolási folyamat időbeli lefolyása függ a félvezető szerkezet sajátosságaitól, a beeső fény jellemzőitől, továbbá a fény és a félvezető közötti kölcsönhatás körülményeitől, valamint a geometriai tényezőktől. A 3.18. ábrán látható félvezető anyag lehet homogén, de tartalmazhat p-n átmenetet, vagy fém-félvezető átmenetet is. A szerkezet típusától függően más és más lesz a kapcsolási mechanizmus. Legegyszerűbb esetben a homogén, más félvezető tartománnyal nem érintkező félvezetőt ért besugárzás hatására a fotovezetés változik meg. Extrém nagy megvi-



3.18. ábra. Fotovezetés-változáson alapuló mikrohullámú kapcsoló elrendezése

lágftási szintek esetén más hatások is szerepet játszhatnak, mint pl. a törésmutató megváltozása. A mikrohullámú alkalmazások szempontjából különösen fontos az az eset, amikor negatív differenciális mozgékonyssággal rendelkező félvezető anyagot alkalmaznak, mint pl. GaAs-et vagy InP-ot. Az optikai sugárzás ezekben a félvezető anyagokban a Gunn-domének képződést befolyásolja, vagy a doméneket meg is szüntetheti.

Ha az eszközt aktiváló optikai impulzust Dirac-delta-függvénynek tekintjük, és a gerjesztett töltéshordozók rekombinációja egy időállandóval írható le (τ), akkor a rés vezetése az időtől való függésére az alábbi összefüggés érvényes:

$$G(t) = G_i \exp(-t/\tau), \quad (3.34)$$

ahol G_i a rés vezetése, közvetlenül a megvilágítás utáni időpillanatban. Egyfotonos kölcsönhatás esetén (Margulis és Laval, 1989)

$$G_i = \frac{4n_r}{(n_r + 1)^2} \frac{eE\mu}{h\nu l^2} = (1 - R) \frac{eE\mu}{h\nu l^2}, \quad (3.35)$$

ahol n_r a félvezető törésmutatója, az első tényező a visszavert, illetve elnyelt fényintenzitás arányát írja le, R a reflexiós tényező, E a

fényimpulzus energiája, $h\nu$ a fotonok energiája, és μ a fotogenerált töltéshordozók mozgékonyága.

A 3.18. ábra jelölései szerint a kimeneti feszültségamplitúdó:

$$U_{ki} = U_{be} \frac{Z}{2Z + R_k + R_g}, \quad (3.36)$$

ahol Z a rendszer hullámimpedanciája, R_k a kontaktusok és R_g a rés (elektron-lyuk plazma) ellenállása. Ez utóbbit a rés geometriai jellemzői (az elektródák közti l távolság, a b elektródaszélesség és a d aktív félvezető réteg vastagsága, azaz a fényimpulzus behatolási mélysége), valamint az elektron-lyuk plazma vezetőképessége határozzák meg. Ha az egyszerűség kedvéért csak a gyenge (lineáris) gerjesztések tartományát tekintjük, azaz $R_g > 2Z + R_k$, akkor a (3.36) egyenletből adódik, hogy

$$U_{ki} = Ze\mu nbdE, \quad (3.37)$$

ahol $E = U_{be}/l$ az elektródák közötti térerősség.

Ha a megvilágított tartomány p-n vagy Schottky-átmenetet tartalmaz, akkor a gerjesztés megváltoztatja a fotofeszültséget, illetve a fotoáramot. Ha a p-n átmenetet erősen adalékolt félvezetőkből hozzuk létre, a megvilágítás hatására keletkező töltéshordozók befolyásolhatják a lavinaletörés folyamatát, vagy megváltoztathatják annak lecsengését. Az itt ismertetett mechanizmusok mindegyike alkalmas impulzusok generálására, azonban legnagyobb gyakorlati jelentősége a fotovezetés-változáson alapuló elrendezésnek van (Platte, 1986). A 3.18. ábrán bemutatott elrendezésben lévő kontaktusok ebben az esetben egy mikroszalagvonalat képeznek, amelyen a ki-bekapcsolandó jel halad. A keletkező plazma mélységi kiterjedése függ a megvilágító lézer fényének hullámhosszától. Ennél fogva, ha rövidebb hullámhosszúságú sugárzást alkalmazunk, akkor ez az erős elnyelés miatt vékony, felületközeli plazmazónát hoz létre 0,1–10 μm vastagságban. A nagyobb hullámhosszúságú sugárzás mélyebbre hatol be, miáltal 0,1–10 mm vastagságú térfogati vezetést lehet létrehozni.

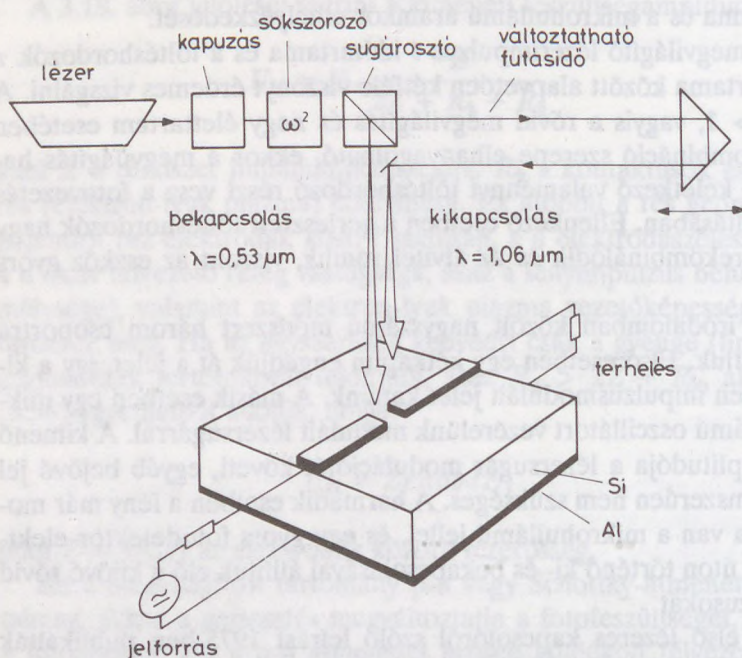
Az ilyen elv alapján működő kapcsoló tervezésekor figyelembe

kell venni a kapcsolandó mikrohullámú jel és a plazmazóna mérete közötti összefüggést, a szkin- és a plazmaréteg vastagságát, valamint a plazma és a mikrohullámú áramkör elhelyezkedését.

A megvilágító lézerimpulzus t időtartama és a töltéshordozók τ élettartama között alapvetően kétféle viszonyt érdemes vizsgálni. A $\tau/t \gg 1$, vagyis a rövid megvilágítás és nagy élettartam esetében a rekombináció szerepe elhanyagolható, ekkor a megvilágítás hatására keletkező valamennyi töltéshordozó részt vesz a fotovezetés kialakításában. Ellenkező esetben a gerjesztett töltéshordozók nagy része rekombinálódik és az átvitel romlik, viszont az eszköz gyors lesz.

Az irodalomban közölt nagyszámú módszert három csoportra oszthatjuk. Első esetben egy kétkapun engedjük át a jelet, így a kimeneten impulzusmodulált jelet kapunk. A másik esetben egy mikrohullámú oszcillátort vezérelünk modulált lézersugárral. A kimenő jel amplitúdója a lézersugár modulációját követi, egyéb bejövő jel értelemszerűen nem szükséges. A harmadik esetben a fény már modulálva van a mikrohullámú jellel, és egy gyors fotodetektor elektromos úton történő ki- és bekapcsolásával állítjuk elő a kijövő rövid impulzusokat.

Az első lézeres kapcsolóról szóló leírást 1975-ben publikálták (Auston, 1975), amelynek elrendezését mutatja a 3.19. ábra. A kapcsolót alacsony adalékolású ($\rho \approx 10^4$ ohmcm) szilíciumszeleten valósították meg, amelyen 50 ohmos mikroszalagvonalat alakítottak ki. Lézersugár nélküli esetben a szalagvonalon áram nem folyik, tekintve a szivárgási áramoktól. A bekapcsolásra használt zöld színű lézerimpulzus ($\lambda = 0,53 \mu\text{m}$, teljesítmény 1 mW, időtartam 10 ps) hatására a felület közelében vezető tartomány alakul ki, ezen keresztül áram folyik. A bekapcsolási folyamat időtartama a lézerimpulzus időtartamának nagyságrendjébe esik. Ehhez képest a szilíciumban keltett töltéshordozók élettartama több nagyságrenddel nagyobb ($\sim 100 \mu\text{s}$), így a félvezető lapka a lézerimpulzus kikapcsolása után még sokáig vezető állapotban marad, és ennél fogva a terhelő-ellenálláson egy közel állandó amplitúdójú, gyors felfutású mikrohullámú impulzus jelenik meg. Az impulzus kikapcsolására egy másik lézerimpulzust alkalmaznak. Ennek hullámhossza az infravörös tartományba esik ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$, teljesítmény 1 mW,



3.19. ábra. Kétféle hullámhosszú lézersugarat alkalmazó optikai kapcsoló, Auston (1975) nyomán

időtartam 10 ps). A nagyobb hullámhossz miatt a behatolási mélység nagyobb, olyannyira, hogy az általa keltett plazma a félvezető egész térfogatát kitölti, így az rövidzárat hoz létre a mikroszalagvonal felső és alsó (Al) vezetőke között. Ez igen gyors kikapcsolást tesz lehetővé, mivel az infravörös kikapcsoló impulzus futási idejének szabályozásával a mikrohullámú impulzus szélessége szabályozható. A rövidzár alkalmazásával történő kikapcsolás megvalósítható egyetlen lézersugár alkalmazásával is (Platte, 1976). Ekkor a lézersugarat kettéosztják, és a kikapcsoló impulzust egy másik területen kialakított rövidzárba vezetik.

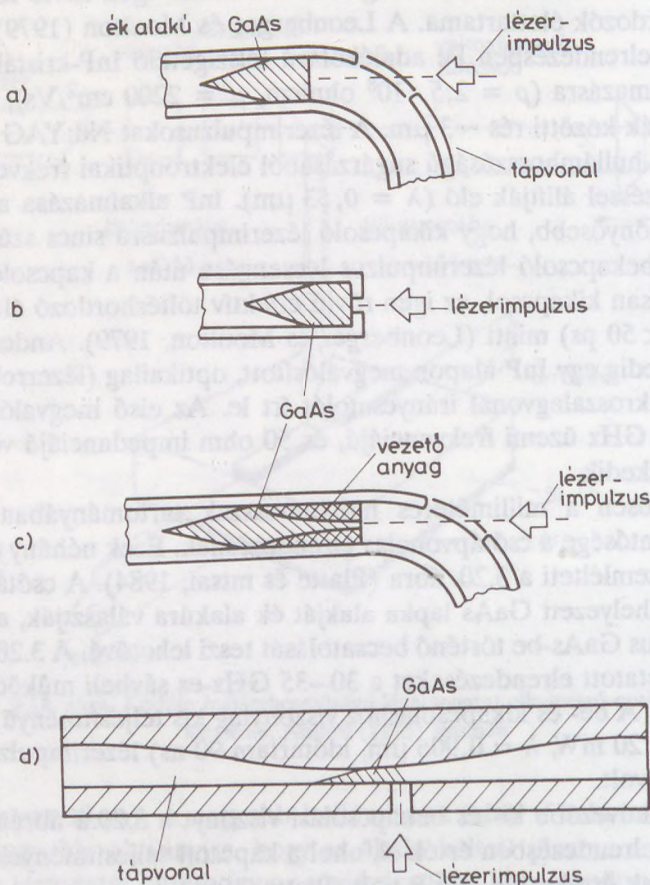
Hasonló megoldásokat írnak le GaAs alapú eszközzel Lawton és Scavannec (1975), Brückner (1988), Riesz és mtsai (1992), illetve

InP alapú eszközzel Leonberger és Moulton (1979), Hori és mtsai (1985). Cr-mal adalékolt félszigetelő GaAs-ben igen rövid lehet a töltéshordozók élettartama. A Leonberger és Moulton (1979) által javasolt elrendezésben Fe adalékolású félszigetelő InP-kristály kerül alkalmazásra ($\rho = 2,5 \cdot 10^8$ ohmcm, $\mu = 2200$ cm²/Vs), és az elektródák közötti rés ~ 3 μ m. A lézerimpulzusokat Nd:YAG lézer 1,06 μ m hullámhosszúságú sugárzásából elektrooptikai frekvenciakétszerezéssel állítják elő ($\lambda = 0,53$ μ m). InP alkalmazása annyiban is előnyösebb, hogy kikapcsoló lézerimpulzusra sincs szükség, mivel a bekapcsoló lézerimpulzus lecsengése után a kapcsoló automatikusan kikapcsol, az igen rövid effektív töltéshordozó élettartamok (< 50 ps) miatt (Leonberger és Moulton, 1979). Andersson (1989) pedig egy InP alapon megvalósított, optikailag (lézerrel) vezérelt mikroszalagvonal iránycsatolót írt le. Az első megvalósított eszköz 2 GHz üzemi frekvenciájú, és 50 ohm impedanciájú vonalhoz illeszkedik.

Különösen a milliméteres hullámhosszak tartományában van nagy jelentősége a csótápvonalas elrendezésnek. Ezek néhány alaptípusát szemlélteti a 3.20. ábra (Platte és mtsai, 1984). A csótápvonalban elhelyezett GaAs lapka alakját ék alakúra választják, ami a H₁₀-módus GaAs-be történő becsatolását teszi lehetővé. A 3.20. ábrán bemutatott elrendezéseket a 30–35 GHz-es sávbeli működésre tervezték. A be- és kikapcsoláshoz viszonylag kis teljesítményű (teljesítmény 20 mW, $\lambda = 0,906$ μ m, időtartam 90 ns) lézerimpulzus is elegendő volt.

A legkedvezőbb ki- és bekapcsolási viszonyt a 3.20.d ábrán bemutatott elrendezésben érték el, ahol a kapcsolt teljesítmények hányadosának értéke 11–13 dB volt (Platte, 1986).

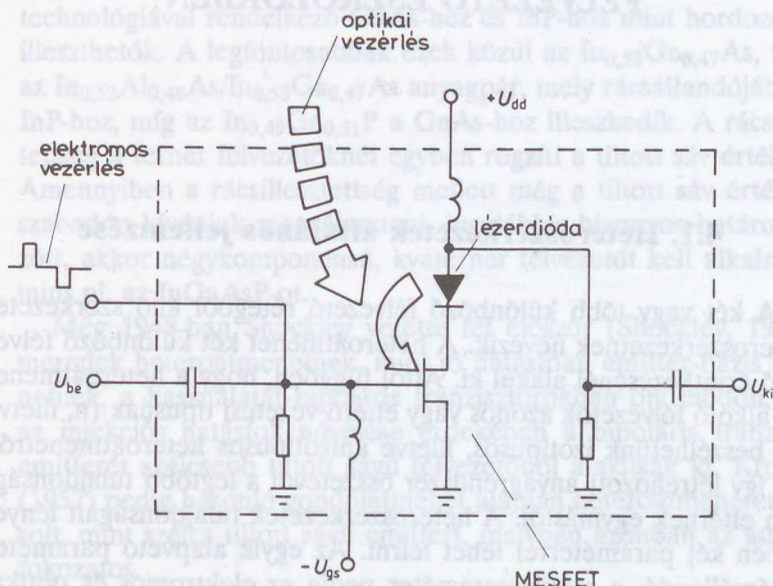
A monolitikus integrálhatóság szempontjából is nagy jövő előtt áll a MESFET és a lézer összekapcsolása, illetve integrálása. Ezen két eszköz sorba kapcsolt változata a transzlézer, amit a 3.21. ábra szemléltet (Lau és Yariv, 1984). Ez az eszköz egy MESFET-típusú mikrohullámú tranzisztorból és egy vele monolitikusan integrált lézerdiódából áll. A lézerdióda és a MESFET optikai csatolását úgy alakítják ki, hogy a lézer fénye közvetlenül a tranzistor csatornájába jut. Az így létrejött eszköz bistabil kapcsolóként működik. Ve-



3.20. ábra. Hullámvezetős kapcsolási elrendezések, Platte és mtsai (1984) nyomán: a) átmenő elrendezés, b) reflexió elrendezés, c) kettős ék alakú megoldás, d) csökkentett tápvonalmagasságú elrendezés

zérlesztését mind a tranzisztor vezérlőelektródájával, mind a csatornába juttatott optikai jel segítségével meg lehet valósítani.

Az Auston-féle kapcsoló és a transzlézer is bizonyos értelemben bekapcsolt állapotban öntartó, amit az előbbi esetben a nagy



3.21.ábra. A transzlézer elrendezési rajza

töltéshordozó-élettartam, az utóbbi esetben pedig az optikai visszacsatolás tesz lehetővé.

Az optikai és mikrohullámú jelek átalakításában az ilyen típusú eszközöknek nagy jövőjük van, elsősorban a monolitikus integrálás ad további új lökést a fejlődésnek.

4. HETEROSZERKEZETEK MIKROHULLÁMÚ FÉLVEZETŐ ESZKÖZÖKBEN

4.1. Heteroszerkezetek általános jellemzése

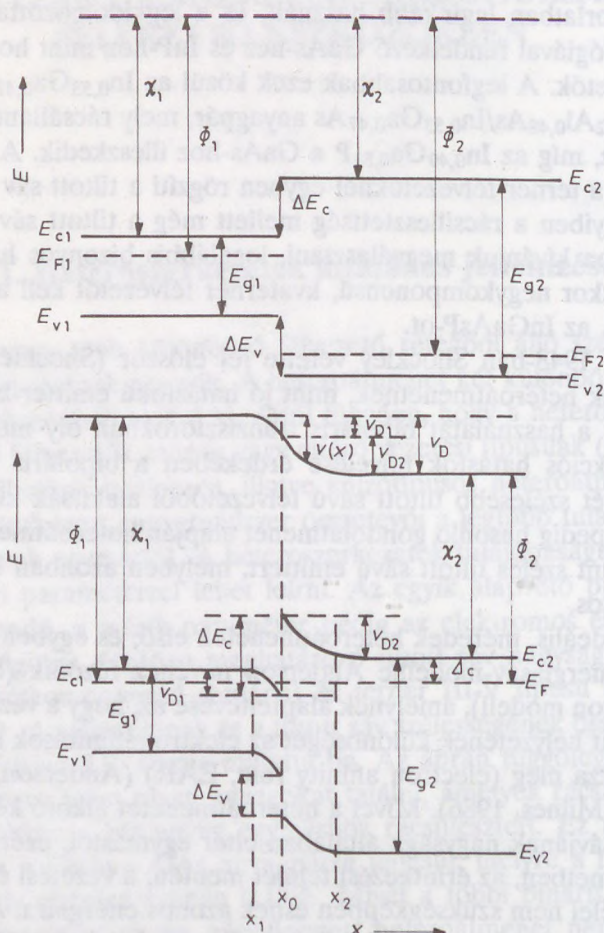
A két vagy több különböző félvezető rétegből álló szerkezetet heteroszerkezetnek nevezik. A heteroátmenet két különböző félvezető érintkezésénél alakul ki. Attól függően, hogy a heteroátmenetet alkotó félvezetők azonos vagy eltérő vezetési típusúak (n, illetve p), beszélhetünk izotípusos, illetve anizotípusos heteroátmenetről. Az így létrehozott anyagrendszer összetevői a legtöbb tulajdonságban eltérnek egymástól. A heteroszerkezetek tulajdonságait lényegében két paraméterrel lehet leírni. Az egyik alapvető paraméter a rácsállandó, a másik paraméter pedig az elektromos és optikai tulajdonságokat döntően meghatározó tiltott sáv nagysága. A különféle, kétkomponensű (bináris) és terner III-V típusú vegyület-félvezetők rácsállandójának és a tiltott sáv szélességének összefüggését a 2. fejezet 2.9. ábrája mutatta be. Az ábrán függőleges irányban mozogva lehet olyan anyagokat találni, amelyek rácsállandója azonos, ekkor a két anyag egymáshoz rácsillesztett. Ez a feltétel legjobban a GaAs–AlAs anyagpárra teljesül, melyre a rácsállandók relatív eltérése csupán 0,13%. Mivel a többi bináris III-V típusú félvezetővel az ún. rácsillesztett heteroátmenet nem hozható létre — mint ez az ábrából látszik —, ezért rácsillesztett heteroszerkezetek kialakításához legalább az egyik alkotónak terner III-V típusú félvezetőnek kell lennie, ugyanis az összetétel megfelelő megválasztásával lehet a rácsállandót a megkívánt értékre beállítani (vö. 2. fejezet). Megjegyezzük, hogy éppen az AlAs és GaAs rácsállandójának közel azonos volta következtében a $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ úgy tekinthető, hogy az x összetétel-paraméter teljes tartományában rácsillesztett a GaAs-hez, éppen ez a körülmény adja ezen rendszer technológiai jelentőségét. A többi anyag közül azok áll-

nak a figyelem előterében, melyek meghatározott összetétel mellett a gyakorlatban leginkább használt, és a legkidolgozottabb anyagtechnológiával rendelkező GaAs-hez és InP-hoz mint hordozókhoz illeszthetők. A legfontosabbak ezek közül az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, illetve az $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ anyagpár, mely rácsállandójában az InP-hoz, míg az $\text{In}_{0,49}\text{Ga}_{0,51}\text{P}$ a GaAs-hoz illeszkedik. A rácsillesztettség a terner félvezetőknel egyben rögzíti a tiltott sáv értékét is. Amennyiben a rácsillesztettség mellett még a tiltott sáv értékét is szabadon kívánjuk megválasztani, legalábbis bizonyos határok között, akkor négykomponensű, kvaterner félvezetőt kell alkalmazni, mint pl. az InGaAsP -ot.

Még 1948-ban Shockley vetette fel először (Shockley, 1951) a meredek heteroátmenetnek, mint jó hatásfokú emitter-bázis átmenetnek, a használatát bipoláris tranzisztorokban oly módon, hogy az injekciós hatásfok növelése érdekében a bipoláris tranzisztor emitterét szélesebb tiltott sávú félvezetőből alakítsák ki. Kroemer (1957) pedig hasonló gondolatmenet alapján heteroátmenetet javasolt, mint széles tiltott sávú emittert, melyben azonban az átmenet fokozatos.

Az ideális, meredek heteroátmenetek első, és egyben legegyszerűbb energiasáv-modellje Anderson nevéhez fűződik (Shockley – Anderson modell), amelynek alapfeltevése az, hogy a vezetési sávok abszolút helyzetének különbségét az elektronaffinitások különbsége határozza meg (electron affinity rule, EAR) (Anderson, 1962; Sze 1981a; Milnes, 1986). Mivel a heteroátmenetet alkotó két félvezető tiltott sávjának nagysága általában eltér egymástól, ezért egy heteroátmenetben, az érintkezési felület mentén, a vezetési és valenciasávok élei nem szükségképpen esnek azonos energiára. Az érintkezési felület mentén a sávélek helyzetében keletkező diszkontinuitások alapvető fontosságúak a heteroátmenetekre alapozott eszközök fizikája szempontjából. Egy n- és p-típusú félvezető érintkezésekor a viszonyokat a Ge/GaAs heteroátmenet példáján a 4.1. ábra mutatja be. Az ábráról leolvasható, hogy a heteroátmenetben a két félvezető vezetési sávja éleinek különbsége (ΔE_c), az elektronaffinitások különbségével egyenlő. Ugyanis a 4.1. ábra szerint

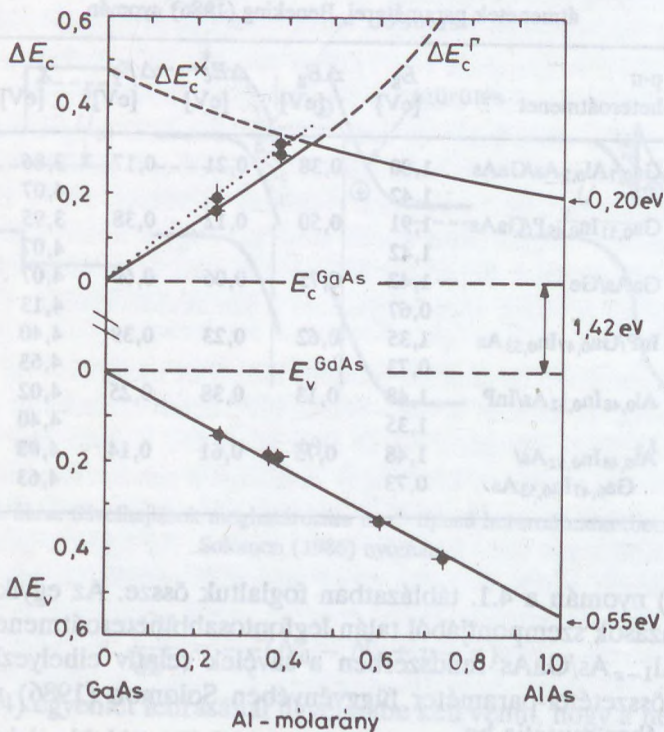
$$\Delta E_v + \Delta E_c = \Delta E_g \quad (4.1)$$



4.1. ábra. A Ge/GaAs heteroszerkezet vázlatos energiadiagrammja, Anderson (1962) és Sze (1981) nyomán

A ΔE_g nagysága a két félvezető tiltott sávjainak különbségével egyenlő. A fentiek szerint, ha a Ge paramétereit 1, a GaAs-ét 2 indexszel jelöljük, akkor

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2, \quad (4.2)$$



4.2. ábra. Sávszerkezet illeszkedése a GaAs/Ga_xAl_{1-x}As rendszerben az alumíniumarány függvényében, Solomon (1986) nyomán

és ebből következően

$$\Delta E_v = \Delta E_g - (\chi_1 - \chi_2). \quad (4.3)$$

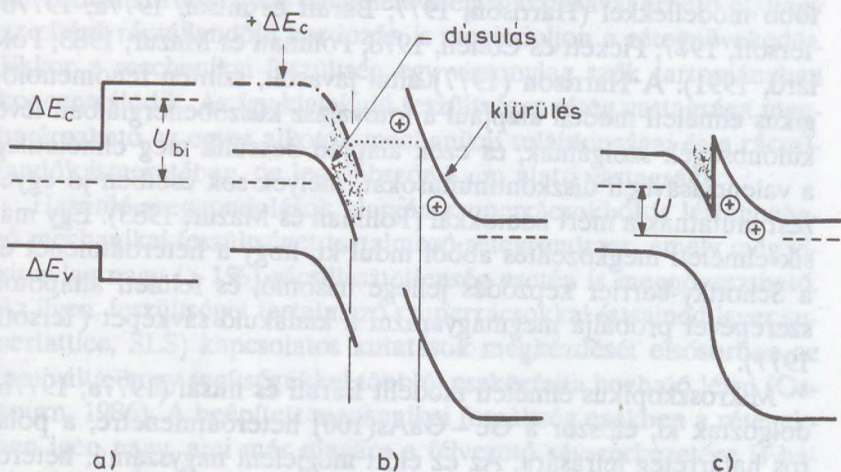
A fenti összefüggésekből, a kísérletileg mért elektronnaffinitások felhasználásával pl. szobahőmérsékleten a Ge/GaAs rendszerre, ahol $\Delta E_g = 0,77$ eV, $\Delta E_c = 0,06$ eV és $\Delta E_v = 0,71$ eV adódik. Ugyanakkor a kísérletileg közvetlenül meghatározott érték $\Delta E_v = 0,44 \pm 0,06$ eV (Milnes, 1986). Néhány, a bipoláris, illetve a tervezérlésű tranzisztorok szempontjából fontos heteroátmenet kísérletileg meghatározott sávparamétereit Beneking

4.1. táblázat. Bipoláris tranzistorok szempontjából fontos heteroátmenetek paraméterei, Beneking (1986) nyomán

p-n heteroátmenet	E_g [eV]	ΔE_g [eV]	ΔE_c [eV]	ΔE_v [eV]	χ [eV]
Ga _{0,7} Al _{0,3} As/GaAs	1,80	0,38	0,21	0,17	3,86
	1,42				4,07
Ga _{0,51} In _{0,49} P/GaAs	1,91	0,50	0,12	0,38	3,95
	1,42				4,07
GaAs/Ge	1,42	0,75	0,06	0,69	4,07
	0,67				4,13
InP/Ga _{0,47} In _{0,53} As	1,35	0,62	0,23	0,39	4,40
	0,73				4,63
Al _{0,48} In _{0,52} As/InP	1,48	0,13	0,38	0,25	4,02
	1,35				4,40
Al _{0,48} In _{0,52} As/ Ga _{0,47} In _{0,53} As	1,48	0,75	0,61	0,14	4,02
	0,73				4,63

(1986) nyomán a 4.1. táblázatban foglaltuk össze. Az egyik, az alkalmazások szempontjából talán legfontosabb heteroátmenetben, a Ga_xAl_{1-x}As/GaAs rendszerben a sávélek relatív elhelyezkedését az x összetétel-paraméter függvényében Solomon (1986) nyomán a 4.2. ábra mutatja be.

A heteroátmenet határfelületénél, termikus egyensúlyban, a Fermi-szintek helyzete a heteroátmenet két oldalán azonos kell hogy legyen. Ekkor a p-n átmenetek elméletéből ismert módon diffúziós feszültség alakul ki a heteroátmenetet alkotó két félvezető között, amelyet a heteroátmenet két oldalán, jól ismert módon, a tértöltési tartományok tartanak fenn. Az így kialakult potenciálviszonyokat n-n⁺ típusú heteroátmenet példáján a 4.3. ábra szemlélteti, ahol már az átmenetre kapcsolt külső feszültség hatását is figyelembe vettük. A tértöltésrétegek (az egyik oldalon kiürülési, a másik oldalon feldúsulási réteg) jelenléte miatt a sávok megfelelőképpen elhajlanak. A sávelhajlás mértékét a Poisson-egyenletből lehet meghatározni:



4.3. ábra. Sávelhajlások meghatározása $n-n^+$ típusú heteroátmenetben, Solomon (1986) nyomán

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon}(N_d - N_a + p - n). \quad (4.4)$$

A (4.4) egyenlet felírásánál figyelembe kell venni, hogy a heteroátmenet két oldalán a dielektromos állandók is különbözőek. Azonban a III-V típusú félvezetők legtöbbjének dielektromos állandója nem tér túlságosan el egymástól, $\epsilon_r = 11-14$ (lásd 2.1. táblázat), így közelítőleg azonosnak vehetők. Így jön létre a 4.3.c ábrán bemutatott sávszerkezeti kép.

Az elektronaffinitásokon alapuló Shockley–Anderson-féle modell sokszor csak igen durva közelítést adja a kísérletileg meghatározott értékeknek, $\pm 0,15$ eV-os vagy ennél is nagyobb eltérések fordulhatnak elő (Bauer és mtsai, 1983; Milnes, 1986; Kroemer, 1986). Ha azonban ΔE_c és ΔE_v értékeit mint empirikus paramétereket a kísérleti adatokból vesszük, akkor a Shockley–Anderson-féle modell jól alkalmazható a heteroátmenetekben végbemenő fizikai és elektromos folyamatok leírására.

A továbbiakban még röviden foglalkozunk a heteroátmenetek

mentén kialakuló energiasávkép elméleti meghatározására szolgáló főbb modellekkel (Harrison, 1977; Baraff és mtsai, 1977a; 1977b; Tersoff, 1977; Pickett és Cohen, 1978; Pollman és Mazur, 1983; Pollard, 1991). A Harrison (1977) által javasolt, szintén fenomenologikus elméleti modell alapjául a fotovázlasz küszöbenergiáiban lévő különbségek szolgálnak, és ezek alapján becsülik meg elméletileg a valenciásávbeli diszkontinuitásokat, melyek sok esetben jó egyezést mutatnak a mért adatokkal (Pollman és Mazur, 1983). Egy másik elméleti megközelítés abból indul ki, hogy a heteroátmenet és a Schottky-barrier képződés jellege hasonló, és felületi állapotok szerepével próbálja megmagyarázni a kialakuló sávképet (Tersoff, 1977).

Mikroszkopikus elméleti modellt Baraff és mtsai (1977a; 1977b) dolgoztak ki, először a Ge–GaAs(100) heteroátmenetre, a poláros határréteg leírására. Az ez előtt megjelent nagyszámú, heteroátmenetre vonatkozó közlemény általában a rendszer fenomenologikus leírására szorítkozott. A határréteg formális definiálását két kulcsfontosságú tulajdonságra kell megadni. Az egyik a geometriai elrendezés, amely megadja, hogy az eltérő rácsállandóval rendelkező anyagok hogyan illeszkednek. A másik a sávszerkezet, amely az elektromos tulajdonságokat írja le. Összetettebb megközelítést jelent a pszeudopotenciál-számításokon alapuló modell (Pickett és Cohen, 1978).

A különböző elméleti próbálkozások ellenére a heteroátmenetnél keletkező sávélbéli diszkontinuitások általános, első elvekből kiinduló elmélete még nincs kidolgozva. A gyakorlati alkalmazások céljaira azonban, mint ahogy azt már említettük, általában elegendő a Shockley–Anderson-féle modellt használni, azzal a finomítással, hogy a kritikus paramétereket a kísérleti adatokból veszik (Jaros, 1989).

A fentiekben azt az esetet tárgyaltuk, amikor is a heterorendszerben az egyes félvezető rétegek között fennáll a rácsállandó azonosságán alapuló rácsillesztettség. Létrehozhatók azonban eltérő rácsállandójú félvezetőkből is heteroszerkezetek. Ekkor természetesen a rácsállandóbeli különbség miatt mechanikai feszültségek, illetve az ezeket feloldó hibaszerkezet alakul ki a heteroátmenet mentén. Így egy mechanikailag feszített rétegszerkezet jön létre

(lásd pl. Osbourn, 1986; Unlu és Morkoc, 1988). Az epitaxiás réteg-növesztési körülmények megfelelő megválasztásával érhető el, hogy az eltérő rácsállandójú hordozón is meginduljon a rétegnövekedés. Ekkor a mechanikai feszültség egy viszonylag szűk tartományban koncentrálódik. Az így kialakuló feszültséges réteg vastagsága meghatározható az egyes alkotók mechanikai tulajdonságai és a rácsállandók ismeretében, de legtöbbször $1\ \mu\text{m}$ alatti vastagságú.

Hasonló megfontolások alapján szuperrácsokból is létrehozható mechanikai feszültséget tartalmazó rétegrendszer, amely még viszonylag nagy ($> 1\%$) rácsillesztetlenség esetén is megműveszthető. Az ilyen, feszültséget tartalmazó szuperrácsokkal (strained layer superlattice, SLS) kapcsolatos kutatások megkezdését elsősorban az motiválta, hogy segítségükkel több új eszközfajta hozható létre (Osbourn, 1986). A beépített mechanikai feszültség ezekben a rétegekben igen nagy, ami már magára a félvezető sávszerkezetére is hatással van. Így pl. az anyagban lévő töltéshordozók (elektronok és lyukak) tömegének a „méretre szabásában” igen előnyös eszközfizikai ígéretnek rejlenek. Például így érhető el, hogy p-csatornás tervezérlésű tranzisztor típusú eszközöket lehessen készíteni, ami a Si CMOS-technikához hasonló gyors, kis fogyasztású logikai áramkörök kifejlesztését tenné lehetővé ilyen típusú anyagokból. Ugyanis, mint ahogy azt a 2. fejezetben láttuk, a lyukak mozgékonyasága a III-V típusú félvezetőkben aránylag alacsony, az elektronok mozgékonyaságának mindössze egy tizede, illetve még annál is kisebb. De például feszített rétegszerkezetben, mint pl. a GaAs hordozóra növesztett AlGaAs/InGaAs szerkezetben, a mechanikai feszültségek hatására a könnyű és nehéz lyukak sávjai, melyek feszültségmentes állapotban energetikailag egybeesnek, egymáshoz képest eltolódnak oly módon, hogy a könnyű lyuk sáv lesz a meghatározó a töltéshordozó-transzportban. Így, ha a mechanikai feszültségek nem okoznak önmagukban többletszóródást, a kisebb effektív tömeg miatt a lyukmozgékonyaság nagyobb lesz, esetünkben pl. $\sim 400\ \text{cm}^2/\text{Vs}$ helyett $\sim 860\ \text{cm}^2/\text{Vs}$ (Daniels, 1988; Ruden, 1988; vö. Liechti, 1988). A tiltott sávnak a nagy mechanikai feszültség hatására létrejövő megváltozása $10\text{--}100\ \text{meV}$ -os nagyságrendbe esik, ami kis tiltott sávú félvezetőnél a tiltott sáv jelentős hányada. Ezek a lehetőségek igen perspektivikusak az infravörös technika szempont-

jából is, így pl. InAsSb érzékelők is készíthetők (Osbourn, 1986). A biaxiális nyomás hatására bekövetkező változás szintén növelheti vagy csökkentheti a sáv szélességet, a sáv szimmetriatulajdonságaitól függően.

A nem rácsillesztett rétegszerkezetek nemcsak önmagukban, a III-V típusú vegyület-félvezetők szempontjából fontosak. Létrehozható $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ötvözet Si felületére növesztve, de ami még fontosabb, III-V típusú félvezető rétegek, mint pl. GaAs vagy InP is növeszthetők Si hordozóra. Ezen utóbbi heterorendszert, gyakorlati fontossága miatt, külön tárgyaljuk a technológiai kérdésekkel foglalkozó 5. fejezetben.

A feszített heteroszerkezetek gyakorlati jelentősége főleg abban rejlik, hogy az ily módon kialakítható, nagyságrendileg pár száz nanométer vastagságú rétegek már elég vastagok ahhoz, hogy akár térvezérlésű, akár bipoláris tranzisztorok aktív rétegeinek kialakítására szolgálhassanak. Így, a rácsillesztés korlátozó feltétele megszűnván, több szabadságfok áll rendelkezésre az egyes rétegek tulajdonságainak az eszközök szempontjából való optimalizálására. A már említett és később részletesebben tárgyalandó GaAs/Si heteroszerkezeten kívül, mely esetleg egy új irányt nyithat a mikroelektronikában, igen fontosak a III-V típusú félvezetőkből kialakított feszített heteroszerkezetek, az ún. pszeudomorf rétegszerkezetek (Uglu és Morkoc, 1988), melyek eszközökben való alkalmazásairól szintén később lesz szó.

A heteroátmenetek síkjával párhuzamosan folyó transzportjelenségeket, speciális voltuk miatt külön pontban tárgyaljuk. Itt most röviden kitérünk a heteroátmenetek síkjára merőleges irányú töltéshordozó transzportra.

A heteroátmenet síkjára merőleges irányú áramvezetési folyamatoknak igen nagy a szerepük az eszközök, elsősorban a bipoláris tranzisztor vagy a forróelektron-tranzisztor (HET), továbbá a ballisztikus eszközök működése szempontjából. A heteroátmenetre merőleges irányú töltéshordozó transzport fontos szerepet játszik a heteroátmeneten keresztül történő ballisztikus töltéshordozó injektálásban (vö. 3. fejezet), amikor is az elektronok, a heteroátmenet síkján áthaladva, a vezetési sávok élei diszkontinuitásának megfelelő többletenergiára tesznek szert.

Az áramvezetési mechanizmus két leggyakoribb formája a termionikus emisszió és az alagúthatás. A termionikus emissziós áramot jól leírja a fém-félvezető átmenetek elméletéből ismert összefüggés (lásd pl. Sze, 1981a), mely szerint

$$J = A^* T^2 \exp \left(-\frac{e\Phi - E_F}{kT} \right), \quad (4.5)$$

ahol Φ a potenciálgát magassága és A^* az effektív Richardson-állandó.

A heteroátmenetre kapcsolt feszültség hatására az átmenetnél kialakuló trapéz alakú barrieren keresztül, az alagúthatás révén folyó áram a Fowler–Nordheim-képlettel írható le (Simonyi, 1973; Sze, 1981a; Solomon 1986):

$$J = A^* T^2 \exp \left[\frac{4}{3} \frac{(2m^* e)^{1/2} \Phi^{3/2}}{\hbar F} \right], \quad (4.6)$$

ahol F az alkalmazott elektromos térerő.

A fenti két összefüggés igen jól leírja az áramvezetést. Az elméleti és kísérleti adatok a heteroátmenetek esetében egyébként jobb egybeesést mutatnak, mint a Schottky-barriernél.

4.2. Kétdimenziós elektrongáz tulajdonságai heteroátmenetekben

A heteroátmenet síkja mentén, a kisebb tiltott sávú félvezetőben, például a GaAlAs/GaAs heteroszerkezetben a GaAs-ben, az elektronok egy keskeny, néhányszor 10 nm széles potenciálgödörbe záródnak be. Ha a töltéshordozók kvantummechanikai de Broglie-hullámhossza összemérhető a behatároló tartomány méretével (rétegvastagág vagy a potenciálgödör szélessége), akkor az ún. méretkvantálás következtében új kvantummechanikai effektusok lépnek fel (Iafrate, 1985; Mojzes és Pődör, 1990; Pődör és Mojzes, 1991). Az ilyen szerkezetekben az elektronok és a lyukak mozgása a heteroátmenettel párhuzamos síkban szabad, olyan mint a tömbi anyagokban, de az átmenetre merőleges irányban kvantált. Az ilyen tulajdonságokkal bíró elektrongázt kétdimenziós elektrongáz-

nak (2DEG) nevezzük. A heteroátmenet mentén kialakuló potenciálgödörben, melyet kvantumgödörnek is neveznek, elhelyezkedő kétdimenziós elektrongáz unikális tulajdonságai több új fizikai jelenség létrejöttéhez vezettek, melyeket a tömbi kristályokban nem lehetett megfigyelni (Stormer, 1984). Közülük talán a legmeglepőbb a kvantált Hall-effektus felfedezése volt a kétdimenziós elektrongázt tartalmazó rendszerekben, időrendben először a Si MOS-szerkezetekben, majd az AlGaAs/GaAs és később még további más vegyület-félvezető heteroszerkezetekben (von Klitzing, 1988; Stormer és Tsui, 1983; Beleznyay, 1986; Wolter, 1987).

A kvantitatív viszonyok könnyen áttekinthetők az alábbiak szerint (lásd pl. Simonyi, 1973). Az elektronok kvantummechanikai de Broglie-hullámhossza:

$$\lambda = \frac{h}{m^*v}. \quad (4.7)$$

Az elektronok sebességét a termikus energián keresztül a hőmérséklettel kifejezve:

$$\frac{1}{2}m^*v^2 = \frac{3}{2}kT \quad \text{és} \quad v = \left(\frac{3kT}{m^*}\right)^{1/2}. \quad (4.8)$$

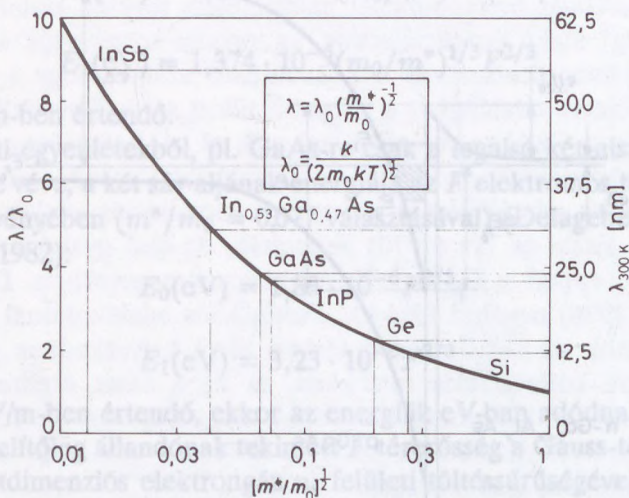
Ekkor a de Broglie-hullámhossz:

$$\lambda = \frac{h}{(3m^*kT)^{1/2}} = \lambda_0 \left(\frac{m_0}{m^*}\right)^{1/2}. \quad (4.9)$$

Itt $\lambda_0 = h/(3m_0kT)^{1/2}$, melynek nagysága $T = 300$ K hőmérsékleten $\lambda_0 = 6$ nm.

A de Broglie-hullámhossznak a töltéshordozók (elektronok) effektív tömegétől való függését a 4.4. ábra mutatja be. Látható, hogy kis effektív tömegek esetén, mint pl. GaAs-ben, InP-ban vagy az InP-hoz rácsillesztett $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{P}$ -ban, a de Broglie-hullámhossz jóval meghaladhatja a technológiailag ma már megvalósítható rétegvastagságokat. Pl. GaAs-ben szobahőmérsékleten elektronokra $\lambda = 24$ nm, ami a GaAs rácsállandójának kb. 40-szerese.

Mint már említettük, a potenciálgödörben az energiaállapotok már nem folytonosak, hanem a heteroátmenet síkjára merőleges irányban kvantáltak. Ennek eredményeként a potenciálgödörben



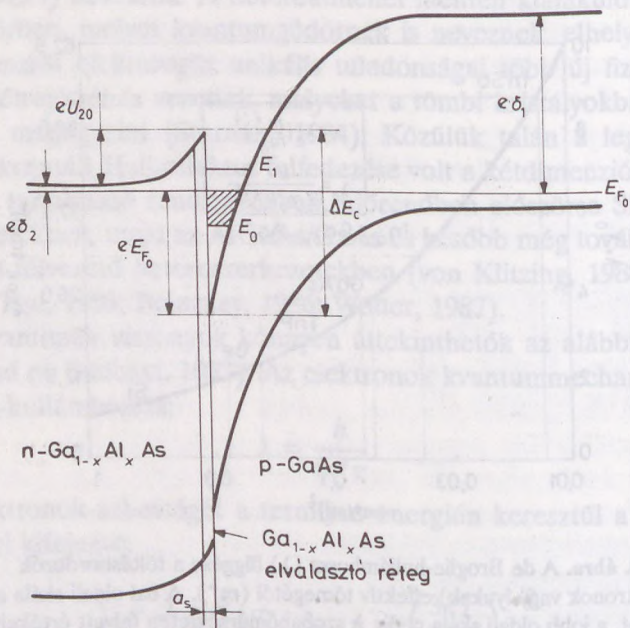
4.4. ábra. A de Broglie-hullámhossz (λ) függése a töltéshordozók (elektronok vagy lyukak) effektív tömegétől (m^*). A bal oldali skála a λ/λ_0 -t, a jobb oldali skála pedig λ szobahőmérsékleten felvett értékeit mutatja

kétdimenziós alsávok alakulnak ki, és egy ennek megfelelő kétdimenziós modell alapján kell a sávehajlásokat és a megfelelő elektronkoncentrációkat meghatározni. Az alsávok kvantált energiái az alábbiak szerint határozhatók meg (lásd 4.5. ábra). Háromszög alakú potenciálgödört tételezve fel, vagyis az F elektromos térerősséget a potenciálgödörben közelítőleg állandónak tekintve, a Schrödinger-egyenlet az adott potenciálmenetre megoldható, és az egyes energianívókat igen jó közelítésben az alábbi összefüggés adja meg (Stern, 1972; Drummond és mtsai, 1986; von Klitzing, 1988; Tarnay, 1991):

$$E_n = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3}{2} \pi e F \right)^{2/3} \left(n + \frac{3}{4} \right)^{2/3}, \quad (4.10)$$

ahol $n = 0, 1, 2, \dots$ a kvantumszám.

A potenciálgödörben a töltéshordozók az E_n energiaszintek-



4.5. ábra. Egyensúlyban lévő kétdimenziós elektrongáz-rendszer (2 DEG) leírása

nek megfelelő alsávokban helyezkednek el. A felületnél lévő elektromos térerő F nagysága, a Gauss-törvény szerint, a félvezetőanyag dielektromos állandóján keresztül, a felületi töltéshordozókonzentrációval áll kapcsolatban. Az elektromos alsávok energiája egzaktabb kiszámításánál a Schrödinger- és Poisson-egyenleteket kell „self-consistent” módon megoldani a valódi potenciálra, mely maga is természetesen az elektronok potenciálgödörbeli eloszlásának függvénye.

A (4.10) egyenletbe az állandók numerikus értékeit behelyettesítve kapjuk, hogy

$$E_n(\text{eV}) = 9,458 \cdot 10^{-7} \left(n + \frac{3}{4} \right)^{2/3} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^{1/3} F^{2/3}, \quad (4.11)$$

illetve a két legszós szintre:

$$E_0(\text{eV}) = 7,807 \cdot 10^{-7} (m_0/m^*)^{1/3} F^{2/3}, \quad (4.12)$$

$$E_1(\text{eV}) = 1,374 \cdot 10^{-6} (m_0/m^*)^{1/3} F^{2/3}, \quad (4.13)$$

itt F V/m-ben értendő.

A fenti egyenletekből, pl. GaAs-re csak a legalsó két alsávot figyelembe véve, a két sáv aljának energiája az F elektromos térerősség függvényében ($m^*/m_0 = 0,077$ választásával) (Delagebeaudeuf és Linh, 1982):

$$E_0(\text{eV}) = 1,83 \cdot 10^{-6} F^{2/3}, \quad (4.14)$$

$$E_1(\text{eV}) = 3,23 \cdot 10^{-6} F^{2/3}, \quad (4.15)$$

itt is F V/m-ben értendő, ekkor az energiák eV-ban adódnak.

A közelítőleg állandónak tekintett F térerősség a Gauss-tétel révén a kétdimenziós elektrongáz n_s felületi töltéssűrűségével fejezhető ki, azaz

$$\epsilon_2 F = e n_s, \quad (4.16)$$

ahol

$$n_s = \int n(x) dx. \quad (4.17)$$

Behelyettesítve az állandók, illetve a GaAs anyagparamétereinek értékeit, a (4.14) és (4.15) egyenletek GaAs esetében végül így alakulnak (Delagebeaudeuf és Linh, 1982):

$$E_0(\text{eV}) \approx 2,26 \cdot 10^{-12} n_s^{2/3}, \quad (4.18)$$

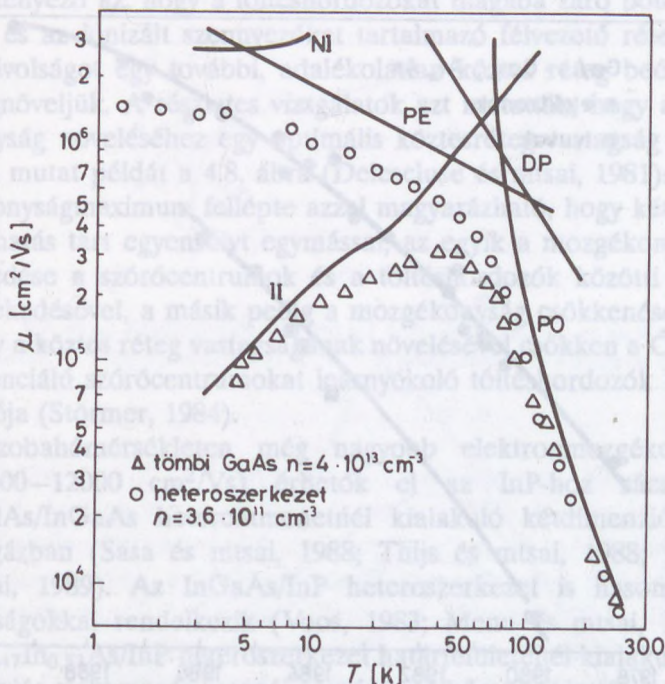
$$E_1(\text{eV}) \approx 4 \cdot 10^{-12} n_s^{2/3}. \quad (4.19)$$

Itt természetesen n_s m^{-2} -ben értendő. A GaAlAs/GaAs heteroátmenetnél pl. n_s értékei 10^{15} és 10^{16} m^{-2} közé esnek, ennek megfelelően a szóban forgó két alsáv energiája kb. $E_0 = 20\text{--}100 \text{ meV}$, illetve $E_1 = 40\text{--}190 \text{ meV}$.

A kétdimenziós elektrongáz egyik legszembetűnőbb tulajdonsága a rendkívül nagy töltéshordozó-mozgékonyosság, amely elsősorban alacsony hőmérsékleteken, akár többszöröse is lehet a megfelelő tömbi anyagban, illetve epitaxiás rétegben elérhető töltéshordozó-mozgékonyásnak. Egy kétdimenziós elektrongázt tartalmazó ún.

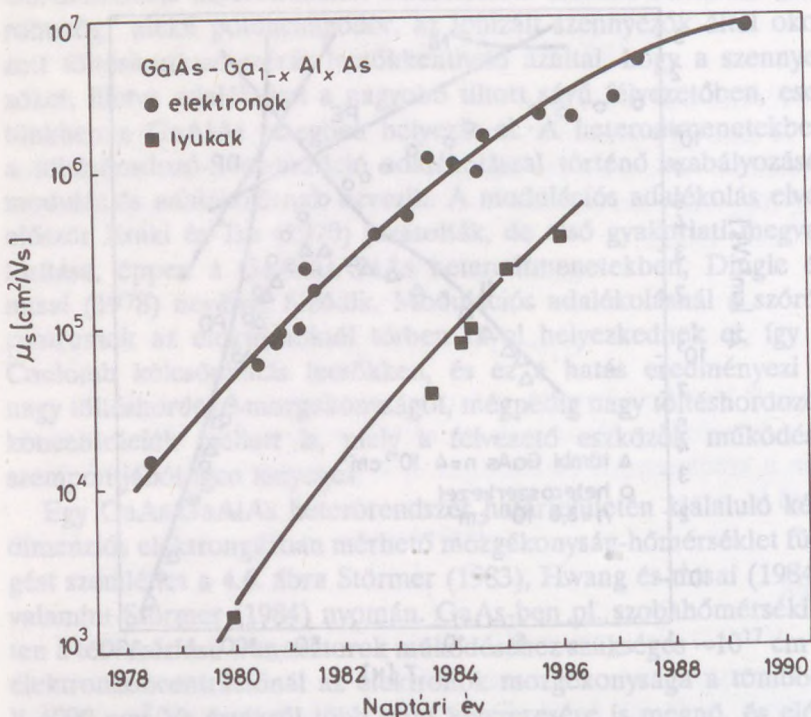
kvantumgödör-heteroszerkezetben, melynek prototípusa a vizsgált GaAlAs/GaAs heteroátmenet határfelülete mentén kialakuló „háromszög” alakú potenciálgödör, az ionizált szennyezők által okozott töltéshordozó-szórás lecsökkenthető azáltal, hogy a szennyezőket, illetve adalékokat a nagyobb tiltott sávú félvezetőben, esetünkben a GaAlAs rétegben helyezik el. A heteroátmenetekben a töltéshordozó-koncentráció adalékolással történő szabályozását modulációs adalékolásnak nevezik. A modulációs adalékolás elvét először Esaki és Tsu (1970) javasolták, de első gyakorlati megvalósítása, éppen a GaAlAs/GaAs heteroátmenetekben, Dingle és mtsai (1978) nevéhez fűződik. Modulációs adalékolásnál a szórócentrumok az elektronoktól térben távol helyezkednek el, így a Coulomb kölcsönhatás lecsökken, és ez a hatás eredményezi a nagy töltéshordozó-mozgékonytságot, mégpedig nagy töltéshordozó-koncentrációk mellett is, mely a félvezető eszközök működése szempontjából igen lényeges.

Egy GaAs/GaAlAs heterorendszer határfelületén kialakuló két-dimenziós elektrongázban mérhető mozgékony-ság-hőmérséklet-függést szemléltet a 4.6. ábra Störmer (1983), Hwang és mtsai (1984), valamint Störmer (1984) nyomán. GaAs-ben pl. szobahőmérsékleten a tervezérlésű tranzisztorok működéséhez szükséges $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ elektronkoncentrációnál az elektronok mozgékony-sága a tömbbeli $4000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ értékről több mint kétszeresére is megnő, és eléri a rácsszórás által limitált $8500\text{--}9000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ értéket is. A tömbi kristályokban és a kétdimenziós elektrongázt tartalmazó szerkezetben mérhető elektronmozgékony-ságok eltérése különösen alacsony hőmérsékleten jelentős. Ennek az az oka, hogy itt lesz lényegében meghatározó az ionizált adalékon (az ábrán II) történő szóródás, ami a 2DEG rendszerekben nem jelentős. A poláris optikai fononokon (PO) történő szóródás meghatározó a szobahőmérséklet környezetében, alacsonyabb hőmérsékletek felé haladva a deformációs potenciál (DP), tovább hűtve a rendszert a piezoelektromos hatás (PE) és a semleges adalékok (NI) által okozott szóródás lesz a jelentősebb. A kétdimenziós elektrongáz mozgékony-sága részletesebb elméleti analízisére vonatkozóan lásd pl. Walukiewicz és mtsai (1984), Hirakawa és Sakaki (1986), valamint Harris és mtsai (1989) munkáit.



4.6. ábra. A töltéshordozók mozgékonyágának (μ) hőmérsékletfüggése a GaAlAs/GaAs rendszerben, Störmer (1983), Hwang és mtsai (1984), valamint Störmer (1984) nyomán

A mozgékonyágok ily nagymértékű megnövekedését két körülmény tette lehetővé. Az egyik az MBE technikával és részben az MOCVD eljárással is, elérhető tisztaság jelentős mértékű megjavulása, valamint az, hogy a növesztett rétegek, illetve heteroátmenetek igen alacsony hibahely-koncentrációval rendelkeznek. Ha a heteroátmenetet alkotó két félvezető rácsállandói jól egyeznek egymással, azaz megvalósul a rácsillesztettség, mindkét technikával igen kiváló minőségű határfelületek hozhatók létre. Az így növesztett határfelületek közel atomi skálán simák és meredekes, igen kis hibasűrűség és rendezetlenség mellett. Ennek következtében az ilyen hetero-



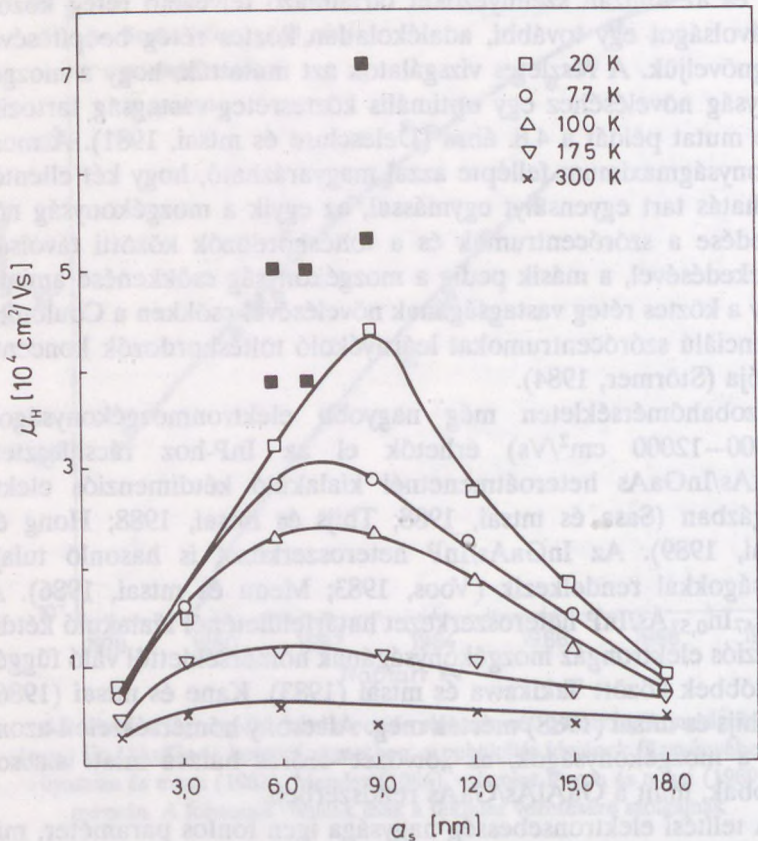
4.7. ábra. A legnagyobb kétdimenziós elektron- és lyukmozgékonyságok (μ_{2D}) GaAlAs/GaAs heteroátmenetben, a publikálás idejének függvényében, Hiyamizu és mtsai (1983), Mendez (1986), valamint Foxon és mtsai (1989) nyomán. A folytonos vonalak csak a tekintet vezetésére szolgálnak

rendszerben a kétdimenziós elektronmozgékonyság rendkívül nagy lehet, és alacsony hőmérsékleteken elérheti az $1 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ értéket is. A 4.7. ábrán bemutatjuk az AlGaAs/GaAs heterorendszerben alacsony hőmérsékleteken mért legnagyobb elektron- és lyukmozgékonyságokat a publikálás idejének függvényében (Hiyamizu és mtsai, 1982; 1983; Mendez, 1986; Foxon és mtsai, 1989). Az ábra jól tükrözi a technológia rohamos fejlődését. A $\sim 4 \text{ K}$ hőmérsékleten mért elektronmozgékonyságok ma már gyakorlatilag elérték a rács által limitált elméleti határértékeket.

A töltéshordozók mozgékonyasága megnövekedését előidéző másik tényező az, hogy a töltéshordozókat magába záró potenciálgödör és az ionizált szennyezőket tartalmazó félvezető réteg közötti távolságot egy további, adalékolatlan köztes réteg beépítésével megnöveljük. A részletes vizsgálatok azt mutatták, hogy a mozgékonyaság növeléséhez egy optimális köztesréteg-vastagság tartozik, erre mutat példát a 4.8. ábra (Delescluse és mtsai, 1981). A mozgékonyaságmaximum fellépte azzal magyarázható, hogy két ellentétes hatás tart egyensúlyt egymással, az egyik a mozgékonyaság növekedése a szórócentrumok és a töltéshordozók közötti távolság növekedésével, a másik pedig a mozgékonyaság csökkenése amiatt, hogy a köztes réteg vastagságának növelésével csökken a Coulomb-potenciálú szórócentrumokat leárnyékoló töltéshordozók koncentrációja (Störmer, 1984).

Szobahőmérsékleten még nagyobb elektronmozgékonyaságok (10000–12000 cm²/Vs) érhetők el az InP-hoz rácsillesztett InAlAs/InGaAs heteroátmenetnél kialakuló kétdimenziós elektrongázban (Sasa és mtsai, 1988; Thijs és mtsai, 1988; Hong és mtsai, 1989). Az InGaAs/InP heteroszerkezet is hasonló tulajdonságokkal rendelkezik (Voos, 1983; Menu és mtsai, 1986). A Ga_{0,47}In_{0,53}As/InP heteroszerkezet határfelületénél kialakuló kétdimenziós elektrongáz mozgékonyaságának hőmérséklettől való függését többek között Takikawa és mtsai (1983), Kane és mtsai (1986) és Thijs és mtsai (1988) mérték meg. Alacsony hőmérsékleten azonban a mozgékonyaságok, az „ötvözet”-szórás hatása miatt alacsonyabbak, mint a GaAlAs/GaAs rendszerben.

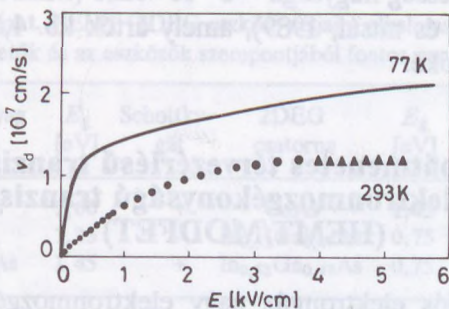
A telítési elektronsebesség nagysága igen fontos paraméter, mivel — mint ahogy azt már a 3. fejezetben részletesen ismertettük — ez a mennyiség határozza meg a tervezérlésű tranzisztorok, így a HEMT/MODFET felső határfrekvenciáját, illetve kapcsolási sebességét is. A driftmozgékonyaságnak e térerősségtől való függésére GaAlAs/GaAs heteroszerkezetben a 4.9. ábra mutat példát. Kis ($E < 100$ V/cm) térerősségeknél az elektronok energiája számottevő mennyiségű fonon emissziójához még túl kevés. Növelve az energiát az emisszió nő, megnövekszik a szóródás, és így telítési jelenséget észlelünk (Zimmermann és mtsai, 1985). A kétdimenziós elektrongáz $v(E)$ karakterisztikájának az a jellegzetessége, hogy az



4.8. ábra. A Hall-mozgékonyosság (μ_H) függése az adalékolatlan GaAlAs réteg vastagságától (a_s) különböző hőmérsékleteken, Delescluse és mtsai (1981) nyomán

elektronok már viszonylag igen kis sebességeknél elérik telítési sebességüket.

A GaAlAs/GaAs heteroátmenet határfelületén kialakuló kétdimenziós elektrongázban az elektronok telítési sebessége Hirakawa és Sakaki (1988) mérései szerint $2 \cdot 10^7$ cm/s 4,2 K és 77 K hőmér-



4.9. ábra. Kétdimenziós elektrongáz driftsebessége (v_d) az elektromos térerő (E) függvényében, 293 K és 77 K hőmérsékleten, Hirakawa és Sakaki (1988) nyomán

sékleten, és $1,2 \cdot 10^7$ cm/s 295 K hőmérsékleten. Némileg alacsonyabb értékeket kaptak Sasa és mtsai (1987). Ugyanakkor a technológiailag fontos másik heterorendszerben, az InAlAs/InGaAs heteroátmenetben, a kétdimenziós elektrongázban a telítési sebesség nagyobb, mint $2,2 \cdot 10^7$ cm/s, illetve $1,4 \cdot 10^7$ cm/s 300 K, illetve 77 K hőmérsékleten (Sasa és mtsai, 1988; Hong és mtsai, 1988). Az elektronok mozgékonyságának, illetve telítési sebességének szerepét a tervezérlésű eszközök nagyfrekvenciás tulajdonságainak meghatározásában már részletesen tárgyaltuk a 3. fejezetben, és a következő pontban vizsgáljuk meg a heteroátmenetes tervezérlésű tranzisztorok tulajdonságaira való hatásait.

A 2DEG rendszerekhez képest kevesebb érdeklődés kíséri a kétdimenziós „lyukgáz” tartalmazó rendszereket. Megjegyezzük, hogy a GaAlAs/GaAs rendszerben a kétdimenziós lyukgáz mozgékony-sága szintén meghaladja a szokásos lyukmozgékony-ság-értékeket. A lyukmozgékony-ság hőmérsékletfüggésének menete magasabb hő-mérséleteken lényegében megegyezik a nagy tisztaságú p-GaAs megfelelő összefüggésével (Störmer, 1984; Mendez és Wang, 1985). A kétdimenziós lyukgázban, a GaAlAs/GaAs heteroátmenetben, alacsony hőmérsékleteken néhány-szor 10^5 cm²/Vs lyukmozgékony-ságokat értek már el (Mendez és Wang, 1985; Mendez, 1986; Wang és mtsai, 1986; Davies és mtsai, 1990). A kétdimenziós lyukgázban

a telítési lyuksebesség nagysága $\sim 8 \cdot 10^6$ cm/s (Masselink és mtsai, 1988; Reemtsma és mtsai, 1989), amely érték kb. 1,5-ször kisebb, mint az elektronoké.

4.3. Heteroátmenetes tervezérlésű tranzisztorok, nagy elektronmozgékonyosságú tranzisztor (HEMT/MODFET)

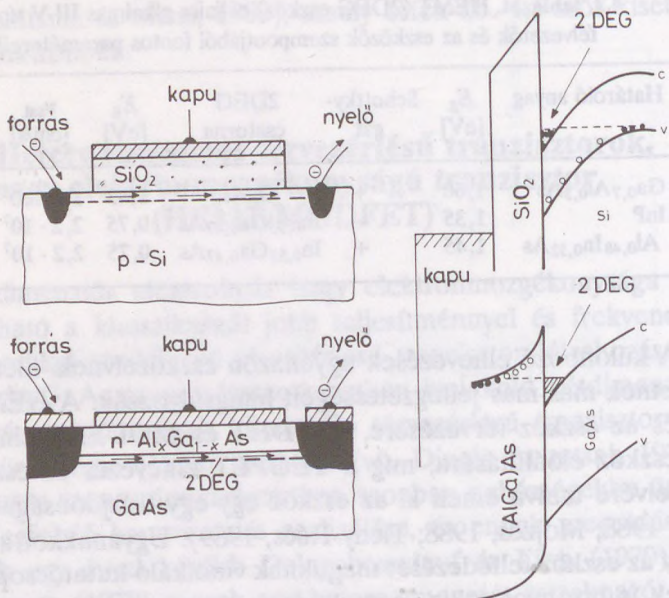
A kétdimenziós elektrongáz nagy elektronmozgékonyossága jól kihasználható a klasszikusnál jobb teljesítménnyel és frekvencia-paraméterekkel rendelkező tervezérlésű tranzisztor létrehozására. Az AlGaAs/GaAs szuperrácsszerkezetben kialakuló kétdimenziós elektrongáz tulajdonságait kihasználó tervezérlésű tranzisztor elvét először Dingle (1978) javasolta (vö. Dingle és mtsai, 1978). A sokréteges szuperrácsszerkezetben azonban nehézségekbe ütközött a megfelelő kapuvezérlés realizálása, és ennek megoldására javasolták egy évvel később Delagebeaudeuf és Linh (1979), illetve Mimura (1979) a csak egy heteroátmenetet tartalmazó GaAlAs/GaAs szerkezet alkalmazását. Az így kialakított tervezérlésű tranzisztor az irodalomban különböző nevek alatt vált ismertté, úm. nagy elektronmozgékonyosságú tranzisztor (high electron mobility transistor, HEMT), modulációs adalékolású tervezérlésű tranzisztor (modulation doped field effect transistor, MODFET), kétdimenziós elektrongáz tervezérlésű tranzisztor (two-dimensional electron gas field effect transistor, TEGFET) és szelektív adalékolású heteroszerkezetes tranzisztor (selectively doped heterostructure transistor, SDHT); (Delescluse és mtsai, 1980; Delagebeaudeuf és Linh, 1982; Mimura és mtsai, 1980; 1981a; 1981b; Tsui és mtsai, 1981; Judaprawira és mtsai, 1981; Morkoc és Solomon, 1984; Fischer és Morkoc, 1985; Hiyamizu, 1986; Drummond és mtsai, 1986). Az $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ rendszer mellett az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$ és az $\text{Al}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ heteroátmenetek határfelülete mentén kialakuló kétdimenziós elektrongáz tulajdonságai is kihasználhatók a tervezérlésű tranzisztorhoz. Mindkét utóbbi anyagrendszerben az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ termer félvezetőnek a GaAs-énál előnyösebb transzporttulajdonságait használják ki (lásd 4.2. táblázat).

4.2. táblázat. HEMT (2DEG eszköz) céljaira alkalmas III-V típusú félvezetők és az eszközök szempontjából fontos paraméterek

Határoló anyag	E_g [eV]	Schottky- gát	2DEG csatorna	E_g [eV]	v_{sat} [cm/s]	$\frac{m^*}{m_0}$
Ga _{0,7} Al _{0,3} As	1,60	+	GaAs	1,43	$1,7 \cdot 10^7$	0,067
InP	1,35	-	In _{0,53} Ga _{0,47} As	0,75	$2,2 \cdot 10^7$	0,041
Al _{0,48} In _{0,52} As	1,45	+	In _{0,53} Ga _{0,47} As	0,75	$2,2 \cdot 10^7$	0,041

A különböző elnevezések ugyanazon eszközelvnek, illetve -szerkezetnek más-más jellegzetességeit hangsúlyozzák. A HEMT elnevezés az eszköz tervezésére, az SDHT és MODFET elnevezések az eszköz előállítására, míg a TEGFET elnevezés az eszköz fizikai elvére utalva emeli ki az eszköz egy-egy tulajdonságát (Beleznay, 1988; Mojzes, 1988; Tichy-Rács, 1989). Ugyanakkor az is igaz, hogy az eszköz felfedezését maguknak vindikáló kutatócsoportok és cégek is bizonyos fokig ragaszkodnak egy-egy adott elnevezéshez. Pl. a HEMT rövidítést a japán Fujitsu cég munkatársai vezették be, akik az eszköz egyik első felfedezői voltak (Mimura és mtsai, 1981a). A Thomson-CSF munkatársai az első publikációjukban a TEGFET kifejezést vezették be (Delagebeaudeuf és mtsai, 1980). A MODFET és SDHT elnevezéseket pedig az ATT Bell Laboratórium munkatársai vezették be (vö. Drummond és mtsai, 1986).

A GaAlAs/GaAs heteroátmenetes térvezérlésű tranzisztor réteg- és sáv szerkezete nagyon hasonlít a Si-MOSFET-éhez, mint ahogy azt a 4.10. ábra szemlélteti. A HEMT-ben a MOSFET SiO₂ szigetelő rétegének a teljesen kiürített GaAlAs réteg felel meg. A GaAlAs réteg esetében a sáveltér a kompenzálatlan ionizált donoroktól adódik, míg a MOS-rendszerekben pedig ezt a határfelületi töltések idézik elő. Ennek megfelelően itt is használhatók a MOS-rendszerek leírására kidolgozott modellek is. A részletes analízis egyébként azt mutatja, hogy a fém-n-GaAlAs/n-GaAs szerkezetekre az ekvivalencia jól alkalmazható, míg a fém-n-GaAs/n-GaAlAs rendszerre nem sikerült a MOS analógiát alkalmazni (Pierret és Lundstrom, 1984).



4.10. ábra. GaAlAs/GaAs HEMT és Si n-MOSFET szerkezetének és sávdiaagramjának összehasonlítása: a) Si-MOSFET, b) GaAlAs/GaAs heteroátmenet

A GaAlAs/GaAs heteroátmenet mentén kialakuló potenciálgörbén a kétdimenziós elektrongáz n_s sűrűsége és a Fermi-szint közötti kapcsolatot felhasználva adódik, hogy (vö. 4.5. ábra)

$$n_s = DkT \ln \left\{ \left[1 + \exp \frac{(E_F - E_0)}{kT} \right] \left[1 + \exp \frac{(E_F - E_1)}{kT} \right] \right\}, \quad (4.20)$$

ahol D az állapotsűrűség a kétdimenziós elektrongázban

$$D = -\frac{m^*}{\pi \hbar^2}. \quad (4.21)$$

A heteroátmenetnél elhanyagolva a felületi állapotok hatását:

$$\epsilon_1 F_1 = \epsilon_2 F_2 \approx e n_s. \quad (4.22)$$

Itt F_1 és F_2 az elektromos térerő a heteroátmenet két oldalán.

Az $\epsilon_2 F_2$ mennyiséget a teljes kiürítés közelítésében meghatározzuk:

$$\epsilon_2 F_2 = (2e N_2 U_{20} + e^2 N_2^2 a_s^2)^{1/2} - e N_2 a_s, \quad (4.23)$$

ahol N_2 a szélesebb tiltott sávú félvezetőben (esetünkben a GaAlAs rétegben) lévő elektronkoncentráció, és a_s az adalékoltan köztes réteg vastagsága. Végül a 4.5. ábra jelöléseivel adódik, hogy

$$e U_{20} = \Delta E_c - e \delta_2 - E_{F0}. \quad (4.24)$$

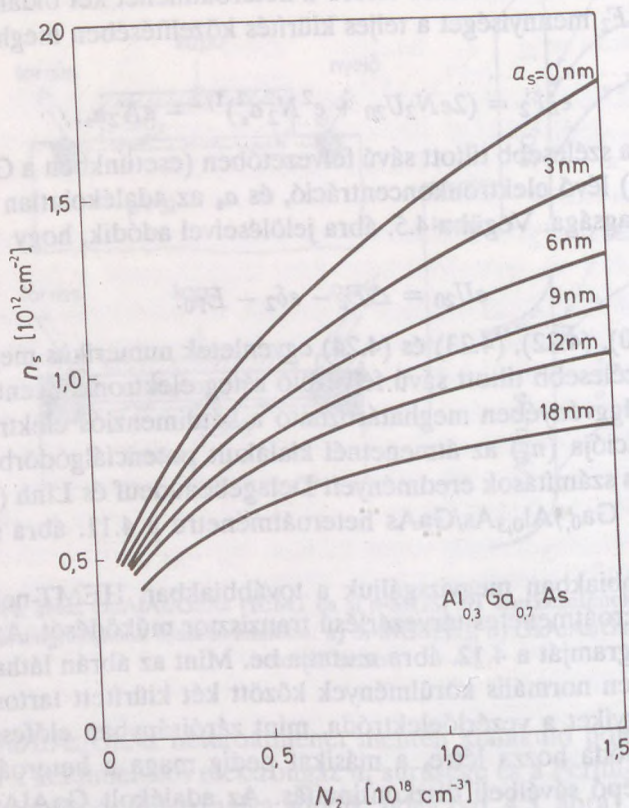
A (4.20), (4.22), (4.23) és (4.24) egyenletek numerikus megoldásából a szélesebb tiltott sávú félvezető réteg elektronkoncentrációja (N_2) függvényében meghatározható a kétdimenziós elektrongáz koncentrációja (n_s) az átmenetnél kialakult potenciálgödörben. A numerikus számítások eredményeit Delagebeaudeuf és Linh (1982) nyomán a $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}/\text{GaAs}$ heteroátmenetre a 4.11. ábra szemlélteti.

Az alábbiakban megvizsgáljuk a továbbiakban HEMT-nek nevezett heteroátmenetes térvezérlésű tranzisztor működését. Az eszköz sávdiaagramját a 4.12. ábra mutatja be. Mint az ábrán látható, a szerkezetben normális körülmények között két kiürített tartomány van. Az egyiket a vezérlőelektróda, mint záróirányban előfeszített Schottky-dióda hozza létre, a másikat pedig maga a heteroátmenetnél fellépő sávbeli diszkontinuitás. Az adalékolt GaAlAs réteg teljesen ki van ürítve, amit megfelelően nagy vezérlőelektróda-feszültséggel és/vagy vékony réteg alkalmazásával lehet elérni. A (4.23) egyenlet felhasználásával meghatározhatjuk a térerőt a heteroátmenetnél:

$$\begin{aligned} e n_s &= \epsilon_2 F_2(0) = \\ &= \sqrt{2e \epsilon_2 N_d [-U(d_i) + U(w_2)] + e^2 N_d^2 d_i^2} + e N_d d_i, \end{aligned} \quad (4.25)$$

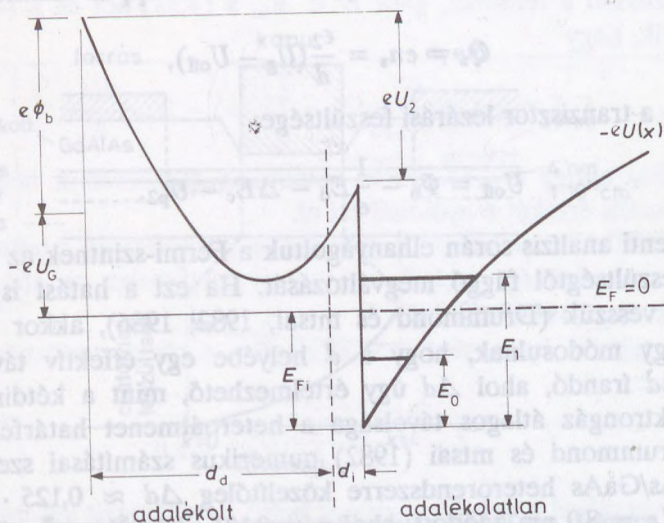
ahol d_i és w_2 az egyes rétegek vastagságai (lásd 4.12. ábra).

Ahhoz, hogy működés közben ne lépjen fel sönt jellegű vezetés



4.11. ábra. A GaAlAs-ben lévő szabad töltéshordozó-koncentráció (N_2) és a 2DEG felületi koncentrációjának (n_s) kapcsolata az elválasztó réteg vastagságával (a_s), Delagebeaudeuf és Linh (1982) nyomán

az adalékolt GaAlAs rétegben, annak vastagságát úgy választják meg, hogy a GaAlAs réteg teljesen kiürüljön. Ha ennek a rétegnek a vastagságát d_d -vel jelöljük, akkor (4.22) egyenlet integrálásával — feltételezve, hogy a köztes rétegben a térerő állandó — adódik, hogy



4.12. ábra. A nagy elektronmozgékonyaságú tranzisztor (HEMT) sávdiaagramja

$$U_2 = \frac{eN_d}{2\epsilon_2} d_d^2 - F_2(0)d. \quad (4.26)$$

A 4.12. ábra jelöléseivel

$$\epsilon_2 F_2(d_i) = \epsilon_2 F_2(0) = en_s = \frac{\epsilon_2}{d} (U_{p2} + U_2), \quad (4.27)$$

ahol $d = d_d + d_i$, és

$$U_{p2} = \frac{eN_d}{2\epsilon_2} d_d^2 \quad (4.28)$$

az adalékolt GaAlAs réteg átszűrési feszültsége. Szintén a 4.12. ábra jelöléseivel adódik, hogy

$$U_2 = \phi_b + U_g + \frac{1}{e} (E_{Fi} - \Delta E_c), \quad (4.29)$$

itt ΔE_c a vezetési sávok diszkontinuitása a heteroátmenet két oldalán.

A csatorna fajlagos töltése, Q_s , a következőképpen számítható:

$$Q_s = en_s = \frac{\epsilon_2}{d}(U_g - U_{\text{off}}), \quad (4.30)$$

itt U_{off} a tranzisztor lezárási feszültsége:

$$U_{\text{off}} = \Phi_b - \frac{1}{e}E_d - \Delta E_c - U_{p2}. \quad (4.31)$$

A fenti analízis során elhanyagoltuk a Fermi-szintnek az U_g vezérlőfeszültségtől függő megváltozását. Ha ezt a hatást is figyelembe vesszük (Drummond és mtsai, 1982; 1986), akkor a fentiek úgy módosulnak, hogy a d helyébe egy effektív távolság, $d + \Delta d$ írandó, ahol Δd úgy értelmezhető, mint a kétdimenziós elektrongáz átlagos távolsága a heteroátmenet határfelületétől. Drummond és mtsai (1982) numerikus számításai szerint a GaAlAs/GaAs heterorendszerre közelítőleg $\Delta d \approx 0,125 \cdot 10^{-16} \text{ Vm}^{-2}/e = 8,0 \text{ nm}$ adódott, ahol $a \approx 0,125 \cdot 10^{-16} \text{ Vm}^{-2}$ a Fermi-szintnek a kétdimenziós elektrongáz koncentrációjától való függését jellemzi a GaAlAs/GaAs heteroszerkezetben. Ez a korrekció elsősorban a növekményes típusú eszközöknél számottevő, ahol $d \approx 30 \text{ nm}$ nagyságú (Drummond és mtsai, 1982).

Az áram-feszültség karakterisztika felírásához meg kell határozni az áramot. A forrástól x távolságra (vö. 4.13. ábra) a töltést vezérlő feszültség effektív értéke:

$$U_{\text{eff}}(x) = U_g - U_{\text{cs}}(x). \quad (4.32)$$

Ekkor a (4.30) összefüggés az alábbiak szerint alakul (a cs index a csatornára utal):

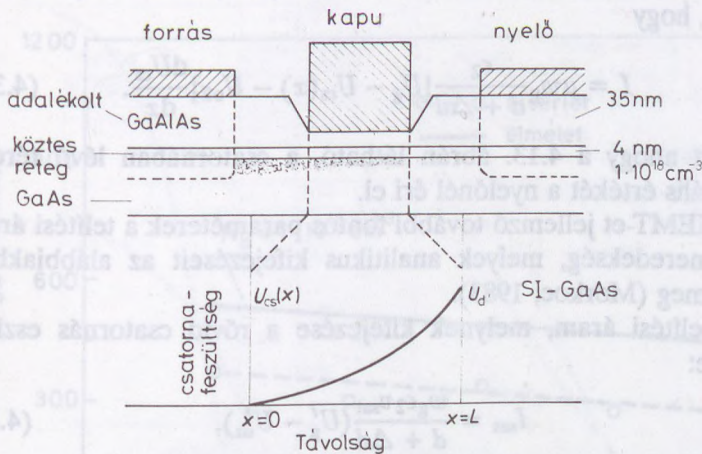
$$Q_s(x) = \frac{\epsilon_2}{(d + \Delta d)}[U_g - U_{\text{cs}}(x) - U_{\text{off}}]. \quad (4.33)$$

A csatornában a potenciál eloszlását a 4.13. ábra szemlélteti.

Az eszköz csatornáján átfolyó áram:

$$I = Q_s(x)v(x)w_g, \quad (4.34)$$

ahol $v(x)$ az elektronok sebessége az x helyen, és w_g a vezérlő-elektroda szélessége.



4.13. ábra. Potenciáeloszlás a kapuelektroda alatt a HEMT-ben, Solomon és Morkoc (1984) nyomán

A csatornában természetesen, a nagy elektromos térerő miatt, a nagyterű jelenségek dominálnak, így a sebességtelítődés is fellép-het. Mint a 4.7. ábrán is látható, a kétdimenziós elektrongáz moz-gékonyasága szobahőmérsékleten a nagy tisztaságú GaAs-ben mér-hetőhöz hasonló nagyságú. A telítési sebesség hasonlóképpen meg-egyezik a nagy tisztaságú anyagra kapott értékkel. GaAlAs/GaAs heteroátmenetes térvezérlésű tranzisztorokban (HEMT) a mért ka-rakteristikákból adódóan az elektronok telítési sebessége 300 K hőmérsékleten $2 \cdot 10^7$ cm/s, míg 77 K hőmérsékleten $3 \cdot 10^7$ cm/s (Solomon és Morkoc, 1984). Ezek lényegesen nagyobbak, mint a közönséges GaAs MESFET-ekben elérhető $(1,2-1,5) \cdot 10^7$ cm/s ér-tékek, nem beszélve a Si-MOSFET-ekről, ahol az effektív telítési elektronsebesség csupán $(0,8-1) \cdot 10^7$ cm/s. Az áram meghatáro-zására első, bár meglehetősen durva közelítésben ezért itt is alkal-mazható az egy töréspontos sebesség – térerő összefüggés, azaz

$$v = \mu E, \quad \text{ha } E < E_k, \quad (4.35)$$

$$v = v_{\text{sat}}, \quad \text{ha } E \geq E_k. \quad (4.36)$$

Azoknál a tereknél, ahol $E < E_k$, a (4.33)-ból és a (4.34)-ből adódik, hogy

$$I = \mu w_g \frac{\epsilon_2}{d + \Delta d} [U_g - U_{cs}(x) - U_{off}] \frac{dU_{cs}}{dx}. \quad (4.37)$$

Mint ahogy a 4.13. ábrán látható, a csatornában lévő térerő maximális értékét a nyelőnél éri el.

A HEMT-et jellemző további fontos paraméterek a telítési áram és a meredekség, melyek analitikus kifejezéseit az alábbiakban adjuk meg (Morkoc, 1983).

A telítési áram, melynek kifejezése a rövid csatornás eszköz esetére:

$$I_{sat} = \frac{w_g \epsilon_2 v_{sat}}{d + \Delta d} (U'_g - U'_{ds}), \quad (4.38)$$

ahol vesszővel a belső tranzisztor belső feszültségeit jelöltük.

A rövid csatornás eszköz maximális meredekségének kifejezése a telítési sebességen alapuló ismert modell alapján:

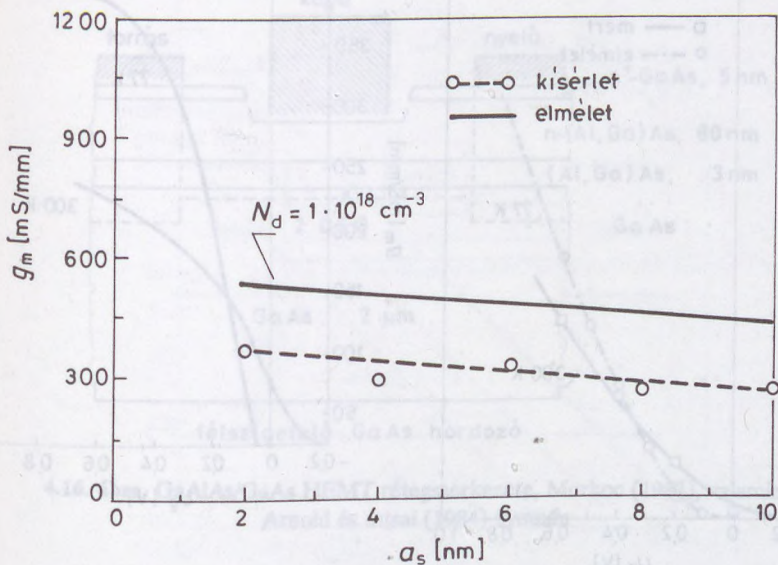
$$g_{max} = \frac{\epsilon_2 w_g v_{sat}}{d + \Delta d}, \quad (4.39)$$

hosszú csatornára azonban az alábbi összefüggés érvényes:

$$g_{max} = \frac{e \mu w_g n_s}{L} + \left[1 + \left(\frac{e \mu n_s (d + \Delta d)}{\epsilon_2 v_{sat} L} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (4.40)$$

A meredekség nagysága is függ a köztes réteg vastagságától, mint ahogy ezt a 4.14. ábra szemlélteti (Solomon és Morkoc, 1984). Az egyes jellemzők értéke ebben a félvezető eszközben is munkapontfüggő. Így a telítési áram és a meredekség értéke függ a vezérlőelektróda feszültségétől (4.15.a és 4.15.b ábra). Az ábrák egyúttal számszerű információval is szolgálnak arról, hogy a HEMT egyenfeszültségű jellemzői hasonlóak a MESFET tranzisztoroknál megszokott értékhez (Mojzes, 1988).

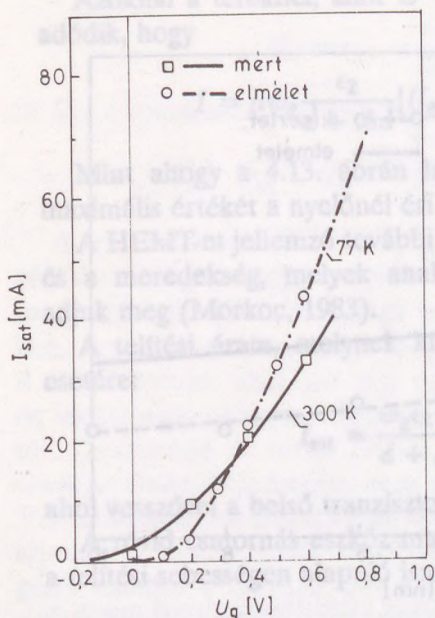
A fentiek alapján röviden megvizsgáljuk, hogy az egyes konstrukciós jellemzők milyen hatással vannak a GaAlAs/GaAs heterorend-



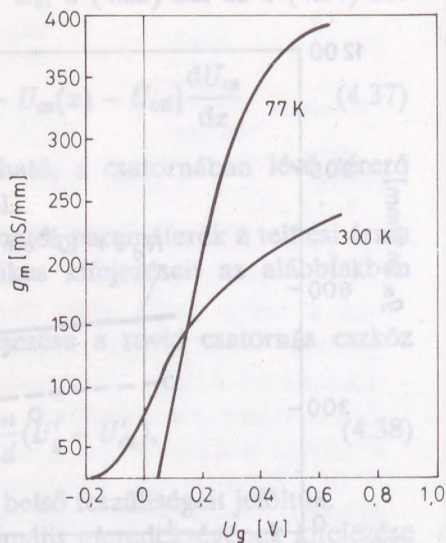
4.14. ábra. A merekség (g_m) függése a köztes réteg vastagságától (a_s), Solomon és Morkoc (1984) nyomán

szeren alapuló nagy elektronmozgékonyosságú tranzisztor (HEMT) működésére.

Az egyik legfontosabb technológiai jellemző az Al-tartalom a GaAlAs rétegben. Az Al-arányt növelve megnő a vezérlőelektrodát alkotó Schottky-átmenetnél a potenciálgát magassága és a heteroátmenetnél létrejövő potenciálugrás nagysága is. Ez lehetővé teszi, hogy a vezérlőelektrodára nagyobb nyitófeszültséget kapcsoljunk (növekményes típusnál), csökkentve ezáltal a GaAs-ból a GaAlAs-be történő forróelektron-injektálást, továbbá nagyobb töltéshordozó-koncentrációt enged meg a csatorna kialakításánál, anélkül, hogy megnőne a GaAlAs rétegben a söntáramokat okozó vezetőképesség. Ebből következik, hogy az Al-koncentrációt a lehető legnagyobbra célszerű választani, így a donorokra kis ionizáci-



a)



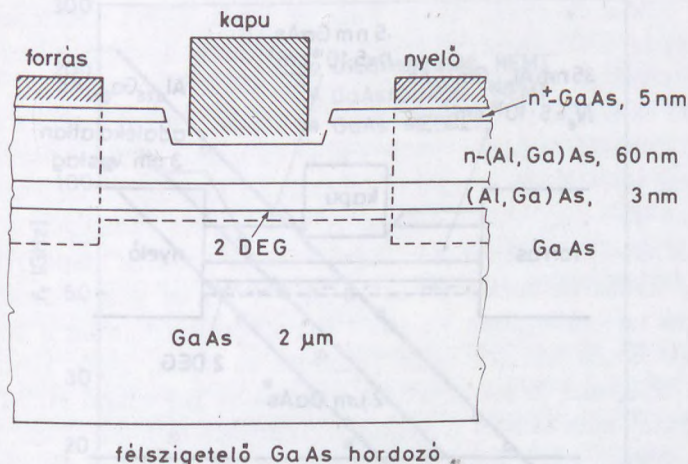
b)

4.15. ábra. A HEMT jellemzőinek függése a munkaponttól: a) a telítési áram (I_{sat}) függése a kapuelektroda feszültségétől (U_g) b) a meredekség (g_m) függése a kapuelektroda feszültségétől (U_g), két különböző hőmérsékleten

ós energia, jó ohmos kontaktus és minimális mélynívó-koncentráció érhető el. Az Al-koncentráció szokásos értéke 25–30%.

Szobahőmérsékleten a vezérlőelektroda maximális feszültsége 0,8 V körül van. Ezt a Schottky-átmenet szivárgási árama és a GaAlAs réteg vezetése korlátozza, ez az érték a cseppfolyós nitrogén hőmérsékletén (77 K) 1 V-ig növelhető. A rétegek letörési feszültségét 0,1 V körül kell megválasztani, ez jó zajvédelmet és az áramkörökben megfelelő toleranciákat tesz lehetővé.

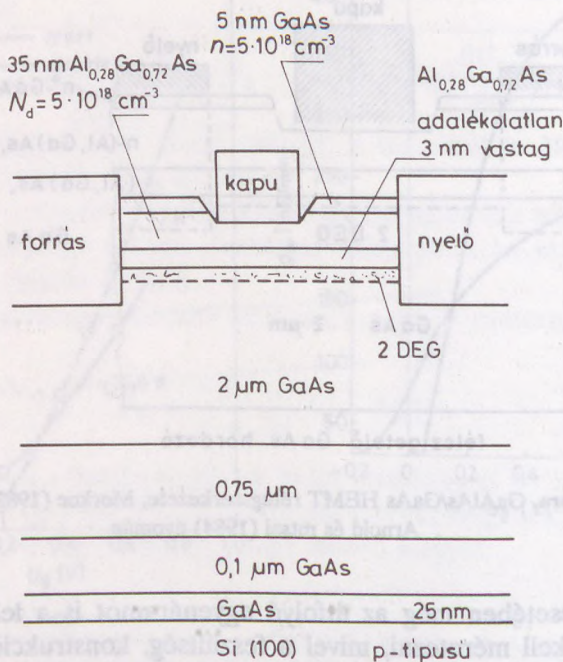
Az eszköz tervezett meredekségét természetesen a lehető legnagyobbra célszerű választani. Ez a mennyiség határozza meg az elérhető erősítést és a maximális határfrekvenciát, illetve kapcsolólüzemben a parazitakapacitásokkal együtt a kapcsolási időt. A



4.16. ábra. GaAlAs/GaAs HEMT rétegszerkezete, Morkoc (1983), valamint Arnold és mtsai (1984) nyomán

HEMT esetében még az átfolyó egyenáramot is a lehető legnagyobbra kell méretezni, mivel a feszültség, konstrukciós okokból, nem növelhető egy bizonyos határon túl. Ehhez a GaAlAs réteget a lehető legvékonyabbra kell választani. Ez természetesen megköveteli az adalékolási szint növelését, hogy a szükséges letörési feszültség létrejöjjön. Az adalékolás felső határa $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ körül van, mert nagyobb adalékolásnál már nő a szivárgási áram.

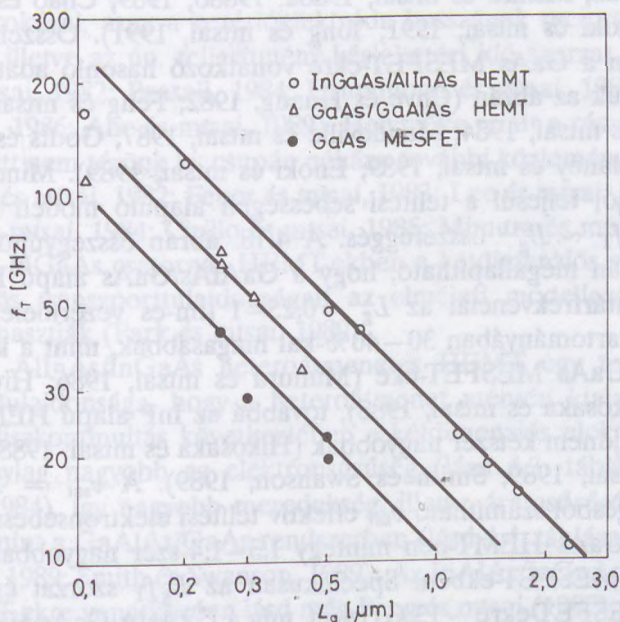
Az adalékolatlan köztes réteg vastagságát a lehető legkisebbre kell választani. Eerre részben azért van szükség, mivel így a teljes GaAlAs réteg vastagsága is csökken, másrészt így érhető el a lehetséges legnagyobb meredekség is. Az ismertetett elvek alapján kialakított HEMT jellegzetes méreteit és adalékolási koncentrációit a 4.16. ábra mutatja be (Morkoc, 1983; Arnold és mtsai, 1984). Megjegyezzük még, hogy mind kiürítésses, mind növekményes típusú HEMT is készíthető. Felépítését tekintve a két eszköz hasonló, a kétféle üzemmód a GaAlAs réteg vastagságával — azaz a vezérlő-elektroda alatti réteg bemarásával (recessed gate) — állítható elő. Ilyen módon NEM-VAGY és NEM-ÉS kapuk állíthatók elő, úgy hogy a meghajtó fokozatot növekményes típusú (E-HEMT), a ter-



4.17. ábra. Si hordozóra növesztett GaAs rétegen kialakított GaAlAs/GaAs HEMT metszeti képe

helést pedig kiűrtéses üzemmódban működő (D-HEMT) tranzisztorból állítják elő.

Technológiáját tekintve a HEMT és a MESFET sok tekintetben rokon. A szelettechnológiában ma már általánosan az MBE terjedt el, bár MOCVD technikával is sikerült egyenértékű tulajdonságokkal rendelkező tranzisztorokat előállítani (Takakuwa és mtsai, 1985). A szelettechnológiában a HEMT előállítására is alkalmazzák ugyan az önillesztést (Cirillo és mtsai, 1984), de az általánosabb eljárás a szokásos elektronlitográfia. Az eszközöket általában félszigetelő GaAs hordozón készíttik el. Igen perspektivikus az az irány, melyben Si-hordozóra növesztik fel a GaAs rétegrendszert. Egy ilyen szerkezet metszeti képét mutatja a 4.17. ábra. A



4.18. ábra. GaAs MESFET-ek, GaAlAs/GaAs és InGaAs/AlInAs/InP HEMT-ek határfrekvenciája (f_T) a vezérlőelektroda hosszának (L_g) függvényében, Mojzes és Pődör (1990), valamint Pődör és Mojzes (1991) nyomán

GaAlAs/GaAs/Si rétegrendszer létrehozásának technológiai kérdéseivel az 5. fejezetben külön is foglalkozunk.

A HEMT-ek magas frekvenciás viselkedését, éppen úgy, mint általában a mikrohullámú tranzisztorokét az f_1 és az $f_{\max}$ határfrekvenciáikkal szokták jellemezni.

A GaAs/AlGaAs és az InAlAs/InGaAs/InP HEMT-ek tipikus $f_1 \approx f_T = 1/2\pi\tau_T$ levágási határfrekvenciáit a vezérlőelektroda L_g hosszának függvényében az irodalmi adatok alapján a 4.18. ábra mutatja be (Joshin és mtsai, 1983; Arnold és mtsai, 1984; Camnitz és mtsai, 1984; Mishra és mtsai, 1985; Lepore és mtsai, 1988; Schink és Schnell, 1991; vö. még Hiyamizu, 1986; Mimura és mtsai, 1986; Drummond és mtsai, 1986; Abe és mtsai, 1989; Hikosaka és

mtsai, 1988; Mishra és mtsai, 1988a; 1988b; 1989; Chao és mtsai, 1990; Enoki és mtsai, 1991; Tong és mtsai, 1991). Összehasonlításképpen a GaAs MESFET-ekre vonatkozó hasonló adatokat is feltüntettük az ábrán (Chye és Huang, 1982; Feng és mtsai, 1984; Arnold és mtsai, 1984; Mandeville és mtsai, 1987; Godts és mtsai, 1988; Delaney és mtsai, 1989; Enoki és mtsai, 1989). Mindhárom esetben jól teljesül a telítési sebességen alapuló modell alapján várható $f_T \sim L_g^{-1}$ összefüggés. A 4.18. ábrán összegyűjtött adatok alapján megállapítható, hogy a GaAlAs/GaAs alapú HEMT-ek f_T határfrekvenciái az $L_g = 0,25\text{--}1\text{ }\mu\text{m}$ -es vezérlőelektródahosszak tartományában 30–40%-kal magasabbak, mint a konvencionális GaAs MESFET-eké (Mimura és mtsai, 1986; Hiyamizu, 1986; Hikosaka és mtsai, 1988), továbbá az InP alapú HEMT-eké pedig majdnem kétszer nagyobbak (Hikosaka és mtsai, 1988; Mishra és mtsai, 1989; Smith és Swanson, 1989). A $v_{\text{sat}} = 2\pi f_T L_g$ összefüggésből számítható v_{sat} effektív telítési elektronsebességek a GaAs/AlGaAs HEMT-ben mintegy 1,3–1,4-szer nagyobbak, mint a GaAs MESFET-ekben. Specifikusan az $L_g f_T$ szorzat értéke a GaAs MESFET-ekre $\sim 13\text{ GHz}\mu\text{m}$, míg a GaAs/AlGaAs HEMT-re $\sim 18\text{ GHz}\mu\text{m}$ (Mimura és mtsai, 1986; Hikosaka és mtsai, 1988), végül pedig $L_g f_T \approx 26\text{ GHz}\mu\text{m}$ az InAlAs/InGaAs/InP szerkezetű HEMT-ekben (Hikosaka, 1988). Ennek megfelelően a 4.18. ábrán látható adatokból a $v_{\text{sat}} \approx 0,8 \cdot 10^7\text{ cm/s}$, illetve $v_{\text{sat}} \approx 1,1 \cdot 10^7\text{ cm/s}$ értékek nyerhetők a két, GaAs alapú tranzisztortípusra. Az f_T értékeiből a fenti közelítő modell alapján a GaAlAs/GaAs HEMT-ekre kapott v_{sat} érték kisebb, mint ahogy ez a statikus karakteristikákból a hasonló eszközökre adódott $[(1,7\text{--}2,0) \cdot 10^7\text{ cm/s}]$ (Su és mtsai, 1982; Mimura és mtsai, 1986)]. Ennek oka elsősorban az, hogy a parazitaelemek, elsősorban a vezérlőelektródához tartozó szórt kapacitások hatása nem volt figyelembe véve. Egyébként az InAlAs/InGaAs/InP HEMT-ben, melynek vezérlőelektródahossza $L_g = 0,15\text{ }\mu\text{m}$ volt, mérték az eddig bármilyen tranzisztoron észlelhető legmagasabb oszcillációs határfrekvenciát, mely $f_{\text{max}} = 455\text{ GHz}$ volt (Ho és mtsai, 1991).

Digitális, illetve kapcsolóüzemű alkalmazásoknál a működési sebességet a kisterű mozgékonyság és a telítési elektronsebesség együtt határozzák meg (Pearsall, 1984; Abe és mtsai, 1989). A

szokásos „jósági szám” a késleltetési idő, mely a tranzitfrekvencia reciprokéval, azaz a vezérlőelektróda hosszának reciprokéval arányos, illetve az ún. teljesítmény-késleltetési idő szorzat (Hiyamizu és mtsai, 1982; Peasall, 1984; Drummond és mtsai, 1986; Shak és mtsai, 1986; Abe és mtsai, 1989). Helyszűke miatt a részletes analízisre itt nem térünk ki, csupán néhány további közleményre utalunk (Abe és mtsai, 1982; Feuer és mtsai, 1983; Lee és mtsai, 1983; Hendel és mtsai, 1984; Cirillo és mtsai, 1985; Mimura és mtsai, 1986).

Az InGaAs csatornás HEMT-ekben a kétdimenziós elektrongáz előnyös transzporttulajdonságait az elméleti modellezések is jól alátámasztják (Park és mtsai, 1989).

Az AlInAs/InGaAs heteroátmenetes HEMT egy további előnyös tulajdonsága, hogy a heteroátmenet mentén kialakuló nagy sávélendiszkontinuitás következtében a kétdimenziós elektrongázban viszonylag nagyobb az elektronsűrűség (lásd 4.3. táblázat; Peasall, 1984), így nagyobb meredekség, illetve áramsűrűség realizálható mint a GaAlAs/GaAs rendszerben (lásd 4.4. táblázat; Hong és mtsai, 1989; Smith és Swanson, 1989). Az InAlAs/InGaAs/InP alapú HEMT-ekre vonatkozóan lásd még Peng és mtsai (1987), Palmateer és mtsai (1987), valamint Kuang és mtsai (1988) közleményeit is.

Legújabbban az InAlAs/InP heteroátmenet alapján (Aina és mtsai, 1990a; 1990b) is kifejlesztettek HEMT eszközöket. Ebben az eszközben a kétdimenziós elektrongáz csatorna az InP-ban alakul ki, amely azért lehet előnyös, mivel az InP-ban az elektronok csúcs-, illetve telítési sebessége viszonylag nagy, és igen előnyös a letörési térereje is. Az első, InAlAs/InP HEMT-ek tulajdonságai analíziséből az $f_T L_g$ szorzatra mintegy 29 GHz μ m adódott (Aina és mtsai, 1991b), mely összemérhető a legjobb, InGaAs csatornás HEMT-eken mérhető adatokkal. Ennek megfelelően az elektronok sebessége mintegy $1,8 \cdot 10^7$ cm/s, illetve ennél nagyobb.

Végül megemlíjtük, hogy p-csatornás HEMT-ek kifejlesztése is folyik, elsősorban a GaAlAs/GaAs rendszerben (Störmer és mtsai, 1984; Hirano és mtsai, 1987). Az n- és p-csatornás HEMT-ek a Si CMOS eszközökkel analóg III-V típusú félvezetős komplementis logikai áramkörökben kerülhetnek majd alkalmazásra.

A térvezérlésű eszközök, mint pl. a MESFET vagy maga a HEMT is kiszajú eszköz, mivel működési mechanizmusuk csak a

4.3. táblázat. A kétdimenziós elektrongáz jellemzőinek függése a ΔE_c vezetési sávok közötti diszkontinuitástól

Heterorendszer	ΔE_c [meV]	μ_n (300 K) [cm ² /Vs]	n_s (300 K) [cm ⁻²]
Al _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	230	6000	1·10 ¹²
Al _{0,3} Ga _{0,7} As/In _{0,15} Ga _{0,85} As	350	6500	(1,5 – 1,8)·10 ¹²
Al _{0,3} Ga _{0,7} As/In _{0,25} Ga _{0,75} As	450	7000	(2,3 – 2,8)·10 ¹²
Al _{0,48} In _{0,52} As/In _{0,53} Ga _{0,47} As	500	9500	3,5·10 ¹²
Al _{0,48} In _{0,52} As/In _{0,62} Ga _{0,38} As	600	10500	4·10 ¹²

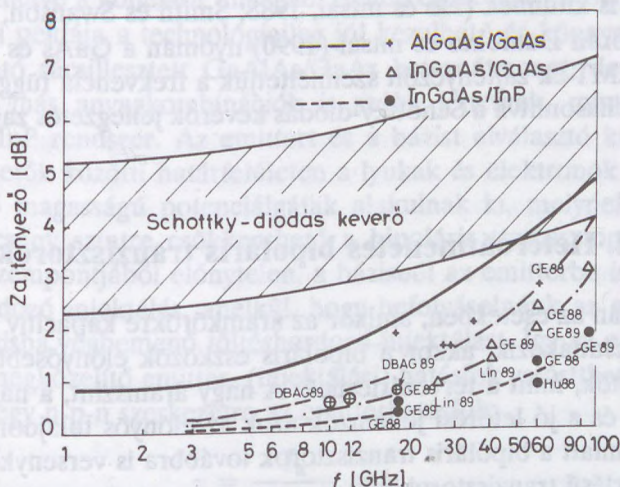
4.4. táblázat. Különböző anyagrendszereken készített FET és HEMT eszközök határadatai

Anyagrendszer	Rácsillesztettség	f_T [GHz]	g_m [mS/mm]
GaAs FET	igen	100	500 – 700
AlGaAs/GaAs HEMT	igen	120	600 – 750
AlGaAs/InGaAs HEMT	nem	150	700 – 900
AlInAs/InGaAs HEMT	igen	170	1000
AlInAs/InGaAs HEMT	nem	210	1160

többségi töltéshordozók tulajdonságain alapul. Azonban egy reális eszközben az intrinsic eszköz mellett elkerülhetetlenül jelen vannak a külső ellenállások, és ezen parazitaelemek a fő forrásai az eszköz zajának. A mikrohullámú frekvenciatartományban a fő zajforrás a töltéshordozók sebességének ingadozása (fluktuációja) az eszköz csatornájában.

A HEMT eszköz zajtényezőjét a GaAs MESFET-ekre félempirikusan levezetett Fukui-féle formulával (Fukui, 1979; Sze, 1981a; Gottwald, 1985) analóg, szintén félempirikus összefüggéssel lehet leírni, mely szerint az optimális zajtényező (Delagebeaudeuf és mtsai, 1985; Jay és mtsai, 1986; Salmer, 1990):

$$F_{\min} = 1 + 2fA\sqrt{\frac{R_s + R_g}{E_k}}, \quad (4.41)$$



4.19. ábra. Különböző anyagrendszereken kialakított HEMT-ek minimális zajtényezői a frekvencia függvényében, Dámbkes és mtsai (1990) nyomán. A vonalkázott terület a Schottky-diódás keverőkkel elérhető zajtényezőket jelöli

ahol

$$A = \sqrt{\frac{I_d}{f_T^2 L_g}}. \quad (4.42)$$

Itt R_s és R_g a forrás- és a vezérlőelektrodák parazitaellenállásai, E_k a $v(E)$ sebesség-térerősség összefüggés kritikus térereje, L_g a vezérlőelektroda hossza, és I_d a nyelőáram, végül $f_T = g_m/2\pi C_{gs}$ a belső (intrinsic) tranzisztor áramerősítési tényezőjének határfrekvenciája. Ha az R_s és R_g ellenállásokat állandónak tekintjük, akkor az A paraméter, mint „jósági szám” meghatározza az F zajtényező függését az I_d áramtól.

HEMT-ekre a (4.41) összefüggés általánosíthatását analitikus formában Cappy (1988) fogalmazta meg, figyelembe véve a nyelő- és a vezérlőelektrodák áramainak korrelált ingadozásait. A vezérlőáram zajforrásait elhanyagolva, az általánosított formula a (4.41) képletre redukálódik (Salmer, 1990).

Az $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InP}$ alapú HEMT-ek igen kiváló zajtulajdonságaikkal is kitűnnek (Ho és mtsai, 1988; Smith és Swanson, 1989). A 4.19. ábrán Dämbkes és mtsai (1990) nyomán a GaAs és az InP alapú HEMT-ek zajtényezőit szemléltetjük a frekvencia függvényében, összehasonlítva a Schottky-diódás keverők jellegzetes zajtényezőivel.

4.4. Heteroátmenetes bipoláris tranzisztorok

Azokban az esetekben, amikor az áramkörökre kapacitív jellegű terhelés csatlakozik, akkor a bipoláris eszközök előnyösebben alkalmazhatók, mint a tervezérlésűek. A nagy áramszint, a nagy meredekség és a jó letörési jellemzők azok az előnyös tulajdonságok, amelyek miatt a bipoláris tranzisztorok továbbra is versenyképesek a tervezérlésű tranzisztorokkal.

A GaAs bázisú eszköztechnológia kifejlesztése és térhódítása előtt a mikrohullámok tartományában főleg bipoláris tranzisztorokat alkalmaztak, melyek természetesen Si-ból készültek. Az utóbbi 15 évben fejlesztették ki a Si bipoláris tranzisztorokénál jobb nagyfrekvenciás tulajdonságokkal rendelkező GaAs tervezérlésű tranzisztorokat (MESFET), majd a heteroátmeneten alapuló HEMT-et, melyek széles körű alkalmazásra leltek a különféle mikrohullámú készülékekben és berendezésekben. Azonban a legutóbbi években a kutatási erőfeszítések eredményeként megjelentek a GaAs és más III-V típusú félvezetőkön alapuló heteroátmenetes bipoláris tranzisztorok (HBT) is, melyek általános tulajdonságai a Si bipoláris tranzisztoréval analógok, de ezeket jóval magasabb frekvenciasávokban is eléri (Kroemer, 1982; Beneking, 1986).

Történetileg a heteroátmenetnek a bipoláris tranzisztorban való alkalmazásának gondolata egyidős magával a tranzisztor alapgondolatával, és már megtalálható Shockley 1948-ban benyújtott és 1951-ben megadott szabadalmában (Shockley, 1951). A heteroátmenetes bipoláris tranzisztor elméletét először Kroemer (1957) fogalmazta meg.

A heteroátmenetes bipoláris tranzisztor (HBT) felépítése hasonló egy konvencionális tranzisztoréhoz, azzal a különbséggel, hogy

emitterként egy szélesebb tiltott sávú félvezetőt alkalmaznak, mint a bázis, illetve a kollektor anyagáé. Ennek egyik legfontosabb megvalósítási példája a technológiailag jól kezelhető és könnyen megvalósítható rácsillesztett GaAlAs/GaAs heteroátmenet, de természetesen más anyagkombinációk is szóba jöhetnek, mint pl. az InGaAs/InP rendszer. Az emittert és a bázist elválasztó különböző félvezetők közötti határfelületen a lyukak és elektronok számára eltérő magasságú potenciálgátak alakulnak ki, melynek révén igen alacsony szintre csökkenthető a bipoláris tranzisztorok működése szempontjából előnytelen, a bázisból az emitterbe irányuló töltéshordozó injektálás, anélkül, hogy befolyásolnánk az emitterből a bázisba végbemenő töltéshordozó-injektálást. Így az egységet igen jól megközelítő emitter- (injektálási) hatásfok valósítható meg. Ugyanis egy n-p-n szerkezetre az emitterhatásfok:

$$\gamma = \frac{I_n}{I_n + I_p} \approx 1, \quad (4.43)$$

akkor, ha

$$\frac{I_n}{I_p} \gg 1. \quad (4.44)$$

Az áramokat a kisebbségi töltéshordozók koncentrációjával kifejezve és felhasználva az ismert

$$pn = n_i^2 \quad (4.45)$$

összefüggést, azt kapjuk, hogy

$$\frac{I_n}{I_p} \sim \frac{n_p}{p_n} = \frac{n_{ip}^2 N_d}{n_{in}^2 N_a}. \quad (4.46)$$

Heteroátmenetben $n_{ip}^2 = n_{in}^2$ és így az I_n/I_p áramarány az adalékolási koncentráció arányától, azaz N_d/N_a -tól függ. Egy p-n típusú heteroátmenetben azonban $n_{ip}^2 \gg n_{in}^2$ (Beneking, 1986), mivel

$$\frac{n_{ip}^2}{n_{in}^2} \sim \exp(\Delta E_g/kT) \gg 1, \quad (4.47)$$

ahol $\Delta E_g = \Delta E_{gn} - \Delta E_{gp}$. Így könnyen elérhető, hogy az emitterhatásfok igen jó közelítésben $\gamma = 1$ legyen, az adalékolási szint-

tek arányától függetlenül. Ez a körülmény egyúttal lehetővé teszi igen nagy közös emitteres áramerősítési tényező (β) realizálását is. Akár $\beta > 10000$ -es áramerősítési tényező is megvalósítható (lásd pl. Kräutle, 1986). Mivel az áramerősítési tényező értékét már a heteroátmenetnél lévő sávébeli diszkontinuitás meghatározza, ezért a bázistartomány ebben a szerkezetben erősen adalékolható anélkül, hogy a β értékét lényegesen lerontanánk. Így a nagy β mellett, azzal egyidejűleg, igen alacsony bázisellenállás, valamint az emitteradalékolás csökkentésével alacsony emitter-bázis kapacitás állítható be. Ennek révén megnövelhető a tranzisztor egységnyi áramerősítéséhez tartozó $f_1 \approx f_T$ határfrekvenciája és az egységnyi teljesítményerősítéshez tartozó $f_{\max}$ maximális oszcillációs határfrekvenciája is.

A heteroátmenetes bipoláris tranzisztor nagyfrekvenciás, illetve nagysebességű teljesítőképességének mérőszámai, a bipoláris tranzisztoréhoz hasonlóan, az egységnyi áramerősítéshez tartozó $f_1 \approx \approx f_T$ határfrekvencia, a maximális oszcillációs határfrekvencia, $f_{\max}$ és a τ_s kapcsolási késleltetési idő (Cooke, 1971; Dumke és mtsai, 1972; Sze, 1981a; Kroemer, 1982; Gottwald, 1985; Beneking, 1986; Hutchby, 1986; Kim és mtsai, 1989).

Az alapvető „jósági szám” az f_T határfrekvencia, mely fordítva arányos a töltéshordozók emitter-kollektor futási idejével és melynek szokásos analitikus kifejezése

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_T} = \frac{1}{2\pi(\tau_{ce} + \tau_b + \tau_c + \tau_{cc})}, \quad (4.48)$$

ahol τ_T a teljes emitter-kollektor válasz- (vagy futási) idő, τ_{ce} az emitter-bázis kapacitás időállandója, τ_b a bázis futási idő, τ_c a kollektor kiürítési tartomány futási ideje, és τ_{cc} a kollektorkapacitás időállandója. A nagyon vékony bázisréteg vastagságok esetétől eltekintve a τ_b bázis futási idő a meghatározó időállandó, ekkor az f_T határfrekvencia:

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_T} \approx \frac{1}{2\pi\tau_b} = \frac{\eta D_n}{2\pi w^2}. \quad (4.49)$$

Az η paraméter értéke homogén bázisadalék-eloszlás esetén 2, beépített gyorsító- (drift-) tér esetén ennél nagyobb (Sze, 1981a).

Igen vékony rétegek esetén már nem a diffúziós mechanizmus által meghatározott

$$\tau_b \approx \frac{w^2}{2D_n} \quad (4.50)$$

futási idő, hanem a v_b sebesség rövid távú átlagértékével meghatározott tényleges átlagsebesség a mértékadó tényező. Ez az átlagsebesség a bázis anyagában mérhető töltéshordozó- (elektron-) csúcssebesség és a telítési sebesség értéke között helyezkedik el. Ekkor a τ_b lineárisan függ a bázis szélességétől:

$$\tau_b \approx \frac{w}{v_b}. \quad (4.51)$$

A (4.51) összefüggés alapján, ha pl. $w = 30$ nm és $v_b = 2 \cdot 10^7$ cm/s, akkor $f_T = 1000$ GHz határfrekvencia válna elérhetővé, ami a parazitakapacitásokat is figyelembe véve 300 GHz körüli határfrekvenciát jelentene egy tényleges eszközben. Ez a becslés azt mutatja, hogy a bipoláris tranzisztor elvileg lehetséges határfrekvenciája nem különbözik lényegesen a tervezérlésű tranzisztorral elérhető határfrekvenciától.

Az $f_{\max}$ maximális oszcillációs frekvencia, az aktív eszköz másik alapvető „jósági száma”, a bipoláris tranzisztorokra érvényes, de erősen közelítő összefüggés szerint (Sze, 1981a; Gottwald, 1985):

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_b C_c}} \approx \frac{1}{5} \sqrt{\frac{f_T}{R_b C_c}}. \quad (4.52)$$

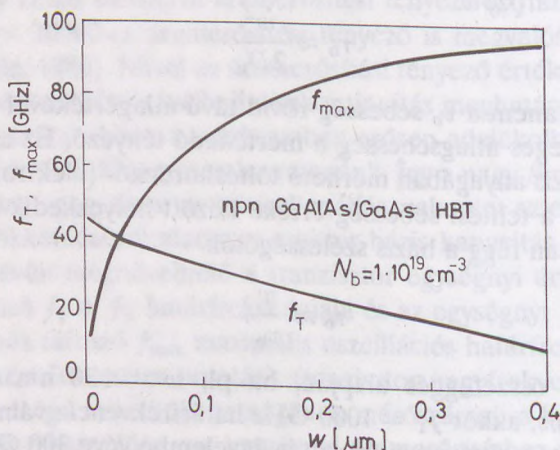
Itt R_b a bázisellenállás, C_c a kollektor-bázis kapacitás, és τ_T a bázisbeli futási idő. Mint a (4.45) összefüggésből látható, a jó nagyfrekvenciás tulajdonsághoz nagy f_T -re, továbbá kis R_b -re és C_c -re, kis futási idő eléréséhez vékony átmenetekre és kis bázisszélességre van szükség.

Az intrinsic kapcsolási idő Dumke és mtsai (1972) analízise szerint (vö. Hutchby, 1986; Kim és mtsai, 1989):

$$\tau_s = \frac{5}{2} R_b C_c + \frac{R_b}{R_L} \tau_b + (3C_c + C_L) R_L, \quad (4.53)$$

ahol R_L és C_L a terhelő áramkör ellenállása és kapacitása.

Sugeta és mtsai (1984) $w = 100$ nm-ig, majd Asbeck és mtsai

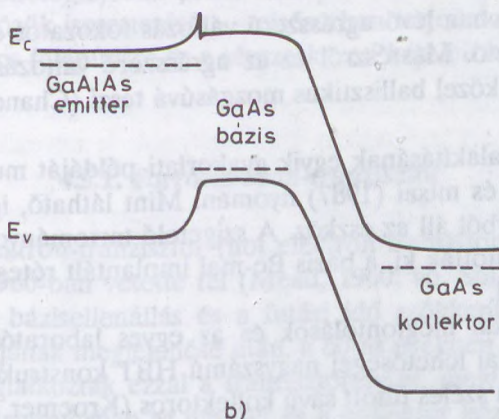
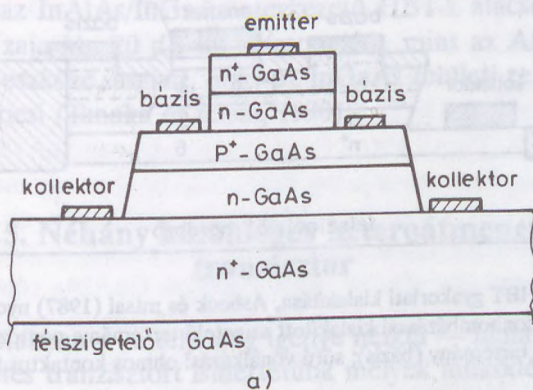


4.20. ábra. A GaAlAs/GaAs HBT elméletileg számított f_T és f_{max} határfrekvenciái a bázisréteg vastagságának (w) függvényében, Sunderland és Dapkus (1987) nyomán

(1982; 1984; 1987) $w = 50$ nm-ig csökkentették a GaAlAs/GaAs alapú heteroátmenetes bipoláris tranzisztorban bázisréteg-vastagságát, melyhez 50 GHz-et is meghaladó f_T , illetve 120 GHz feletti f_{max} határfrekvenciák tartoznak. Bayraktaroglu és mtsai (1988) pedig 0,1 μm bázisréteg-vastagságú n-p-n és p-n-p GaAlAs/GaAs heteroátmenetes bipoláris tranzisztorok mikrohullámú tulajdonságait hasonlították össze. Az f_T és az f_{max} határfrekvenciáknak a bázisréteg vastagságától való elméleti modellezéssel meghatározott függését n-p-n típusú GaAlAs/GaAs heteroátmenetes bipoláris tranzisztorra a 4.20. ábra mutatja be (Sunderland és Dapkus, 1987).

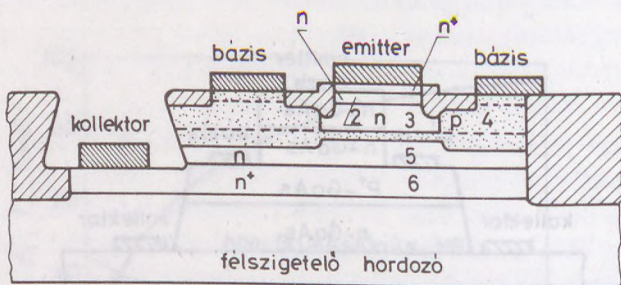
A gyakorlati megvalósíthatóság jelenlegi állását az alábbi adatok szemléltetik. Liechti (1988), $f_T = 75$ GHz, illetve $f_{\text{max}} = 175$ GHz határadatokkal rendelkező GaAlAs/GaAs heteroátmenetes bipoláris tranzisztorról (HBT) számoltak már be (vö. Asbeck és mtsai, 1987).

A 4.21. ábra egy egyszerű HBT metszeti képét és a rákapcsolt feszültség hatására kialakuló sávszerkezeti képet mutatja.



4.21. ábra. Heteroátmenetes bipoláris tranzisztor (HBT) metszeti képe (a) és a rákapcsolt külső feszültség hatására kialakuló sávszerkezete (b)

Az ábrán bemutatott eszközszerkezetben az elektronokat a széles tiltott sávú GaAlAs emitter injektálja a bázisba. Az emitter erősen adalékolt, a szabad-töltéshordozó-koncentráció $n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Az elektronok ezután a keskeny tiltott sávú GaAs bázisba jutnak. A p-típusú bázisban a töltéshordozó-koncentráció $p \approx 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. A kollektor lehet n-GaAs vagy n-GaAlAs, ez utóbbi esetben kettős heteroátmenetes tranzisztorról (DHBT) beszélünk.



4.22. ábra. HBT gyakorlati kialakítása, Asbeck és mtsai (1987) nyomán; ritka vonalkázás: ionbombázással kialakított szigetelő tartomány; pontozás: Be-mal implantált tartomány (bázis); sűrű vonalkázás: ohmos kontaktus fémezése

A vezetési sávban lévő ugrásszerű változás fokozatos adalékolással megszüntethető. Másrészt ez az ugrásszerű változás az injektált elektronokat közel ballisztikus mozgásúvá teszi (Chand és Morkoc, 1985).

A HBT kialakításának egyik gyakorlati példáját mutatja a 4.22. ábra Asbeck és mtsai (1987) nyomán. Mint látható, igen összetett rétegrendszerből áll az eszköz. A szigetelő tartományokat ionbombázással alakították ki, a bázis Be-mal implantált réteg a megfelelő elektródákkal.

Eszközfizikai megfontolások és az egyes laboratóriumok eltérő technológiai lehetőségei nagyszámú HBT konstrukciót eredményeztek. Így a széles tiltott sávú kollektoros (Kroemer, 1982), a kétbázisréteget tartalmazó (Beneking és Su, 1981), InGaAs fedőréteget — mely az emitterellenállás értékét csökkenti — tartalmazó (Nagata és mtsai, 1987; Streit és mtsai, 1991) és a fokozatosan változó — a kollektor felé csökkenő — sáv szélességű anyagot tartalmazó bázisú (Hayes és mtsai, 1983) tranzisztort hoztuk itt fel példának.

A GaAlAs/GaAs heterorendszer mellett InP alapú InP/InGaAs, illetve InP/InGaAs/InAlAs heterorendszereken is kifejlesztettek igen jó paraméterekkel rendelkező heteroátmenetes bipoláris tranzisztorokat (Nottenburg és mtsai, 1986; Malik és mtsai, 1983; Choudhury és mtsai, 1984; Su és mtsai, 1985). Ezek részletes tárgyalására itt

nem térünk ki, csupán annyit említünk, hogy a legújabb vizsgálatok szerint pl. az InAlAs/InGaAs szerkezetű HBT-k alacsony frekvenciás ($1/f$) zaja kb. 20 dB-lel alacsonyabb, mint az AlGaAs/GaAs szerkezetű eszközé, amiatt, hogy az InGaAs felületi rekombinációs sebessége kicsi (Tanaka és mtsai, 1990).

4.5. Néhány különleges heteroátmenetes tranzisztor

Az alábbiakban — a teljesség igénye nélkül — néhány olyan heteroátmenetes tranzisztort ismertetünk melyek működésében, illetve eszköztechnológiájában döntő szerepük van a heteroátmeneteknek. Az eszközök ismertetését — elsősorban terjedelmi okokból — csak a vázlatos felépítésre és a sávszerkezeti kép leírására korlátozzuk.

4.5.1. Forróelektron-tranzisztor

A forróelektron-tranzisztor (hot electron transistor, HET) elvét Mead még 1960-ban vetette fel (Mead, 1960; vö. Solomon, 1986), elsősorban a bázisellenállás és a futási idő csökkentése céljából. Mead munkájának megjelenése után, a 60-as években az irodalomban sokat foglalkoztak ezzel a tranzisztorelvel, mely szerint pl. a fémbázisú tranzisztorban az emitter és a kollektor között közvetlenül az emitterből kilépő forró (azaz nagyenergiájú) elektronok révén hozzák létre a csatolást.

Azonban akkor még a gyakorlati megvalósításra irányuló törekvések többé-kevésbé kudarcot vallottak, amiatt, hogy nem állt még rendelkezésre megfelelő epitaxiás réteg- és eszköztechnológia. A 80-as évek elejére azonban nagy fejlődés következett be a többretegű epitaxiás rétegek növesztési technológiája terén, elsősorban a molekulásugaras epitaxiás technika megjelenésével, illetve elterjedésével, mely magával vonta többek között a különféle — gyűjtőnéven forróelektron-tranzisztornak nevezett — tranzisztorok iránti érdeklődés ugrásszerű megnövekedését. Az ezen a területen folyó

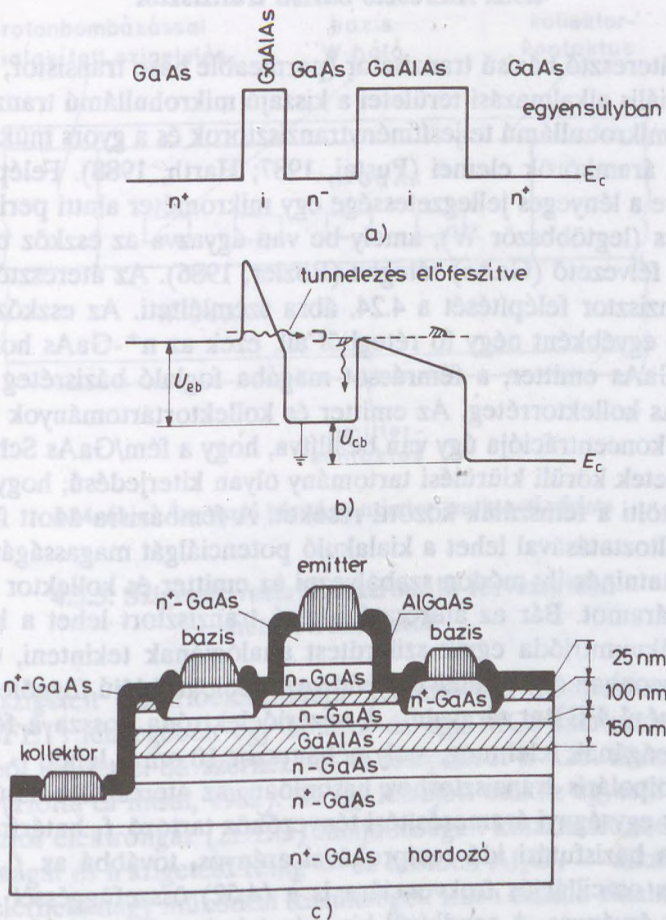
kutató-fejlesztő munka újbóli feléledésében alapvető szerepe volt Heiblum (1981) munkájának, amely a forróelektronok injektálásán alapuló különféle eszközszerkezetek működésének részletes analízisét adta. A gyakorlati megvalósítás első példáira vonatkozóan lásd Heiblum és mtsai (1985a; 1985b) munkáit.

Egy GaAlAs/GaAs alapú forróelektron-tranzisztor sávszerkezeti képét a 4.23.a. ábra mutatja be, míg a 4.23.b. ábra egy megvalósított eszközszerkezetet szemléltet. Ebben az eszközben az emitter, a bázis és a kollektor GaAs, az emittert és a bázist, illetve a bázist és a kollektort egy-egy vékony, adalékolatlan GaAlAs réteg választja el egymástól. Az emitter és a bázis között helyet foglaló GaAlAs réteg igen vékony, 10–20 nm-es, míg a másik GaAlAs réteg vastagsága ~ 100 nm.

Az eszköz működése azon alapul, hogy valamilyen módszerrel forró, azaz néhány kT -vel a vezetési sávnál nagyobb energiával rendelkező elektronokat injektálnak a bázisba. Ezek az elektronok kváziballisztikus mozgással jutnak át a bázison a kollektorba. Ezért néha az eszközt ballisztikus tranzisztornak is nevezik (Nathan és Heiblum, 1986). Ehhez egyrészt az szükséges, hogy a bázisréteg w vastagsága és az elektronok λ szabad úthossza között fennálljon a $w < \lambda$ viszony, ennek következtében az áthaladási sebességük igen nagy, és ez természetszerűleg magas határfrekvenciákhoz vezet. Másrészt a kollektor és az emitter közötti feszültség kisebb kell hogy legyen, mint pl. GaAs-ben a Γ - és az L-energiavölgyek közötti távolságnak megfelelő feszültség ($\sim 0,36$ V). Az injektált elektronok sebessége ekkor a jól ismert klasszikus összefüggésből számolható:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m^*}}. \quad (4.54)$$

GaAs-ben $U = 0,3$ V esetén $v \approx 10^8$ cm/s áthaladási sebesség adódik. Célszerűen az elektronokat egy néhány tized eV magasságú potenciálgát felett kell beinjektálni, ekkor az elektronok rögtön a megfelelő nagy sebességet veszik fel a bázisrétegben. A ballisztikus injektáláshoz szükséges potenciálgátat planáris adalékolással (Hayes és mtsai, 1984), illetve heteroátmenetes alagúthatású gáttal (Heiblum és mtsai, 1985a; 1985b) lehet megvalósítani.

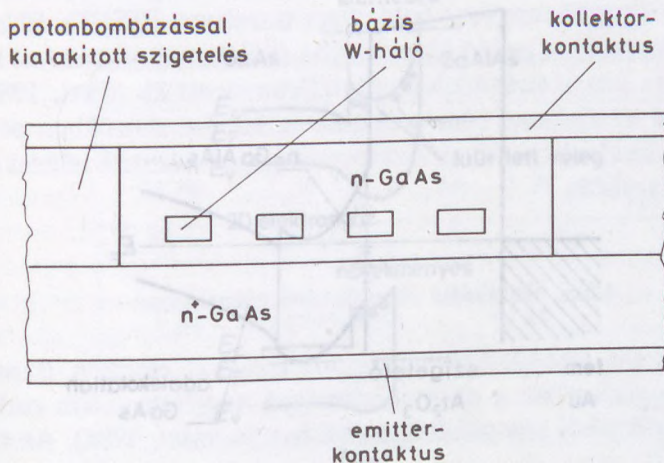


4.23. ábra. Forróelektron-tranzisztor sávszerkezeti képe egyensúlyban (a) és a rákapcsolt feszültség hatására kialakult állapotban (b), Heiblum (1981), valamint Chand és Morkoc (1985) nyomán, továbbá egy kettős heteroátmenetes forróelektron-tranzisztor felépítése (c), Muto és mtsai (1985) nyomán

4.5.2. Áteresztő bázisú tranzisztor

Az áteresztő bázisú tranzisztor (permeable base transistor, PBT) potenciális alkalmazási területei a kiszajú mikrohullámú tranzisztorok, a mikrohullámú teljesítménytranzisztorok és a gyors működésű logikai áramkörök elemei (Pustai, 1987; Harth, 1988). Felépítését tekintve a lényeges jellegzetessége egy mikrométer alatti periódusú fémrács (legtöbbször W), amely be van ágyazva az eszköz bázisát alkotó félvezető (GaAs) rétegbe (Bozler, 1986). Az áteresztő bázisú tranzisztor felépítését a 4.24. ábra szemlélteti. Az eszköz szerkezete egyébként négy fő rétegből áll, ezek az n^+ -GaAs hordozó, az n-GaAs emitter, a fémrácsot magába foglaló bázisréteg és az n-GaAs kollektorréteg. Az emitter és kollektortartományok adalékolási koncentrációja úgy van beállítva, hogy a fém/GaAs Schottky-átmenetek körüli kiürülési tartomány olyan kiterjedésű, hogy teljesen kitölti a fémcsalák közötti réseket. A fémbázisra adott feszültség változtatásával lehet a kialakuló potenciálgát magasságát megváltoztatni, és ily módon szabályozni az emitter és kollektor között folyó áramot. Bár az áteresztő bázisú tranzisztor lehet a klasszikus vákuumtrióda egyik szilárdtest analógjának tekinteni, célszerűbb azonban egy rendkívül rövid vezérlőelektródájú függőleges elrendezésű FET-et tárgyalni. A vezérlőelektróda hossza a fémrács vastagságának felel meg, mely néhányszor 10 nm is lehet.

A bipoláris tranzisztorhoz hasonlóan, az áteresztő bázisú tranzisztor egységnyi áramerősítési tényezőhöz tartozó f_1 határfrekvenciája a bázisfutási idő reciprokával arányos, továbbá az $f_{\max}$ maximális oszcillációs frekvenciára is a (4.52) összefüggéssel analóg képlet érvényes. A rendkívül kis méretek és a fémrács kis bázisellenállása következtében extrém nagy határfrekvenciák jósolhatók meg, úm. 400 GHz (Trew és Steer, 1987) vagy akár 1000 GHz is (Bozler és Alley, 1980). A realizált értékek $f_T = 35\text{--}50$ GHz illetve $f_{\max} = 150\text{--}220$ GHz, (Bozler, 1986; Harth, 1988). 40,5 GHz-en 11 dB-es erősítésről is beszámoltak már (Pustai, 1987). Az elérhető teljesítmény-késleltetési idő szorzat értéke pedig 1 fJ-ra tehető (Chand és Morkoc, 1985).



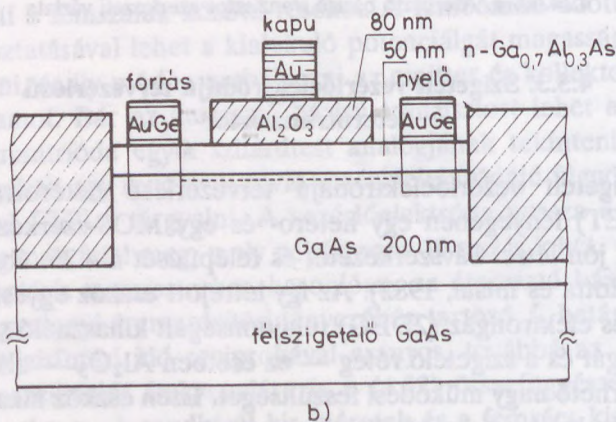
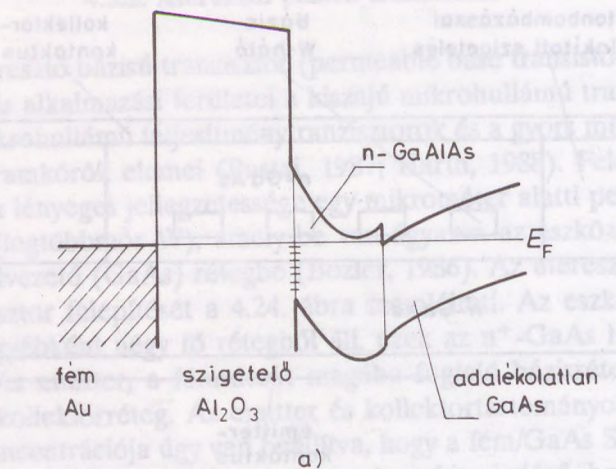
4.24. ábra. Áteresztő bázisú tranzisztor szerkezeti vázlata

4.5.3. Szigetelt vezérlőelektródájú térvezérlésű heterotranzisztor

A szigetelt vezérlőelektródájú térvezérlésű heterotranzisztor (MISSFET) lényegében egy hetero- és egy MOS-szerkezet egyesítéséből jön létre. Sávszerkezetét és felépítését a 4.25. ábra szemlélteti (Hotta és mtsai, 1982). Az így létrejött eszköz egyesíti a két-dimenziós elektrongáz (2DEG) tulajdonságait kihasználó szerkezet gyorsaságát és a szigetelő réteg — ez esetben Al_2O_3 — alkalmazásával elérhető nagy működési feszültséget. Ezen eszköz alkalmazása elsősorban logikai áramkörök szempontjából perspektivikus.

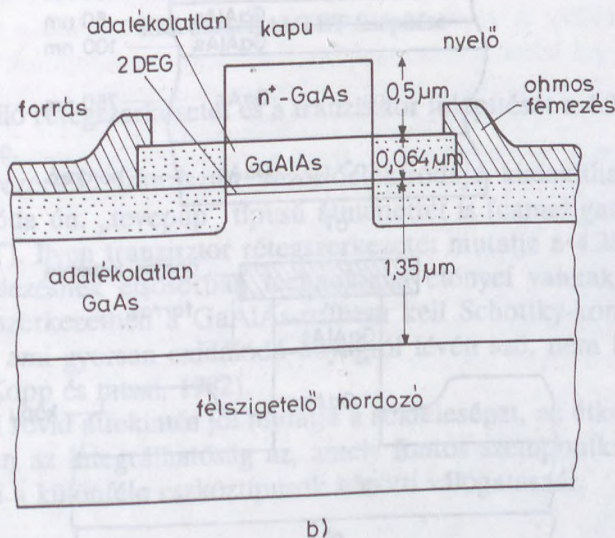
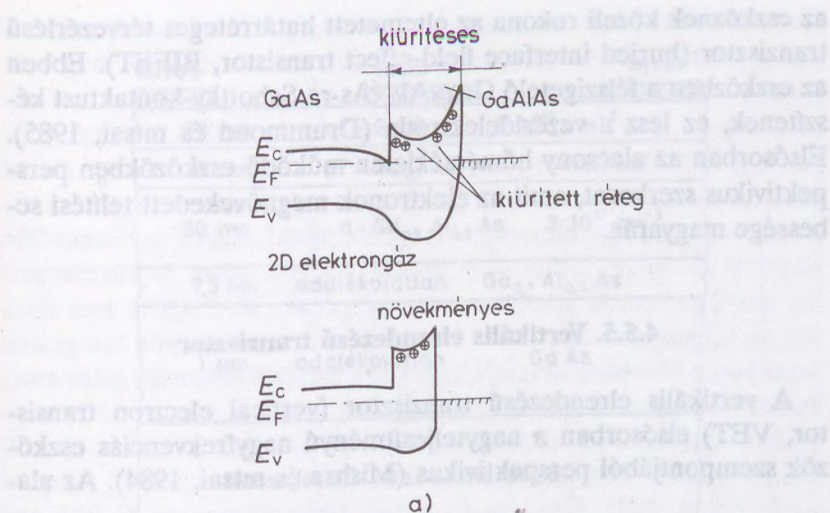
4.5.4. Félvezető-szigetelő-félvezető térvezérlésű tranzisztor

A félvezető-szigetelő-félvezető térvezérlésű tranzisztorban (semiconductor-insulator-semiconductor field effect transistor, SISFET) a szigetelő réteget adalékolatlan GaAlAs-ból alakítják ki. Szigetelő réteggént használható AlAs is, így MAGFET típusú tranzisztort



4.25. ábra. Szigetelt vezérlőelektrodájú térvezérlésű heterotranzisztor sávszerkezeti (a) és felépítési vázlata (b)

(metal-MAGFET) kapunk (Eastman, 1984). Ebből a szerkezetből egyaránt készíthető növekményes és kiürítéses típusú eszköz, ami elsősorban az integrált áramkörök felépítése szempontjából perspektivikus. A kétféle eszköz sávszerkezetét és egy jellegzetes eszköz metszetét a 4.26. ábra mutatja be (Ogura és mtsai, 1985). Ennek

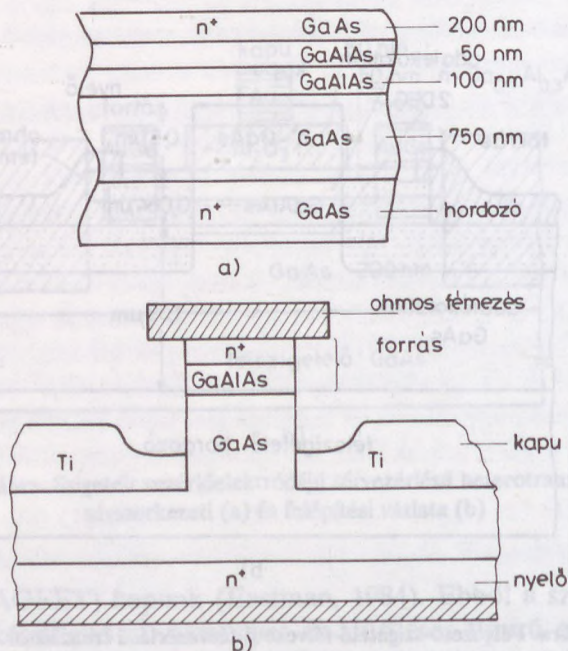


4.26. ábra. Félvezető-szigetelő-félvezető tervezérlésű tranzisztor (SISFET) sávszerkezete (a) és metszeti rajza (b), Ogura és mtsai (1984) nyomán

az eszköznek közeli rokona az eltemetett határréteges térvezérlésű tranzisztor (buried interface field-effect transistor, BIFET). Ebben az eszközben a félszigetelő $\text{Ga}_{0,5}\text{Al}_{0,5}\text{As}$ -re Schottky-kontaktust készítenek, ez lesz a vezérlőelektróda (Drummond és mtsai, 1985). Elsősorban az alacsony hőmérsékleten működő eszközökben perspektivikus szerkezet, amit az elektronok megnövekedett telítési sebessége magyaráz.

4.5.5. Vertikális elrendezésű tranzisztor

A vertikális elrendezésű tranzisztor (vertical electron transistor, VET) elsősorban a nagyteljesítményű nagyfrekvenciás eszközök szempontjából perspektivikus (Mishra és mtsai, 1984). Az ala-



4.27. ábra. Függőleges elrendezésű tranzisztor kiinduló rétegszerkezete (a) és szerkezete (b), Mishra és mtsai (1984) nyomán

forrás	kápu	nyelő
20 nm	$n^+ - \text{GaAs}$	$8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
10 nm	$p^+ - \text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$	$4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
30 nm	$n - \text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$	$3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
7,5 nm	adalékolatlan	$\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$
1 μm	adalékolatlan	GaAs
féliszigetelő GaAs hordozó		

4.28. ábra. CAMFET felépítése

pul szolgáló rétegszerkezetet és a tranzisztor felépítését a 4.27. ábra mutatja be.

A tervezérlésű tranzisztor vezérlőelektródája kialakítható egy $n^+ - p^+$ dióda ún. „tevepúp” típusú átmenettel is (camel gate FET, CAMFET). Ilyen tranzisztor rétegszerkezetét mutatja a 4.28. ábra. Az elrendezésnek elsősorban technológiai előnyei vannak, mivel ebben a szerkezetben a GaAlAs-re nem kell Schottky-kontaktust készíteni, ami gyorsan oxidálódó anyagról lévén szó, nem könnyű feladat (Kopp és mtsai, 1982).

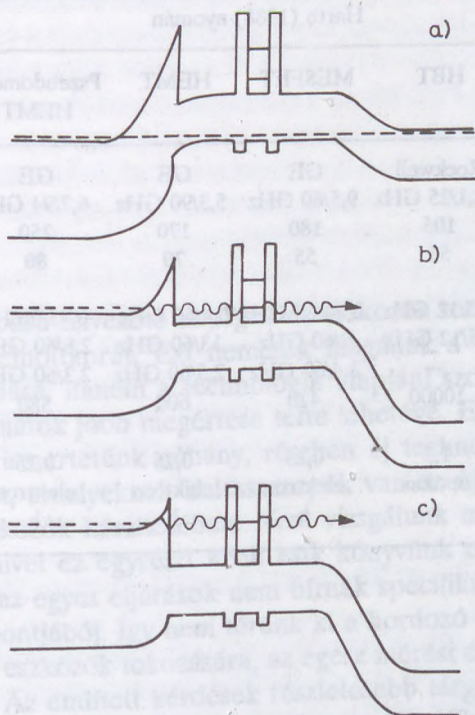
A fenti rövid áttekintés jól mutatja a sokféleséget, az útkeresést. Elsősorban az integrálhatóság az, amely fontos szempontként fog szerepelni a különféle eszköztípusok közötti válogatásnál.

4.5.6. Rezonáns alagúthatású tranzisztor

Bár a rezonáns alagúthatású diódák minden bizonnyal alkalmazást nyernek az igen magas frekvenciájú oszcillátorokban, a logikai

áramkörökhöz olyan eszközökre van szükség, ahol a be- és a kimenet egymástól való szétválasztása biztosítható, és amelyek még erősítéssel is rendelkeznek, hogy a terhelések stb. hatása kiküszöbölhető legyen. Ezeket a követelményeket, mint ismert, legkönnyebben egy hárompólusú eszközzel, azaz egy tranzisztorral vagy ahhoz hasonló eszközzel lehet kielégíteni. A megjelenését tekintve az első (de még korai) kvantumjelenségen alapuló eszköz, az Esaki-féle alagútdióda gyors letűnése a színről részben azért is következett be, mivel az eszköz alapjában véve kétpólusú volt. Azóta sem sikerült az alagútjelenséget mint fizikai elvet a tranzisztorba integrálni. Azonban a rezonáns alagútjelenséget létrehozó potenciálgátas szerkezetet könnyen be lehet építeni egy tranzisztorhoz hasonló hárompólusú eszközbe, pl. annak bázisába. Így jutunk a rezonáns alagúthatású tranzisztorhoz (resonant tunneling transistor, RTT) (Capasso és Kiehl, 1985; Capasso és mtsai, 1986; Shibatomi és Yokoyama, 1987; Luo és mtsai, 1988; Bate, 1988; Luryi, 1989; Capasso és mtsai, 1989). A rezonáns alagúthatású tranzisztorban a vezérlőfeszültséggel lehet a potenciálgödörben a kötött állapotok energiája és a beeső elektronok energiája közötti energetikai különbséget vezérelni (vö. 4.29. ábra). Így elérhető, hogy az RTT-n a rezonáns alagúthatás révén áthaladó áram a vezérlőfeszültség bizonyos értékeinél, melyek az egyes potenciálgödörbeli állapotok energiájának felelnek meg, maximumot mutasson. Ebben a bipoláris eszközben, közös emitteres kapcsolásban, a kollektoráram lecsökken, ha a bázisáram meghalad egy küszöbértéket (ekkor megszűnik a kettős potenciálgáton átfolyó rezonáns alagútáram), tehát a kimeneti karakterisztikán negatív meredekségű szakasz található. A negatív kimeneti karakterisztika tartományában természetesen rezgések is kelthetők, melyek frekvenciája a 10 GHz-et is meghaladja (Capasso és mtsai, 1986a). Lunardi és mtsai (1989) AlInAs/InGaAs/InP rétegszerkezetű RTT előállítási technológiáját és paramétereit írták le. Az RTT f_T határfrekvenciája közös emitteres kapcsolásban 24 GHz.

Ezt a fejezetet a különböző heteroszerkezetes tranzisztorok jellemzőinek összehasonlításával zárjuk (vö. 4.5. táblázat; Harth, 1988). A táblázatból jól látható, hogy a különböző térvezérlésű eszközök elsősorban a kis teljesítményt igénylő, kis zajú alkalmazásokra fe-



4.29. ábra. A rezonáns alagúthatású tranzisztor sávdigramja különböző előfeszítéseknél: a) előfeszítés nélkül, b) rezonáns alagúthatás az első kötött állapotban, c) rezonáns alagúthatás a második kötött állapotban

lelnek meg a milliméteres hullámok sávjában. A vertikális szerkezetű tranzisztorok, mint a heteroátmenetes bipoláris tranzisztor és az áteresztő bázisú tranzisztor a nagyobb teljesítményeket igénylő területeken nyerhetnek alkalmazást. Ezen szerkezetek epitaxiás technikával kialakított bázisa alacsonyabb $1/f$ zajt kell, hogy eredményezzen, mint amilyen a horizontális FET szerkezetekkel elérhető. A 4.5. táblázatban szereplő tranzisztortípusok mind alkalmasak a monolitikus integrálásra mikrohullámú áramkörökben. A HET vagy az RTT jövőjéről azonban itt még korai lenne beszélni.

4.5. táblázat. Heteroátmenetes tranzisztorok összehasonlítása,
Harth (1988) nyomán

Tranzisztor	HBT	MESFET	HEMT	Pseudomorf HEMT	PBT
Gyártó	Rockwell	GE	GE	GE	MIT
Erősítés [dB]	12,1/25 GHz	9,5/60 GHz	5,3/90 GHz	6,7/94 GHz	15/40 GHz
$f_{\max}$ [GHz]	105	180	170	250	223
f_T [Hz]	55	55	70	80	50
Teljesítmény [W/mm]	2,5/12 GHz	0,24/60 GHz	0,4/60 GHz	0,43/60 Hz	—
Hatásfok [%]	35/12 GHz	9/60 GHz	13/60 GHz	2,8/60 GHz	—
Zajtényező [dB]	—	3,4/60 GHz	2,5/60 GHz	2,3/60 GHz	2,8/18 GHz
g_m [mS/mm]	10000	420	600	580	120
Vonalszélesség [mm]	1,3	0,25	0,25	0,25	0,16
Litográfia	optikai	elektron	elektron	elektron	röntgen
Szerkezet	v	h	h	h	v

h — horizontális

v — vertikális

5. NÉHÁNY TECHNOLÓGIAI MŰVELET

A III-V típusú félvezető anyagok és eszközök technológiája mára elérte a felnőttkorát. Ezt nemcsak magának a technológiának az előrehaladása, hanem a technológia alapjául szolgáló fizikai és kémiai folyamatok jobb megértése tette lehetővé. Ebben a fejezetben röviden ismertetünk néhány, részben új technológiai műveletet és eljárást, amelyeknek kulcsszerepük van az új mikrohullámú félvezető eszközök készítésében. Nem vizsgálunk meg valamennyi műveletet, mivel ez egyrészt kívül esik könyvünk célján, másrészt sok esetben az egyes eljárások nem bírnak specifikus jelleggel tárgyunk szempontjából. Így nem térünk ki a hordozó egykristály előállítására, az eszközök tokozására, az egész mérési és minősítési folyamatsorra. Az említett kérdések részletesebb tárgyalása, elsősorban a GaAs technológia vonatkozásában megtalálható többek között Mojzes és Kovács összefoglaló dolgozatában (1987), Mojzes és mtsai (1990) közleményében, illetve DiLorenzo és Khandelwal (1982), Williams (1984) és Mojzes (1988) könyveiben. Az eddigiek szellemében itt is igyekszünk egy-egy területen az új eredményeket bemutatni. Ezek igen jól szemléltetik azt a folyamatot, amely a technológiai berendezések és eljárások fejlődésében az utóbbi években végbement. A technológiai berendezés fogalma kiszélesedett, mert bonyolult, magasfokú automatizáltsággal rendelkező készülékekről van ma már szó, melyek skálája a kémiai technológiai eszközöktől a plazmafizikai készülékeken át a magfizikai kutatások eszköztárában megszokott berendezésekig terjed. Ezek a készülékek többretegű, általában epitaxiális eljárással készített rétegszerek előállítására, illetve azok tulajdonságainak módosítására szolgálnak. Az eszköz végső szerkezetének kialakítását, vagyis

az eszköztechnológiát, lehetőség szerint ugyanabban a készülékben igyekeznek befejezni, ahol a szeletet növesztették, mivel így lehet a legkönnyebben létrehozni jó minőségű átmeneteket és kontaktusokat. Ez a technológiai szemléletmód a módszerek szelekciójához vezetett. Előtérbe kerültek az ionsugaras technikák, ugyanakkor szinte teljesen kiszorultak a nedveskémiái módszerek.

Az ionsugaras technikák alkalmazása azt is jelenti, hogy lényegében az eszköztechnológiai folyamat teljes egészében átkerült a vákuumba. Ez olyan következménnyel is járt, hogy a technológiai módszerek integrálása mellett lehetővé válik az egyes lépéseket ellenőrző analitikai eljárásoknak ugyanabban a rendszerben történő egyesítése is. Az ellenőrzés in situ megvalósítása azért is fontos, mert a mikrohullámú és optoelektronikai félvezető eszközökben a működési frekvencia növekedésével csökkentek a méretek, azaz mind kisebb térfogatban kell mind jobban ellenőrzött adalék-eloszlást megvalósítani.

5.1. Epitaxiás rétegnövesztési módszerek

Az epitaxiás rétegnövesztési módszereknek az a lényege, hogy egy megfelelően előkészített felületű hordozókristályra valamilyen más fázisból egykristályos réteget növesztenek, amely kristályszerkezetét tekintve mintegy folytatása a hordozónak. Az epitaxiás növesztés igen elterjedten alkalmazott eljárás mind a szilícium, mind a III-V típusú és más vegyület-félvezető rétegek, valamint diszkrét, illetve monolitikusan integrált félvezető eszközök előállítására.

Az epitaxiás eljárás kiválóan alkalmas a tömbkristályokkal egyenértékű, illetve azokénál jobb minőségű egykristályos rétegek előállítására. Epitaxia esetén egy hordozókristály felületére az általa meghatározott orientációt követve nő fel az új egykristály réteg. Homoepitaxiáról van szó, ha a növekvő réteg anyaga azonos a hordozóéval, ellenkező esetben heteroepitaxiáról beszélünk.

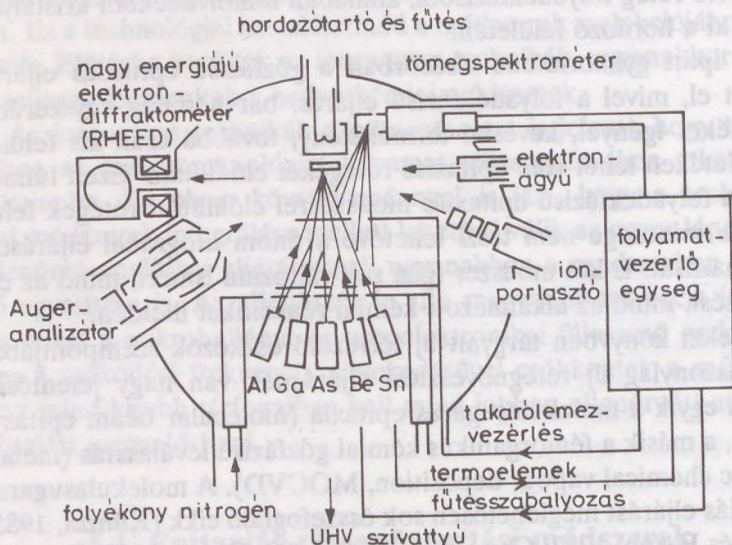
A félvezető rétegek előállításának eddig leggyakrabban alkalmazott két fő epitaxiás módszere a gőzfázisú (VPE) és a folyadékfázisú (LPE) epitaxia. A gőzfázisú epitaxiás módszernél a félvezető réteg növekedése alacsony vagy atmoszferikus nyomáson, valamely vivő-

gáz által transzportált vegyületeknek a hordozó felületén végbeménő kémiai reakciójával történik. A folyadékfázisú epitaxia esetén a félvezető réteg folyadékfázisból, általában fémolvadékból kristályosodik ki a hordozó felületén.

Az ipari gyakorlatban elsősorban a gőzfázisú epitaxiás eljárás terjedt el, mivel a folyadékfázisú eljárás, bár némileg egyszerűbb készüléket igényel, kevésbé termelékeny, továbbá csak kis felületű szeleteken lehet vele epitaxiás rétegeket előállítani. Ezen túlmenően a folyadékfázisú epitaxiás módszerrel előállított rétegek felületének minősége nem teszi lehetővé a finom litográfiai eljárások alkalmazását. E két módszer igen sok változata ismert, mind az elrendezést, mind az alkalmazott kémiai reakciókat illetően.

A jelen könyvben tárgyalt új félvezető eszközök szempontjából két, viszonylag új rétegnövesztési eljárásnak van nagy jelentősége. Az egyik a molekulásugaras epitaxia (molecular beam epitaxy, MBE), a másik a fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás (metal-organic chemical vapour deposition, MOCVD). A molekulásugaras epitaxiás eljárást meglehetősen sok összefoglaló cikk (Künzel, 1985; Joyce és Foxon, 1987; Cho, 1984; 1988; 1989; Orton, 1988; Pessa és mtsai, 1989), valamint több könyv is (Parker, 1985; Herman és Sitter, 1989) részletesen tárgyalja, az MOCVD-vel kapcsolatban pedig itt megint csak néhány összefoglaló dolgozatra (Dupuis, 1981; Dapkus, 1984; Ludowise, 1985; Frijlink és mtsai, 1987; Leys és mtsai, 1987; Orton, 1988; Dapkus és Coleman, 1989), valamint Razeghi (1989) könyvére utalunk.

Terjedelmi okokból az MBE és MOCVD eljárások rövid ismertetése mellett csupán néhány, részben fontos, részben perspektivikus új eredményt, illetve alkalmazást mutatunk be. Ezen belül elsősorban a Si-hordozóra növesztett GaAs heterorendszerre, és ezen anyagkombináció eszközökben való alkalmazására térünk ki, továbbá a szigetelő – III-V típusú félvezető, illetve a III-V típusú félvezető – szigetelő heteroepitaxiás rendszerekre és azok perspektíváira.



5.1. ábra. Molekulasugaras epitaxiás eljárás elvi elrendezési rajza, Gossard (1986) nyomán

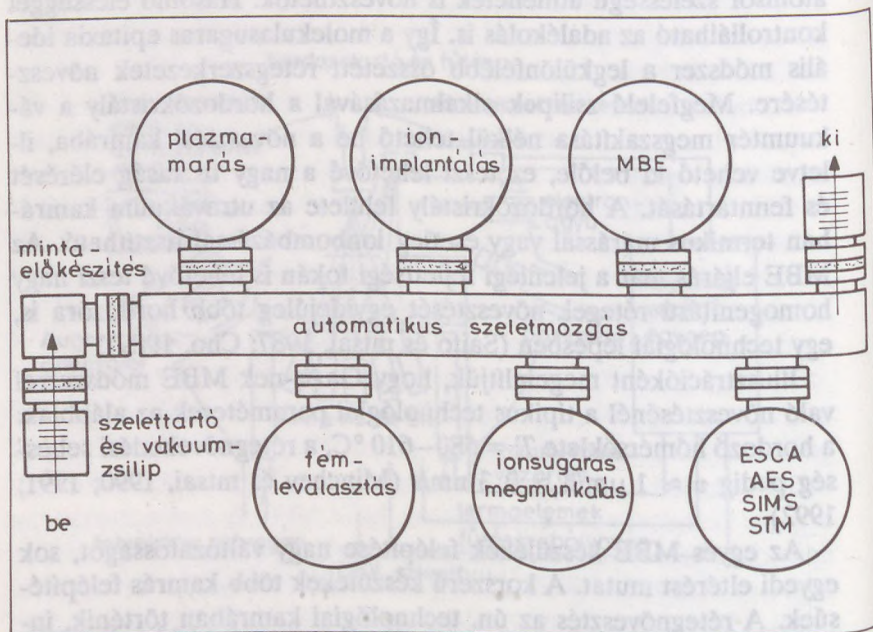
5.1.1. Molekulasugaras epitaxia

A molekulasugaras epitaxiás eljárásnál a rétegnövekedés folyamata a hordozókristály felületén ultravákuum térben megy végbe. Az eljárás elvi elrendezési rajzát az 5.1. ábra szemlélteti. A növesztési kívánt félvezető anyag alkotóinak gőzeit Knudsen-effúziós cellákban állítják elő, és az egyes gőzsugarakat külön-külön a hordozókristály felületére irányítják, ahol megindul a kristályrács felépülése. Az adalékanyagok gőzeit is effúziós cellákban állítják elő. A rétegnövekedés hőmérséklete alacsonyabb, mint a többi epitaxiás módszerrel. A hordozókristály hőmérséklete a rétegnövesztés folyamán $500-700\text{ }^{\circ}\text{C}$, a rétegnövekedési sebesség is viszonylag alacsony, $0,1-1\text{ nm/s}$, azaz közelítőleg egy atomi réteg másodpercenként. Mivel mechanikus zárólemezek nyitásával és zárásával a

molekulasugarak a másodperc törtrésze alatt megszakíthatók, egy atomsor szélességű átmenetek is növeszthetők. Hasonló élességgel kontrollálható az adalékolás is. Így a molekulasugaras epitaxia ideális módszer a legkülönbélebb összetett rétegszerkezetek növesztésére. Megfelelő zsilipek alkalmazásával a hordozókristály a vákuumtér megszakítása nélkül tehető be a növesztési kamrába, illetve vehető ki belőle, ez teszi lehetővé a nagy tisztaság elérését és fenntartását. A hordozókristály felülete az ultravákuum kamrában termikus marással vagy esetleg ionbombázással tisztítható. Az MBE eljárás már a jelenlegi fejlettségi fokán is lehetővé teszi nagy homogenitású rétegek növesztését egyidejűleg több hordozóra is, egy technológiai lépésben (Saito és mtsai, 1987; Cho, 1989).

Illusztrációként megemlíjtük, hogy GaAs-nek MBE módszerrel való növesztésénél a tipikus technológiai paraméterek az alábbiak: a hordozó hőmérséklete $T = 580\text{--}610\text{ }^{\circ}\text{C}$, a rétegnövekedési sebesség pedig $v \approx 1\text{ }\mu\text{m/h} \approx 0,3\text{ nm/s}$ (Minchev és mtsai, 1990; 1991; 1992).

Az egyes MBE készülékek felépítése nagy változatosságot, sok egyedi eltérést mutat. A korszerű készülékek több kamrás felépítésűek. A rétegnövesztés az ún. technológiai kamrában történik, innen ultravákuumban az analitikai kamrába tehető át a minta, és ott a legkülönbélebb felületanalitikai módszerekkel, mint elsősorban a nagyenergiájú reflexiós elektrondiffrakció (reflection high energy electron diffraction, RHEED), valamint a szekunder ion tömegspektrometria (secondary ion mass spectrometry, SIMS) és a Auger-elektronspektroszkópia (Auger electron spectroscopy, AES) (vö. Ploog és Fischer, 1977), vizsgálható a felnövesztett réteg, miközben a növesztőkamrában már további rétegnövesztés folyhat. Ilyen folyamatszervezéssel az eljárás termelékenyebbé tehető. Az MBE módszer hátránya, hogy a szükséges ultravákuumrendszer drága és nehézkesen illeszthető a már meglévő félvezető technológiai sorba. Ezt a kérdést igyekeznek inkább úgy megoldani, hogy az összes többi technológiai eljárást illesztik az MBE-hez, mint e fejezet bevezetőjében erre már utaltunk. Egy ilyen integrált, zárt rendszerű ultravákuum/MBE technológiai rendszer lehetséges elvi elrendezését mutatja be az 5.2. ábra (Cho, 1988; Pessa és mtsai, 1989). A rendszerben egy közös, de szelepekkel kamrákra osztott ultraváku-



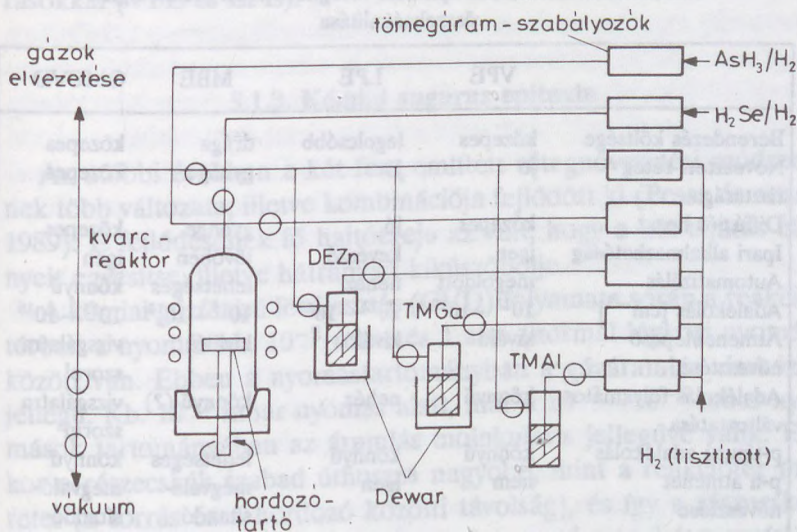
5.2. ábra. In situ MBE és ultravákuum szelet- és eszköztechnológiai rendszer elvi vázlata, Cho (1988), valamint Pessa és mtsai (1989) nyomán

um térben helyezkednek el a molekulásugaras epitaxiás rétegnövesztő, ionsugaras maró és adalékoló, fémgőzölő és felületpasszíváló egységek.

5.1.2. Fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás

A fémorganikus gőzfázisú leválasztás során az epitaxiás réteget az alkotó anyagok szerves vegyületeiből szintetizálják. Az eljárás elvi elrendezési rajzát az 5.3. ábra mutatja be.

A periódusos rendszer III. oszlopának elemeit fémorganikus vegyületek (trietyl/trimetil-gallium vagy -indium vagy -alumínium) formájában, az V. oszlop elemeit pedig a megfelelő hidrid (AsH_3 , azaz



5.3. ábra. MOCVD eljárás elvi elrendezési rajza, Dupuis (1981) nyomán

arzin, AsP_3 , azaz foszfin) formájában juttatják a reakcióterbe, a vívgáz általában hidrogén. A fűtött hordozókristály felületén megindul a kiinduló anyagok termikus bomlása és az egykristályos réteg anyagának szintézise, és magának a rétegnek a felépülése. A reaktor falát hidegen kell tartani, a parazitaleválások elkerülése céljából. A hordozókat rádiófrekvenciás vagy optikai úton fűtött grafit-tartókon helyezik el. Ezen módszer fontos előnye, hogy a forrásreakciók elmaradása miatt a technológiai folyamat megbízhatósága és reprodukálhatósága nagyon jó. Az eljárás alkalmas egy technológiai ciklusban nagy felületű hordozókon epitaxiális rétegek előállítására. A művelet során a hordozó és a keletkező réteg viszonylag alacsony hőmérsékleten van. Az MOCVD eljárás alkalmas továbbá tetszőleges összetételű, III-V típusú bináris vagy terner félvezető, és azok rétegszerkezetei előállítására is. Bár ezzel a technikával nem lehet olyan éles, illetve meredek átmeneteket előállítani, mint az MBE technikával, annál jóval olcsóbb és termelékenyebb.

5.1. táblázat. Különböző epitaxiás rétegnövesztési technológiák összehasonlítása

	VPE	LPE	MBE	OMCVD
Berendezés költsége	közepes	legolcsóbb	drága	közepes
Növesztett réteg tisztasága	jó	jó	gyenge	közepes
Diffúziós hossz	közepes	jó	gyenge	közepes
Ipari alkalmazhatóság	igen	kevésbé	jövőben	igen
Automatizálás	megoldott	nehéz	lehetséges	könnyű
Adalékolás [cm^{-3}]	$10^{12} - 10^{19}$	$10^{12} - 10^{18}$	$10^{15} - 10^{18}$	$10^{15} - 10^{18}$
Átmenet/lépcső növesztése	kiváló	kiváló	kiváló	vizsgálatra szorul
Adalékolás folyamatos változtatása	könnyű	nehéz	könnyű (?)	vizsgálatra szorul
p-típusú adalékolás	könnyű	könnyű	lehetséges	könnyű
p-n átmenet növesztése	nem	igen	megvalósítandó	megvalósítandó
Heteroátmenet növesztése	nem	igen	igen	igen
Termelékenység	gyenge	gyenge	?	jó
Gyors rétegnövekedés	igen	közepes	nem	közepes
Lassú rétegnövekedés	igen	közepes	igen lassú	közepes
Réteg homogenitás	jó	gyenge	jó (elvben)	jó
Felületminőség	jó	jó (felületi diffúzióval)	igen jó	jó
Szubsztrát hőkezelése	rövid	hosszú	rövid	rövid
Növekedés alacsony hőmérsékleten	igen	nem	igen alacsony	?
Technológia balesetveszélyessége	veszélyes	nem	nem	igen veszélyes

Az MOCVD technológia nagy hátránya, hogy a kiindulási anyagok közül a hidridek erősen mérgezőek, a fémorganikus vegyületek pedig rendkívül tűz- és robbanásveszélyesek. A szükséges biztonsági berendezések a teljes berendezés költségeinek jelentős hányadát teszik ki.

A fentebb ismertetett két új epitaxiás eljárás (MBE és MOCVD) jellemzőit, elsősorban a GaAs-re vonatkozóan az 5.1. táblázat fog-

lalja össze és veti egybe a már régebben használatos epitaxiás eljárásokkal (VPE és LPE).

5.1.3. Kémiai sugaras epitaxia

Az utóbbi években a két fent említett rétegnövesztési módszernek több változata, illetve kombinációja fejlődött ki (Pessa és mtsai, 1989). E fejlődésének fő hajtóereje az volt, hogy a két eljárás előnyeit egyesítse, illetve hátrányait kiküszöbölje.

A kémiai gőzfázisú leválasztás (CVD) folyamata során a reakcióterben a nyomás kb. 10^{-2} mbar és 1 atm (normál légköri nyomás) között van. Ebben a nyomástartományban a gázáramlás viszkózus jellegű. Kb. 10^{-2} mbar nyomás alatt, már a 10^{-3} – 10^{-4} mbar nyomások tartományában az áramlás molekuláris jellegűvé válik. Ekkor a részecskék szabad úthossza nagyobb, mint a reakcióter méretei (a forrás és a hordozó közötti távolság), és így a részecskék áramlása sugarassá válik. Ilyen alacsony nyomáson tehát a reakcióterben lejátszódó folyamatok lényegesen megváltoznak, és így a CVD eljárásból az ún. kémiai sugaras epitaxiás eljáráshoz (chemical beam epitaxy, CBE) jutunk. Ugyanakkor, a berendezések oldaláról nézve a CBE módszer az MBE analógja, mivel a rétegnövesztés nagyvákuumban megy végbe, és az MBE technikák teljes felületanalitikai fegyvertára itt is alkalmazható, és alkalmazást is nyer.

A CBE eljárás is előnyösen alkalmazható III-V típusú félvezetők epitaxiás növesztésére. A III-V típusú félvezetők CBE módszerrel való növesztése során a III. oszlopbeli elemet valamely fémorganikus anyag pirolízisével nyerik (Tsang, 1989). Erre az MOCVD módszernél látottakhoz hasonlóan jól alkalmazhatók pl. a trimetilindium (TMI), trimetil-gallium (TMG) stb. Elvben lehetőség van a III. oszlopbeli elemnek szervesetlen vegyületek pirolíziséből való előállítására is, bár inkább az adalékokat juttatják be a reakcióterbe szervesetlen forrásokból. Az V. oszlopbeli elemeket általában a hidridjeik (AsH_3 , PH_3 stb.) elbontásából nyerik, az ehhez szükséges cellahőmérséklet kb. 900°C . Az atomsugarakat a megfelelő hőmérsékletre felfűtött hordozó felületére irányítva megy végbe az epitaxiás réteg növekedése. Az alapvető különbség az MBE eljárás-

hoz képest tehát az, hogy valamennyi kiindulási anyagot gázhalmazállapotban juttatják be a reakciótérbe, míg a CVD eljárásokhoz képest pedig az, hogy az áramlás molekuláris jellegű. Az a körülmény, hogy a reagensek gázhalmazállapotúak, a folyamat vezérlése szempontjából jelentős, mivel így az anyagáramok elektronikus tömegáramszabályozók segítségével precíziósan szabályozhatók.

A CBE eljárásnak elsősorban a foszfort tartalmazó III-V típusú félvezető anyagok epitaxiás növesztésében van jelentősége. Ezek MBE-vel való növesztése nehézségekbe ütközik, mivel a forrásként alkalmazható vörös foszfor több allotróp módosulatot is tartalmaz, melyek gőznyomásai különbözőek. A hevítés hatására az egyes módosulatok egymásba átalakulhatnak, így a forrásbeli gőznyomás és a kilépő anyagáram függ a forrás termikus „előéletétől”. InP és InP-hoz rácsállandóban illesztett InGaAs és InGaAsP MBE módszerrel való növesztésére vonatkozóan lásd Asonen és mtsai (1990) közleményét.

A CBE módszernél, terner vagy kvaterner félvezetők, mint pl. InGaAsP növesztésénél, az AsH_3 -et és a PH_3 -et közös kvarc effúziós cellába vezetve magas hőmérsékleten elbontják, és ebbe az áramba keverik az adalékanyagokat tartalmazó gázokat. Így a homogenitás lényegesen jobb lesz. A növesztett réteg felületének minősége azért is javul, hogy az MBE növesztésnél rendszeresen előforduló ún. ovális hibahelyek, melyek oka valószínűleg a Ga- és In-cseppeknek a növesztett felületre való kerülése, itt nem jelentkeznek. További előnyt jelent az is, hogy a szabályozás jóval gyorsabb lehet, mivel nem egy nagytehetetlenségű hőforrást, hanem gázáramokat kell szabályozni. További előny, hogy az így megépített rendszerben a gőzfázisú eljárásokra általában jellemző „memóriaeffektus” nem lép fel, mivel a réteg felett nem góztér, hanem folyamatos elszívás van.

Az eljárás egy további változata a fémorganikus molekulásugaras epitaxia (metalorganic molecular beam epitaxy, MOMBE), (Tsang, 1987), mely az antimon tartalmú félvezető (GaSb, InGaSb) epitaxiás növesztésére is alkalmazható (Kaneko és mtsai, 1989).

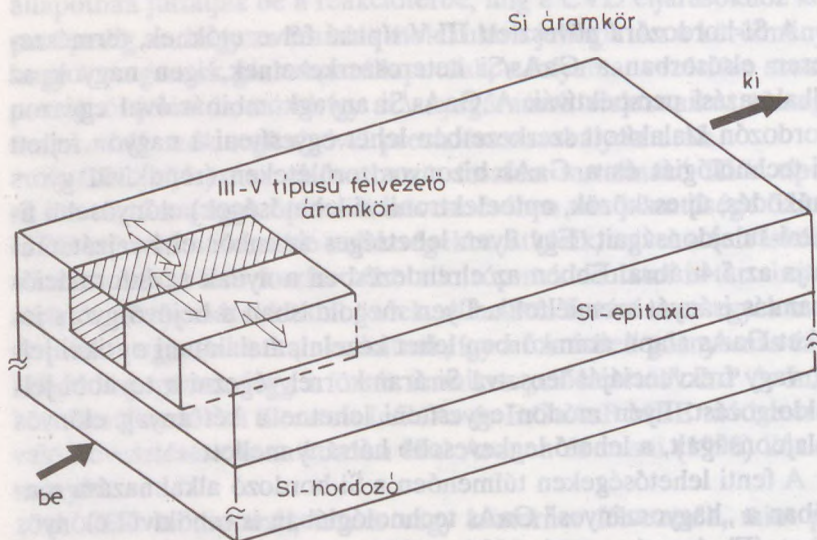
A CBE eljárás jelentős perspektíva előtt áll, bár elterjedését a biztonságtechnikai szempontok lassíthatják.

5.1.4. III-V típusú félvezetők növesztése szilíciumhordozóra

A Si-hordozóra növesztett III-V típusú félvezetőknek, természetesen elsősorban a GaAs/Si heteroszerkezetnek, igen nagyok az alkalmazási perspektívái. A GaAs/Si anyagkombinációval egyazon hordozón kialakított szerkezetben lehet egyesíteni a nagyon fejlett Si-technológiát és a GaAs bizonyos területeken (rendkívül gyors működés, új eszközök, optoelektronikai lehetőségek) előnyösebb fizikai tulajdonságait. Egy ilyen lehetséges áramkör elvi rajzát mutatja az 5.4. ábra. Ebben az elrendezésben a nyilak az információ-áramlás irányát szemléltetik. Ilyen megoldásban a bejövő gyors jeleket GaAs alapú áramkörben lehet kezelni, átalakítani optikai jellé, vagy frekvenciáját leosztva Si áramkörrel végezni a további jelfeldolgozást. Ilyen módon egyesíteni lehetne a két anyag előnyös tulajdonságait, a lehető legkevesebb hátrány mellett.

A fenti lehetőségeken túlmenően a Si-hordozó alkalmazása magában a „hagyományos” GaAs technológiában is rendkívül előnyös lehet (Fischer és mtsai, 1986a; 1986b; 1986c; Morkoc és mtsai, 1988; Salerno és mtsai, 1988; Morkoc, 1989; Fang és mtsai, 1990). Ugyanis jelenleg még csak 75 mm átmérőjű GaAs hordozószeletek állnak a félvezető ipar rendelkezésére, ugyanakkor az MOCVD technológia alkalmazásával már megoldást nyert jó minőségű GaAs epitaxiás rétegek növesztése 150 mm átmérőjű Si-hordozóra is (Salerno és mtsai, 1988; Fan, 1989). A Si hővezető képessége ($\sim 1,5 \text{ W/cmK}$) kb. háromszorosa a GaAs-énak (és ugyancsak nagyobb, mint a többi III-V típusú félvezetőé), ez nagyobb teljesítménysűrűségek elérését teszi lehetővé, mely körülmény lényeges a nagyteljesítményű eszközök szempontjából. Ezeken kívül a Si-hordozó jóval olcsóbb, mint a GaAs, és mechanikai tulajdonságai is jobbak (kevésbé törékeny).

A III-V típusú félvezető/Si heteroepitaxiás szerkezet előállítási technológiájában az alább felsorolt tényezők a technológiai nehézségek okozói: a rácsállandók különbsége (pl. GaAs és Si között $\sim 4,1\%$), a III-V típusú félvezetők szfalerit rácsának poláros jellege (Ga és As atomok rendezetlen elhelyezkedése a két alrácsban), a hőtágulási együtthatók különbsége (GaAs $\sim 6,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, Si $\sim 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), és végül az ellenfázisú rendezetlen (antiphase



5.4. ábra. Si és III-V típusú vegyület-félvezetőn kialakított monolitikus integrált áramkör. A vonalkázott terület mikrohullámú áramkört jelképez. A nyilak az adatforgalom irányát mutatják

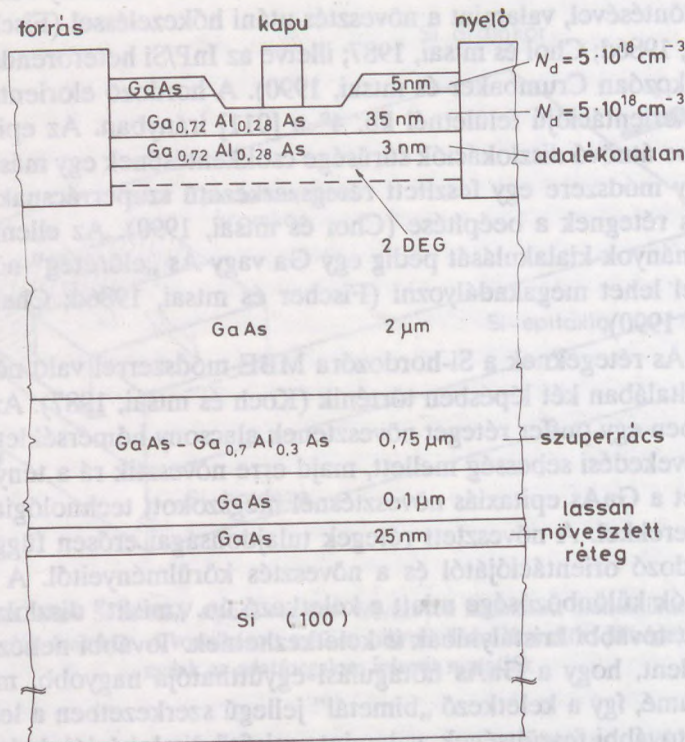
disorder) tartományok kialakulása (Kroemer, 1987). További gondok forrása lehet a Si kidiifúziója a hordozóból a növesztett rétegbe (önadalékolás).

Talán a legnagyobb nehézséget a rácsállandók különbözősége okozta problémák áthidalása jelenti. A rácsállandókat és a sávszélességeket egyébként a 2.9. ábra szemlélteti, és a fontosabb számértékek a 2.1. táblázatban találhatók. Mint láttuk, a legfontosabb elemi félvezető, a Si, és a legfontosabb III-V típusú félvezető, a GaAs rácsállandója között meglehetősen nagy ($\sim 4,1\%$) a különbség. A hordozó és az arra felnövesztett epitaxiás réteg rácsállandói, illetve a hőtágulási együtthatói közötti különbség mechanikai feszültségek és kristályhibák, elsősorban „misfit” diszlokációk kialakulásához vezetnek a határfelület mentén, illetve magában a rétegben. A diszlokációk sűrűsége lényegesen csökkenthető a hordozókristály felü-

letének megfelelő mértékű elorientálásával, azaz a kristálytani síkok megdöntésével, valamint a növesztés utáni hőkezeléssel (Fischer és mtsai, 1986d; Choi és mtsai, 1987; illetve az InP/Si heterorendszerre vonatkozóan Crumbaker és mtsai, 1990). A hordozó elorientációja (100) orientációjú felületnél kb. 4° a [011] irányban. Az epitaxiás rétegbe átnövő diszlokációk sűrűsége csökkentésének egy másik hatékony módszere egy feszített rétegszerkezetű szuperrácsnak mint köztes rétegnek a beépítése (Choi és mtsai, 1990). Az ellenfázisú tartományok kialakulását pedig egy Ga vagy As „előréteg” növesztésével lehet megakadályozni (Fischer és mtsai, 1986d; Chand és mtsai, 1990).

GaAs rétegeknek a Si-hordozóra MBE módszerrel való növesztése általában két lépésben történik (Koch és mtsai, 1987). Az első lépésben egy puffer réteget növesztenek alacsony hőmérsékleten és kis növekedési sebesség mellett, majd erre növesztik rá a tényleges réteget a GaAs epitaxiás növesztésnél megszokott technológiai paraméterekkel. A növesztett rétegek tulajdonságai erősen függenek a hordozó orientációjától és a növesztés körülményeitől. A rácsállandók különbözősége miatt a keletkező ún. „misfit” diszlokációk mellett további kristályhibák is keletkezhetnek. További nehézségeket jelent, hogy a GaAs hőtágulási együtthatója nagyobb, mint a szilíciumé, így a keletkező „bimetál” jellegű szerkezetben a lehűlés során további feszültségek, valamint „misfit” diszlokációk keletkeznek. Ez is jelentős lehet, bár a növesztés hőmérsékletét igyekeznek csökkenteni. Ebből a szempontból az MBE eljárás jobb mint az MOCVD, mivel lehetőséget nyújt alacsonyabb hőmérsékleteken való rétegnövesztésre (Morkoc, 1989).

A GaAs rétegnek a Si-hordozóra MBE módszerrel való növesztése első lépésében a speciálisan előkészített felületre először As réteget visznek fel. Ily módon érhető el, hogy ne induljon meg az ellenfázisú rendezetlenség kialakulása a növesztett rétegben (Fischer és mtsai, 1986a; 1986d). Ezt követi a puffer réteg kialakítása $0,4 \mu\text{m/h}$ növesztési sebesség mellett, 405°C hőmérsékleten. A puffer réteg vastagsága kb. 100 nm. Ezt követi a tényleges réteg növesztése $1,0 \mu\text{m/h}$ sebességgel, 575°C -on. Az így növesztett rétegekben a hibahelyek sűrűsége lényegesen lecsökkent, és megnőtt a rendezettség. A puffer réteg szigetes szerkezetű ugyan, de a rá-



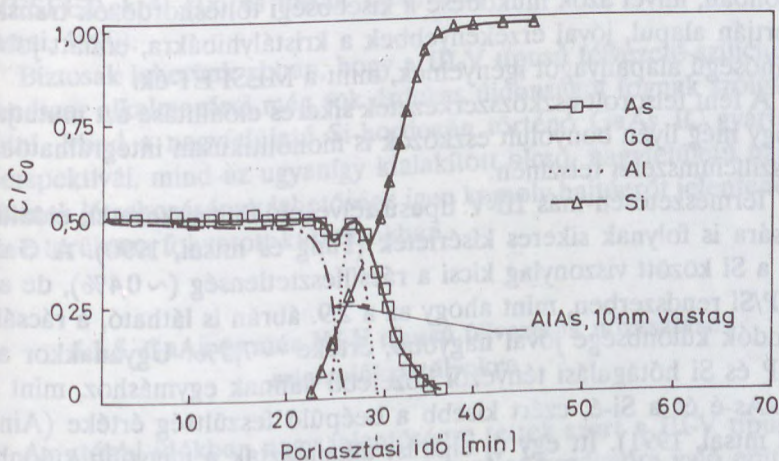
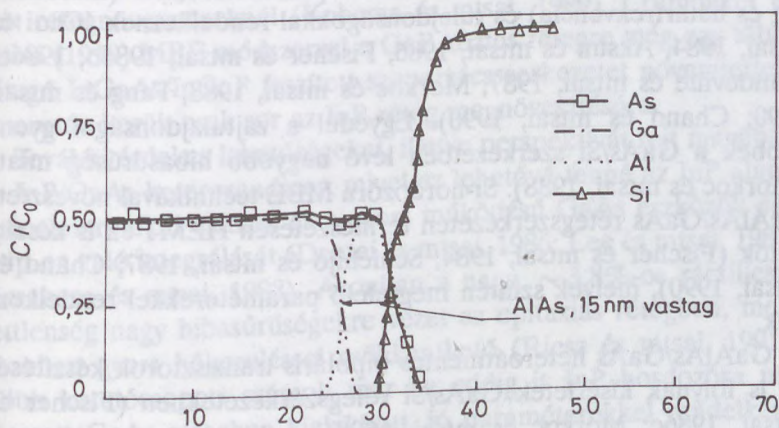
5.5. ábra. Szilíciumhordozóra növesztett GaAs/GaAlAs rétegben kialakított HEMT rétegszerkezete, Fischer és mtsai (1984) nyomán

növesztett epitaxiás réteg már jó minőségű. E jelenség lényegében még feltáratlan, ám az eszközök oldaláról jelentkező igény miatt sok nehézséget kísérleti és tapasztalati úton hidalnak át.

Egy Si-hordozón növesztett összetett rétegszerkezete mutat példát az 5.5. ábra (Fischer és mtsai, 1984). A szerkezetben alkalmazott $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}/\text{GaAs}$ szuperrács megakadályozza a hordozó határfelülete mentén keletkező „misfit” diszlokációk áttérjedését a GaAs rétegbe.

A növesztés másfajta köztes réteg alkalmazásával is megoldható. Gyakran a Si-Ge-GaAs rétegsor kerül növesztésre. Ugyanis a Ge rácsállandója igen közel van a GaAs-éhez, az eltérés csupán

0,13%. A (211) Si felületre való növesztésnél AlAs is alkalmazható köztes réteggént (Christou és mtsai, 1987). Ezen szerkezeten jól látható az önadalékolás, a hordozóból kidiffundáló Si jól kimutatható volt a III-V típusú félvezetőben is. Ezt a hatást különféle vastagságú AlAs köztes réteg alkalmazásával csökkenteni lehet, mint ahogy ezt az 5.6. ábra szemlélteti.



5.6. ábra. Ionporlasztásos Auger-spektroszkópiával meghatározott elemeloszlás a GaAs/GaAlAs/Si rendszerben

A Si-hordozóra növesztett GaAs rétegek kristálytani tökéletessége különböző utólagos hőkezelési eljárásokkal, pl. ún. gyors hőkezeléssel (rapid thermal annealing, RTA) javítható (Varrio és mtsai, 1990).

A Si-hordozón növesztett GaAs-ben kialakított MESFET-ek a technológia jelenlegi állása mellett a „konvencionális”, GaAs-en készült MESFET-ekkel közel azonos paraméterekkel (meredekség és határfrekvencia) és tulajdonságokkal rendelkeznek (Choi és mtsai, 1984, Aksun és mtsai, 1986, Fischer és mtsai, 1986b; 1986c; Mandeville és mtsai, 1987; Morkoc és mtsai, 1988; Fang és mtsai, 1990; Chand és mtsai, 1990). Egyedül a zajtulajdonságai gyengébbek a GaAs/Si szerkezetben lévő nagyobb hibasűrűség miatt (Morkoc és mtsai, 1988). Si-hordozóra MBE technikával növesztett GaAlAs/GaAs rétegszerkezeten természetesen HEMT-ek is készíthetők (Fischer és mtsai, 1984; Schichijo és mtsai, 1987; Chand és mtsai, 1990), melyek szintén megfelelő paraméterekkel rendelkeznek.

GaAlAs/GaAs heteroátmentes bipoláris tranzisztorok készítésére is folynak kísérletek GaAs/Si rétegszerkezetekben (Fischer és mtsai, 1986e; Morkoc és mtsai, 1988). A bipoláris tranzisztorok azonban, mivel azok működése a kisebbségi töltéshordozók transzportján alapul, jóval érzékenyebbek a kristályhibákra, emiatt jobb minőségű alapanyagot igényelnek, mint a MESFET-ek.

A fent felsorolt eszközszerkezetek sikeres előállítását azt mutatja, hogy még ilyen bonyolult eszközök is monolitikusan integrálhatóak a szilíciumszelét felszínén.

Természetesen más III-V típusú félvezető/Si szerkezetek előállítására is folynak sikeres kísérletek (Fang és mtsai, 1990). A GaP és a Si között viszonylag kicsi a rácsillesztetlenség ($\sim 0,4\%$), de az InP/Si rendszerben, mint ahogy az a 2.9. ábrán is látható, a rácsállandók különbsége jóval nagyobb, értéke $\sim 7,5\%$. Ugyanakkor az InP és Si hőtágulási tényezői közelebb vannak egymáshoz, mint a GaAs-é és a Si-é, ezért kisebb a beépülő feszültség értéke (Aina és mtsai, 1991). Itt egy új eljárást alkalmaztak a nagyobb különbség áthidalására (Shimizu és Komiya, 1987). Az epitaxiális növesztés In molekulásugár és P ionsugár segítségével történik. Az ionkezelés következtében az összetétel és a rácsállandó fokozatosan változik,

és így végül feszültségmentes InP réteg alakul ki a Si-hordozó felületén. Többek között Kawanami és Hayashi (1989) és Sugo és mtsai (1990) számoltak be InP-nak Si felületén MBE módszerrel való sikeres növesztéséről. Az InP és a Si rácsállandója közötti nagy különbség megfelelő rácsállandójú puffer rétegek közbeiktatásával is áthidalható. A megvizsgált InAs, GaAs és GaP köztes rétegek közül a GaP bizonyult a legjobbnak az MOCVD technológiával végzett rétegnövesztéseknél (Kohama és mtsai, 1989). Crumbaker és mtsai (1990) MBE módszerrel a GaP köztes rétegre még egy több-rétegű InGaAs/InGaP feszített szuperrácsszerkezetet növesztettek, és ezután került csak sor az InP réteg megnövesztésére.

További érdekes lehetőségeket, illetve perspektívát rejt magában az InP/GaAs heterorendszer, mivel ez lehetővé tenné az InP alapú optoelektronikai elemek és a gyors működésű GaAs eszközök egy chip-en való integrálását (Dentai és mtsai, 1986; Lee és mtsai, 1987; Kasahara és mtsai, 1988). Azonban a nagy, $\sim 3,8\%$ -os rácsillesztetlenség nagy hibasűrűségekre vezet az epitaxiás rétegben, mely azonban gyors hőkezeléssel csökkenthető (Riesz és mtsai, 1991). Több kutatócsoport számolt már be eddig is InP hordozóra növesztett GaAs rétegben kialakított, jó paraméterekkel rendelkező MESFET-ekről (Lo és mtsai, 1988; Ren és mtsai, 1989; Wada és mtsai, 1990).

Biztosak lehetünk abban, hogy a III-V típusú félvezető-szilícium rendszer alkalmazásai még sok érdekes újdonságot fognak szolgáltatni. Mind a nagyfelületű Si-hordozón történő GaAs IC gyártás perspektívái, mind az ugyanígy kialakított olcsó, nagyfelületű nap-elemek létrehozásának lehetősége igen komoly hajtóerőt jelentenek az e területen folytatott kutatásokban.

5.1.5. GaAs és más III-V típusú félvezetők növesztése szigetelőkristályokra

Az utóbbi időkben nagy jelentőségre tettek szert a III-V típusú félvezetőknek szigetelő egykristályokra mint hordozóra való epitaxiás növesztésére irányuló kutatások. Az okok és motívumok természetesen itt is sokrétűek.

A III-V típusú félvezető rétegek növesztésére hordozóul rendelkezésre álló Si egykristályok fajlagos ellenállása sok alkalmazáshoz nem elég nagy. A Si intrinsic fajlagos ellenállása, $2,3 \cdot 10^5$ ohmcm, messze elmarad a félszigetelő GaAs, de akár a félszigetelő InP fajlagos ellenállásától. Ez a körülmény indította el GaAs-nek a heteroepitaxiás Si/zafír ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) rétegszerkezetre mint hordozóra való növesztésére irányuló kísérleteket (Turner és mtsai, 1987; Morkoc és mtsai, 1988). A GaAs-nek különböző szigetelő kristályokra való növesztésére vonatkozóan megemlíjtük Manasevit (1968) úttörő munkáját, mely egyben úttörőnek bizonyult az MOCVD technika bevezetése terén is (vö. Manasevit, 1981). Az eddig előállított GaAs/Si/zafír rétegszerkezetek tulajdonságai azonban még elmaradnak a GaAs/Si szerkezetek tulajdonságaitól. Mivel a GaAs hőtágulási tényezője ($\sim 6,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) sokkal közelebb van zafíréhoz ($\sim 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), mint a szilíciuméhoz ($\sim 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), ez a körülmény perspektivikusan lehetővé teszi, hogy a Si/zafír hordozó alkalmazásával csökkentsek a növesztett rétegekben fellépő mechanikai feszültségeket. Az MOCVD technikával végzett rétegnövesztési kísérletek ezt már igazolták is (Feng és mtsai, 1990). GaAs-nek zafírhordozóra, MOCVD módszerrel való növesztésére vonatkozóan pedig lásd Kordas és mtsai (1990) munkáját.

Egy másik, az utóbbi években intenzív vizsgálatok tárgyát képező szigetelő kristálycsalád a köbös fluoridok csoportja, de a félvezető/fluorid rendszert, több aspektusból is, más helyütt (lásd 5.4.1. pont) tárgyaljuk.

E helyütt röviden érintjük még a félvezető/gránát heteroepitaxiás rendszert.

A gránátok mind hordozóként, mind epitaxiás réteggként használható anyagok. Sokan közülük kiváló ferromágneses tulajdonságokkal is rendelkeznek. Ezen anyagok egynémelyikének igen nagy a fajlagos ellenállása (10^{16} ohmcm-t is elérheti), így ideális szigetelő hordozók lehetnek.

A gránátok kémiai összetétele általánosan a $\text{R}_3\text{A}_2\text{B}_3\text{O}_{12}$ formulával adható meg, ahol R egy ritkaföldfém, A és B pedig Ga és Al lehet. A $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) kristályszerkezete köbös, rácsállandója 1,2383 nm. Elektromosan jó szigetelő. Jól növeszthető rá

a $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) mágneses gránát (ferrit), melynek rácsállandója igen közel áll a GGG-éhez.

A nagy átmérőjű gránátkristályok előállítási technológiája ma már megoldott. Lényeges tulajdonságuk, hogy rácsállandójuk az összetétel függvényében 1,19 nm és 1,30 nm közé esik. E nagy rácsállandó miatt a diszlokációképződéshez nagy energia szükséges, így a helyesen növesztett gránátok ideális, diszlokációmentes anyagok. A $\text{Gd}_3[\text{Ga}_{2-x}\text{Gd}_x](\text{Ga}_3)\text{O}_{12}$ anyagban pl. mindhárom rácshelyre különféle elemek helyettesíthetők be, amivel a rácsállandó értéke változtatható. GaAs, az InP és a többi III-V félvezető, valamint a gránátok rácsállandója közötti igen nagy különbség azonban kizárja, hogy közvetlen rácsillesztett növesztést lehessen megvalósítani. Pl. a gadolinium-gallium gránát (GGG) és a GaAs, illetve az InP között az illesztetlenség 52,7%, illetve 52,6%. Ezért a hordozó és a növesztendő réteg orientációját úgy célszerű megválasztani, hogy a síkban történő elforgatás után a két anyag rácsállandóinak egész számú többszörösei egyenlők legyenek (Haisma és mtsai, 1987), mint pl. GaAs esetében:

$$3a_{\text{GaAs}} = \sqrt{2a_{\text{gránát}}},$$

ami $a = 1,199$ nm-nél teljesül. Így (100) orientációjú GaAs növesztethető a gránátok felületére (Haisma és mtsai, 1987).

Az első ilyen irányú sikeres kísérleteket Czochralski-módszerrel növesztett $(\text{Yb}_{2,5}\text{Er}_{0,5})[\text{Al}_2](\text{Al}_3)\text{O}_{12}$ egykristályon végezték, melyre a GaAs-et MOCVD eljárással növesztették fel. GGG-re MBE módszerrel is sikerült GaAs epitaxiás réteget felnövesztetni (Calawa és Manfra, 1990), míg InP rétegeknek MOCVD módszerrel való felnövesztésére vonatkozóan Razeghi és mtsai (1986) dolgozatára utalunk.

A III-V típusú félvezetők és a gránátok sikeres epitaxiás egymásrannövesztése lehetővé teszi olyan heteroszerkezetek kifejlesztését, melyek alapul szolgálhatnak a mágneses és a félvezető mikrohullámú áramkörök integrálásához.

5.2. Korszerű rétegadalékolási módszerek

A félvezető eszközökben a pontosan ellenőrzött adalékolás döntő jelentőségű az eszköz gyártása során. Az adalékolás akkor tekinthető tökéletesnek, ha a megkívánt elektromos vagy optikai funkció megvalósításához szükséges idegen (adalék) atomokat a félvezető alapanyag megfelelő rácspontjaiba juttatjuk úgy, hogy eközben az egyéb kristályhibák keletkezését a lehető legkisebbre korlátozzuk.

A különféle eszközök működéséhez szükséges adalékolt tartományok létrehozásához GaAs-ben és a legtöbb III-V típusú félvezetőben a szilíciumtechnológiában általánosan elterjedt diffúziós eljárás nem vagy csak nagy nehézségek árán alkalmazható. Ugyanis a diffúzióhoz szükséges hőmérsékleteken pl. a GaAs termikusan bomlik, a diffundánsokkal vegyületeket alkot, és az adalékdifúzió erősen függ a kristálytani irányoktól. A fentiek miatt az epitaxiális rétegeket közvetlenül a növesztés közben adalékolják, vagy a diffúziótól különböző utat kell találni az adalékok bejuttatására.

Két ilyen lehetséges eljárás a neutrontranszmütációs adalékolás és az ionimplantáció. E módszerek alkalmazásával magában a kiinduló kristályban — ami leggyakrabban félszigetelő — alakítják ki az adalékolt rétegszerkezetet. A kialakított szerkezetből általában hőkezeléssel távolítják el a besugárzás okozta feszültségeket és a kristályhibákat.

5.2.1. Neutrontranszmütációs adalékolás

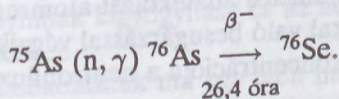
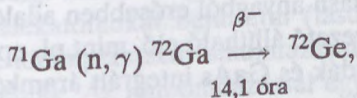
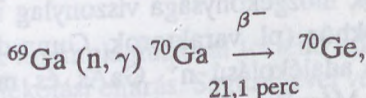
A neutrontranszmütációs adalékolásnál (neutron transmutation doping, NTD) a félvezető anyagot termikus neutronokkal sugározzák be. A kristályrács atomjai befoghatják a kisenergiájú neutronokat, melynek során egy gerjesztett izotóp keletkezik, mely β - és γ -sugárzással radioaktívan elbomlik, és egy idegen atomot hagy a rácshelyen. Az ezen folyamat során keletkező atom rendszáma eggyel nagyobb, mint a kiindulási atomé. A IV. oszlopbeli, elemi félvezetőknél tehát V. oszlopbeli atom keletkezik, amely tudvalevőleg donor. Bonyolultabb a helyzet a III-V típusú félvezetőknél, ahol a III. oszlopbeli elemből IV. oszlopbeli, az V. oszlopbeliből pedig

VI. oszlopbeli leányelem keletkezik. Az utóbbi szintén donor, de az előbbi amfoter jellegű szennyező, csak akkor donor, ha megmarad az eredeti alrácsban, de a másik alrácsban már akceptorként viselkedik.

A neutrontranszmutációs adalékolást, bár a jelenséget magát először germániumon tanulmányozták (Cleveland és mtsai, 1950), mint adalékolási technológiai eljárást először a szilícium adalékolására fejlesztették ki, és a módszert széles körben alkalmazzák a szilíciumtechnológiában (Meese, 1979; Larrabee, 1984).

Az alkalmazott neutronbesugárzás hatására a 3,1%-os arányban jelenlévő ^{30}Si -ből ^{31}P , azaz donor képződik (Meese, 1979). Az elvégzett vizsgálatok szerint így a tömbanyagon igen pontos, hossz-irányban és sugárirányban homogén ($\sim 1\%$ vagy jobb) adalékolást lehet elérni. Hátránya a módszernek, hogy drága. Az adalékolás költségei szilíciumra 0,06–0,07 dollárra tehetők, grammonként (Larrabee, 1984).

A GaAs neutrontranszmutációs adalékolásáról először Mirianashvili és Nanobashvili (1970) számoltak be. A GaAs neutrontranszmutációs adalékolása során a Ga két természetes izotópja Ge atommá, az As pedig Se atommá alakul az alábbi reakciók szerint (Mueller és mtsai, 1980; Vesaghi, 1982):



Hasonlóképpen InP esetében az In Sn-atommá, a P pedig S-atommá alakul át a neutronbesugárzás hatására.

Látható, hogy GaAs esetén a neutronbesugárzás után mind a Ga, mind az As aktív szerepet játszik, a keletkező reakciótermékek

választéka is szélesebb mint Si-ban. Az As átalakulásából keletkező Se a GaAs-ben sekély szubsztitúciós donor, amely a vezetési sávtól néhány meV-ra fekvő energia szintet eredményez [vö. 2. fejezet 2. táblázat, illetve (Sze, 1981a)]. Bonyolultabb azonban a Ga-ból keletkező Ge viselkedése. Ha az amfoter jellegű Ge a Ga-alrácsban elfoglalt helyén marad, akkor sekély donorként, ha azonban az As helyére jut, akkor kb. 40 meV-os ionizációs energiájú akzeptorként viselkedik (Ashen és mtsai, 1975). A hatáskeresztmetszetre vonatkozó kísérleti adatok szerint a transzmutáció során keletkező Se és Ge atomok számának aránya $\sim 1,46$ (Hunter és mtsai, 1983), azaz a keletkező donorok számának kb. 40%-a Ge, a 60%-a pedig Se. A donorok azonosítása többek között félvezetőspektroszkópiai módszerekkel történt (Najda és mtsai, 1989). A két keletkező reakciótermék tehát elsősorban donortöbbletet eredményez, amit p-típusú LEC technikával növesztett kristályon kísérletileg is igazoltak (Larrabee, 1984). A besugárzás hatására létrejövő adalékolásra a besugárzást követő hőkezelés is jelentős hatással bír, az alkalmazott hőkezelési paraméterek az implantálásnál megszokott értékek közelébe esnek (pl. 740 °C, 1 óra).

Mivel ennél az adalékolási módszernél a folyamat során új akceptorcentrumok nem keletkeznek, ezért még erős adalékolás esetén is az elektronok mozgékonyága viszonylag magas marad. Így különböző eszközökhöz (pl. varaktorok, Gunn-diódák) előnyösen alkalmazható erős adalékolású n^+ GaAs és más III-V félvezetők állíthatók elő. Másrészt nagy tisztaságú, de relatíve inhomogén szennyezőeloszlású anyagból erősebben adalékol, de homogén adalékeloszlású félvezető állítható elő, mint pl. epitaxiás rétegek varaktorok, Gunn-diódák és GaAs integrált áramkörök céljaira (Mueller és mtsai, 1980).

A neutrontranszmutációs adalékolást atomreaktorban előállított termikus neutronokkal való besugárzással végzik. A transzmutációval keltett donorok koncentrációja a neutronfluxussal és a besugárzási idővel arányos.

A neutrontranszmutációs adalékolási eljárást már sikeresen alkalmazták több más III-V típusú félvezetőre is, mint pl. InP-ra (Najda és mtsai, 1989), InSb-ra (Clark és Isaacson, 1967; Kuchar és mtsai, 1974; Vodonjanov és Kurdiani, 1986; Gerstenberg és Gläser,

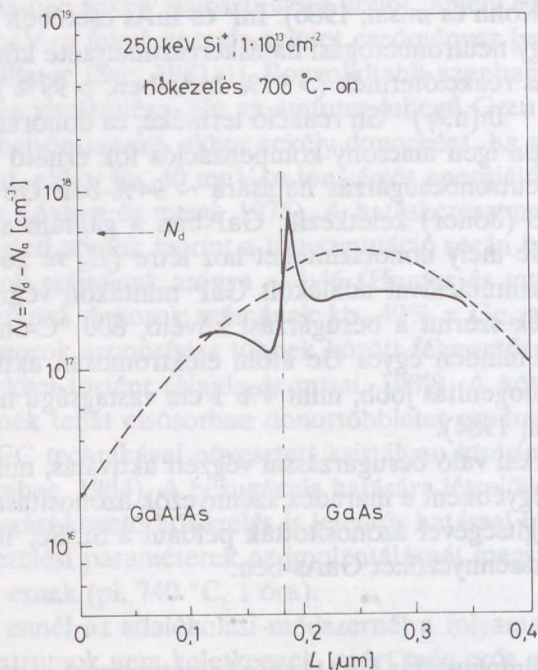
1990), GaP-ra (Huber és mtsai, 1984; Liesert és mtsai, 1991), valamint InAs-re (Kolin és mtsai, 1986). InP és InAs esetében az ^{115}In izotóp igen nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszete következtében a domináns reakciótermék ($> 97\%$ InAs-ben, $> 99\%$ InP-ban) az Sn, mely az $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{Sn}$ reakció terméke, és donorként viselkedik. Ily módon igen alacsony kompenzációs fok érhető el. GaP-ban pedig a neutronbesugárzás hatására $\sim 94\%$ -ban Ge (donor) és $\sim 6\%$ -ban S (donor) keletkezik. GaP-ban a gallium alrácsban elhelyezkedő Ge mély donorszinteket hoz létre ($E_d \approx 204$ meV). A neutrontranszmutációval adalékolt GaP mintákon végzett Hall effektus mérések szerint a besugárzást követő, 800°C -on végzett hőkezelés után minden egyes Ge atom elektromosan aktív, és az adalékolási homogenitás jobb, mint 4% 1 cm vastagságú mintában (Huber és mtsai, 1984).

A neutronokkal való besugárzással végzett aktiválás, mint analitikai módszer, egyébként a maradék szennyezők azonosítására is jól használható, segítségével azonosították például a Si, Se, Te, S, Ge és a C maradékszennyezőket GaAs-ben.

5.2.2. Ionimplantálás GaAlAs/GaAs heteroszerkezetbe

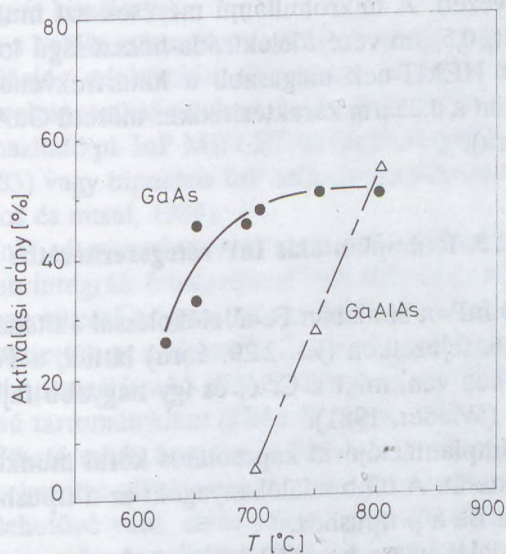
A félvezetőknek ionimplantációval történő adalékolása az egyik legígéretesebb adalékolási eljárás. Segítségével vékony félvezető rétegekbe minden eddigi módszert (pl. diffúzió) meghaladó pontossággal lehet az adalékatomokat bejuttatni (lásd pl. Gyulai, 1977; 1980). Azonban az ionimplantáció alkalmazásakor is felmerülhetnek speciális problémák. Az ionbombázással együttjáró kristálykárosodás miatt az ionimplantált szerkezet utólagos hőkezelése elkerülhetetlen, a kristályhibák kigyógyítása és az adalékanyag elektromos aktiválása érdekében.

Az ellenőrzött adalékolásnak ma egy igen hatékony megoldását az ionimplantációs adalékolási technológia nyújtja. Ezen eljárás során az adalékatomokat ionok formájában általában $50\text{--}250$ keV energiával juttatjuk be az anyagba. Az ionbombázás során keletkezett rácshibákat utólagos, viszonylag alacsony hőmérsékleten elvégzett hőkezeléssel lehet eltüntetni.



5.7. ábra. Töltéshordozókoncentráció-eloszlás implantált, majd hőkezelt GaAlAs mintában. Az N_d kezdeti koncentrációt az ábrán nyíl jelzi, Nishi és Sakaki (1982) nyomán

A GaAlAs/GaAs heteroszerkezet egyre kiterjedtebb alkalmazása megkövetelte, hogy ezen a szerkezeten is el lehessen végezni a lehető legtöbb félvezető technológiai lépést. A végső cél azonban az, hogy majd egy molekulásugaras epitaxiás eljárással növesztett rétegszerkezetet adalékoljanak. Ebből a célból végeztek kísérleteket először Si implantálással $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ szerkezeteken (Nishi és Sakaki, 1982). Az implantálás szobahőmérsékleten történt, 130 és 250 keV közötti energiával és $1 \cdot 10^{12} - 6,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ dózissal. Az implantálást követő hőkezelést 20 percig 600 és 850 °C között végezték AlN védőréteg alatt. A hőkezelés utáni kísérletek azt mutatták, hogy a határretegénél a töltéshordozó-koncentráció megnö-



5.8. ábra. MBE GaAlAs/GaAs rétegbe implantált Si aktiválódási aránya a hőmérséklet függvényében. A kiindulási anyag MBE módszerrel növesztett adalékoltalan rétegszerkezet volt. A GaAs-be implantált dózis $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, a GaAlAs-be implantált dózis pedig $1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ volt, Nishi és Sakaki (1982) nyomán

vekszik, amint ez az 5.7. ábrán látható. A két anyagra eltérő volt az aktiválódási arány is, ezt szemlélteti az 5.8. ábra. Az implantálás és az azt követő hőkezelés hatására a növesztés utáni állapothoz képest az elektronmozgékonyosság jelentős csökkenését tapasztalták (Nishi és Sakaki, 1982). Ez feltehetően az GaAlAs-ben az implantálás utáni hőkezelés után is megmaradó nagy hibahelysűrűség miatt lép fel, és az Al-implantálás hatása is így mutatkozik meg.

Az így elvégzett kísérlet biztató eredményt adott, és ez azt jelenti, hogy az egy vákuumciklusban végzett technológiai folyamatsor megvalósításában az ionimplantáció is megfelelő szerephez juthat.

Az első, ionimplantációval készült GaAlAs/GaAs HEMT-eket Wang és mtsai (1989) készítették. Si-implantációval olyan adalék-koncentráció-profil volt kialakítható a heteroszerkezetben, mely

igen előnyös meredekség – vezérlőelektróda feszültség karakteriztikát eredményezett. A mikrohullámú mérések azt mutatták, hogy az így készített, $0,5\ \mu\text{m}$ vezérlőelektróda-hosszúságú ionimplantált GaAs/AlGaAs HEMT-nek magasabb a határfrekvenciája ($f_T = 40\ \text{GHz}$), mint a $0,25\ \mu\text{m}$ karakterisztikus méretű GaAs MESFET-é (vö. 4.18. ábra).

5.2.3. Ionimplantálás InP rétegszerkezetbe

Félszigetelő InP-ot általában Fe-adalékolással állítanak elő. Mint ahogy azt a 2.6. fejezetben (vö. 2.29. ábra) láttuk, a Fe akceptor-szintje mélyebben van, mint a Cr-é, és így nagyobb fajlagos ellenállás érhető el (Wieder, 1981).

Az InP ionimplantációjával kapcsolatos korai munkákat Davies (1981) tekintette át. A főbb adalékanyagok: az n-típushoz Si és Se, valamint Cd és Be a p-típushoz.

Többféle adalékanyag használható az InP-hoz, így jó eredményeket kaptak $400\ \text{keV}$ -os Se^+ - és Si^+ -ionok szobahőmérsékletű hordozóba történő implantálásával. Ha megfelelően nagy dózist ($\sim 10^{13}\ \text{Se}^+\ \text{cm}^{-2}$) alkalmaznak, akkor az implantált réteg adalék-koncentrációja nem függ az implantálás során a hordozó hőmérsékletétől, bár az elektronok mozgékonyasága a magasabb hőmérsékletű hordozóba történő implantálásakor nagyobb volt. Az implantálást itt is hőkezelés követi, és $700\text{--}750\ ^\circ\text{C}$ -os hőkezelésnél már jelentős aktiválódási arányt lehet elérni. Az InP a magas hőmérsékletek hatására lényegesen jobban károsodik, mint a GaAs (Mojzes és mtsai, 1986). Ezt megakadályozandó, itt is különféle dielektromos védőréteget használnak a hőkezelés során. Jó eredményt értek el Si_3N_4 alkalmazásával (Olego és Serrere, 1985).

Az implantált rétegekben lévő töltéshordozó koncentrációt fotolumineszcenciával és Raman-szórással is meg lehet határozni, de az utóbbi módszer kisebb koncentrációt mutat (Olego és Serrere, 1985).

Az adalékolatlan InP félszigetelővé tehető, ha $10^{13}\ \text{cm}^{-2}$ dózisú Fe^+ -t implantáltak bele. Így szigetelő, elválasztó rétegeket, illetve

tartományokat lehet kialakítani a szeleten, ami az eszközkonstruktor lehetőségeit kiszélesíti.

Az InP és a belőle származtatható III-V típusú vegyület-félvezetők ionimplantációs adalékolási technikája mind a mikrohullámú, mind az optoelektronikai alkalmazások szempontjából fontos. Sikeresen alkalmazható pl. InP MISFET-ek technológiájában (Cameron és mtsai, 1983) vagy bipoláris InP teljesítménytranzisztorok előállításában (Boos és mtsai, 1984).

InGaAs/InP rétegszerkezeten ionimplantációval állítottak elő monolitikusan integrált fotoérzékelő PIN diódát és MESFET tranzisztort. Ehhez az eszközhöz a félszigetelő InP-ra folyadékfázisú eljárással növesztették az n-típusú InGaAs réteget, majd ebben alakították ki Be-implantálással a PIN diódához és a MESFET-hez szükséges p-típusú tartományokat (Hata és mtsai, 1984).

Megállapítható tehát, hogy az InGaAs-nek, valamint az InP alapú heteroszerkezetre alkalmazható az ionimplantációs adalékolási eljárás, így lehetővé válik ezen anyagrendszernek a 2. fejezetben már ismertetett előnyös tulajdonságainak, ún. nagy elektronmozgékonyságának, továbbá kedvező optikai és nagyfrekvenciás tulajdonságainak gyakorlati kihasználása is.

E rövid ismertetésből is látható, hogy az ionimplantálás mint adalékolási módszer igen fontos technológiai folyamat, amit a korszerű eszköztechnológia nem nélkülözhet.

5.3. Litográfias műveletek

A litográfias műveletek célja egy előre megtervezett és elkészített rajzolat felvitele a félvezető szelet felületére vagy az azt beborító rétegre (fém, szigetelő stb.). A rajzolat előre elkészíthető a szó valódi értelmében egy tökéletes plánparallel üveglemezen; ezt maszknak nevezzük. A maszkot a felülettel kontaktusba hozva (kontakt módszer, a távolság $\sim 1 \mu\text{m}$), vagy a felülettől kis távolságra tartva (vetítő módszer, a távolság $10\text{--}50 \mu\text{m}$) használják, és ultraibolya fénnel világítják át. A másik esetben a rajzolat csak számlítógépes program formájában létezik. Ekkor az áramköröket vagy eszközöket egyenkénti vezérléssel külön-külön rajzolják fel a felü-

letre. Ahhoz, hogy a rajzolatot átmásolhassuk a felületre, az adott megmunkálásra érzékeny közvetítő réteget vagy rétegeket kell kialakítani. Fotolitográfia esetén ez a réteg fényérzékeny lakkréteg. A litográfias műveletnek csak egyik része a felszínen a kívánt felbontású és profilú ábra létrehozása. A kialakított lakkábrának meg kell maradnia a következő műveletek — többek között hőkezelés, nedves vagy plazmás marás, fémezés — során is. Ezért egyrétegű bevonattal általában nem lehet elérni $1\text{ }\mu\text{m}$ -nél jobb felbontást.

A többrétegű reziszttechnikában a reziszt egyes funkcióit mintegy szétválasztják. Általában két vagy három réteget használnak. Kialakultak ún. kvázitöbbrétegű módszerek is. Ebben az esetben szintén többrétegű rendszert alakítanak ki, azonban ennél is csak egy megvilágítási folyamatot, illetve maszkot használnak. A legegyszerűbb kvázitöbbrétegű rendszer egy réteg fotoreziszt és a felületet borító antireflexiós dielektrikum bevonat (Bushnell, 1986).

Az alábbiakban röviden ismertetünk néhány korszerű litográfias eljárást, melyek $\sim 0,5\text{ }\mu\text{m}$ alatti vonalméretre előállítására alkalmasak. Ekkor természetesen az ultraibolya fényénél ($0,2\text{--}0,4\text{ }\mu\text{m}$) rövidebb hullámhosszúságú sugárzásra van szükség, ami lehet pl. elektronnyaláb vagy röntgensugár.

5.3.1. Elektronlitográfia

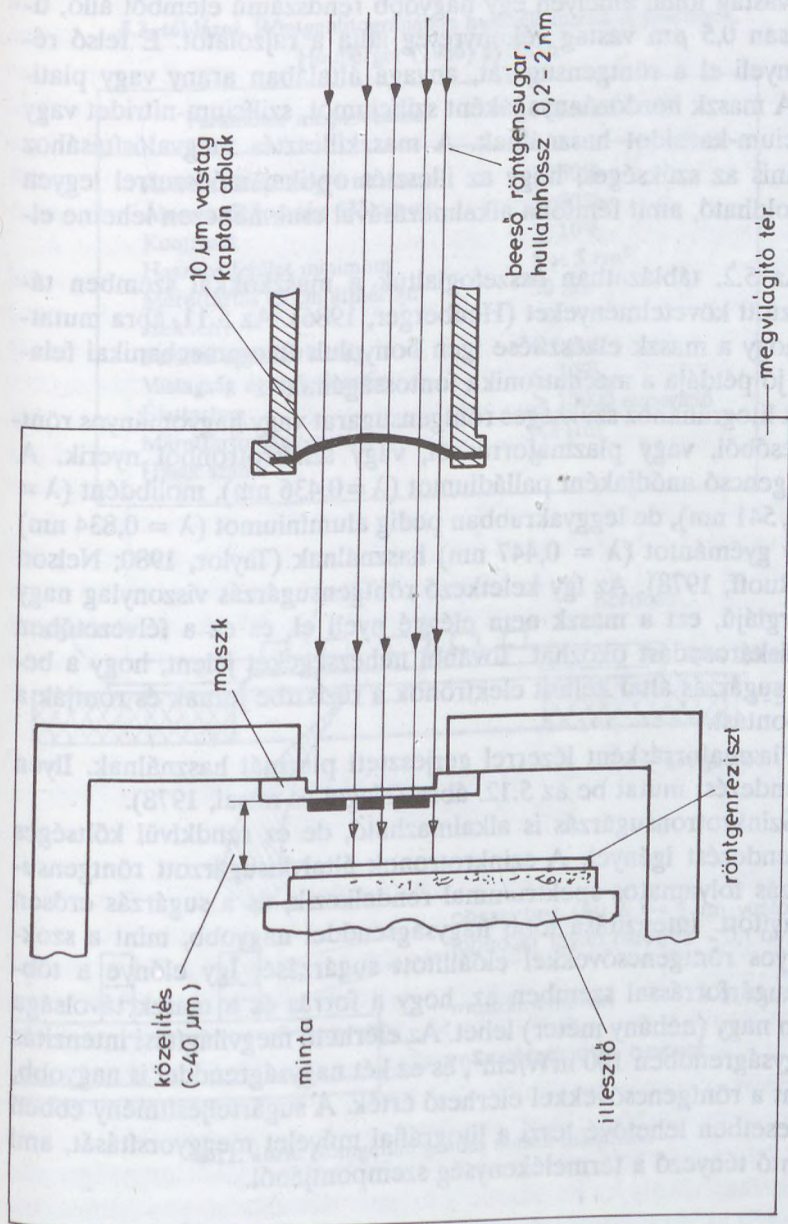
Az elektronlitográfias készülék lényegében egy olyan elektronmikroszkóp, melyben az elektronnyaláb kívülről vezérelve mozgatható. Az eljárást korábban elsősorban az ultraibolya (UV) és a távoli ultraibolya fénnel ($\lambda = 0,2\text{--}0,3\text{ }\mu\text{m}$) történő litográfias eljárások során alkalmazott fotomaszkok előállítására használták. Ez az eljárás a diszkrét és monolitikus mikrohullámú eszközök előállításában ma már a közvetlen technológia része lett. Az elektronlitográfias készülék elrendezési rajzát az 5.9. ábra szemlélteti. Megfelelő elektronoptikai lencsékkel az elektronnyaláb a félvezetőszelvény felületére fókuszálható. Az elektronnyaláb eltérítését számítógéppel vezérelt eltérítőkercsek végzik, így megfelelő program révén a kívánt rajzolat előállítható. A mintára eső elektronsugár által keltett visszaszórt elektronokat összegyűjtik, így egyúttal a min-

ta pásztázó elektronmikroszkópos képe is megjeleníthető. A minta helyzetét igen nagy pontossággal kell érzékelni és szabályozni; az előbbi elvégezhető pl. egy lézerinterferométer segítségével (Kaschlik és mtsai, 1980). Az elektronlitográfia termelékenysége általában kisebb, mint a fotolitográfiáé, ezért gyakran a két módszer kombinációját használják (Allison és mtsai, 1986). Ekkor pl. a mikrohullámú GaAs MESFET tranzisztor vezérlőelektrodáját elektronlitográfiával, a forrás- és nyelőelektrodáját pedig fotolitográfiával alakítják ki. Az elektronlitográfiában pozitív lakkanyagként a poli(metilmetakrilát)-ot (PMMA) vagy a polibutén-1-szulfont (PBS) használják. Exponálásra 10^{-4} – $5 \cdot 10^{-5}$ A/cm² áramsűrűség szükséges. Ez kedvezőtlen körülmények között igen jelentős túlmelegedést idézhet elő a lakkrétegben.

Az elektronlitográfiát nagybonyolultságú szilícium alapú áramkörök előállítására is használják, azonban az igazi alkalmazási területe a GaAs és más III-V típusú félvezető eszköztechnológiában van. Az ilyen mikrohullámú eszközök működési frekvenciatartománya 0,1–0,5 μ m-es mérettartományú rajzolatok kialakítását teszi szükségessé. A fotolitográfiával elérhető határ 0,5–0,7 μ m-re tehető (Meindl, 1984; Burggraaf, 1987), azaz e két módszer együttes alkalmazása lényegében átfedő mérettartományt eredményez, mivel az elektronlitográfiának ebbe a mérettartományba esik a felső határa.

5.3.2. Röntgenlitográfia

Ennél a litográfiás eljárásnál a röntgensugarak 0,4–5 nm-es hullámhossztartományát használják (Smith és Flanders, 1980). E tartomány rövidebb hullámhosszúságú részében, a maszkon és a röntgenforrást határoló ablakon a röntgensugár áthatolóképessége nagy, az elérhető vonalvastagság pedig 0,5 nm körüli érték. A tartomány másik végén a vonalszélesség 10 nm lehet. Az 5.10. ábra egy röntgenlitográfiás készülék elvi elrendezését mutatja (Heuberger, 1986). A röntgenlitográfiában használt maszkok elvileg különböznek a többi litográfiás eljárásban használtaktól. A maszk hordozója egy alacsony rendszámú elemből készített, néhány mik-



5.10. ábra. Röntgenlitográfias készülék elvi elrendezési rajza, Heurberger (1986) nyomán

ron vastag fólia, amelyen egy nagyobb rendszámú elemből álló, tipikusan $0,5\ \mu\text{m}$ vastag vékonyréteg adja a rajzolatot. E felső réteg nyeli el a röntgensugarat, anyaga általában arany vagy platina. A maszk hordozóanyagaként szilíciumot, szilícium-nitridet vagy szilícium-karbidot használnak. A maszkillesztés megvalósításához ugyanis az szükséges, hogy az illesztés optikai módszerrel legyen megoldható, amit fémfólia alkalmazásával csak nehezen lehetne elérni.

Az 5.2. táblázatban összefoglaltuk a maszkokkal szemben támasztott követelményeket (Heuberger, 1986). Az 5.11. ábra mutatja, hogy a maszk elkészítése igen bonyolult finommechanikai feladat, jó példája a mechatronika fontosságának.

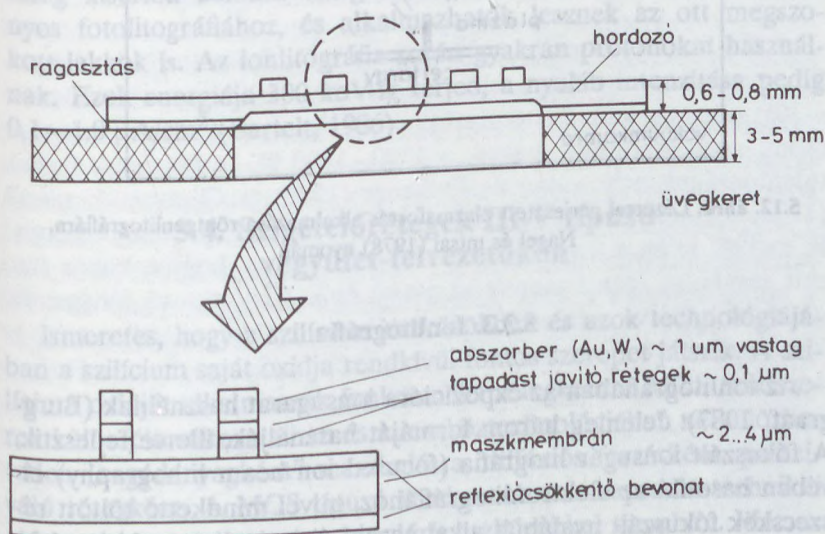
A litográfiához szükséges röntgensugarat vagy hagyományos röntgensóból, vagy plazmaforrásból, vagy szinkrotronból nyerik. A röntgenszó anódjaként palládiumot ($\lambda = 0,436\ \text{nm}$), molibdént ($\lambda = 0,541\ \text{nm}$), de leggyakrabban pedig alumíniumot ($\lambda = 0,834\ \text{nm}$) vagy gyémántot ($\lambda = 0,447\ \text{nm}$) használnak (Taylor, 1980; Nelson és Ruoff, 1978). Az így keletkező röntgensugárzás viszonylag nagy energiájú, ezt a maszk nem eléggé nyeli el, és ez a félvezetőben sugárkárosodást okozhat. További nehézségeket jelent, hogy a beeső sugárzás által keltett elektronok a rezisztbe jutnak és rontják a felbontást.

Plazmaforrásként lézerrel gerjesztett plazmát használnak. Ilyen elrendezést mutat be az 5.12. ábra (Nagel és mtsai, 1978).

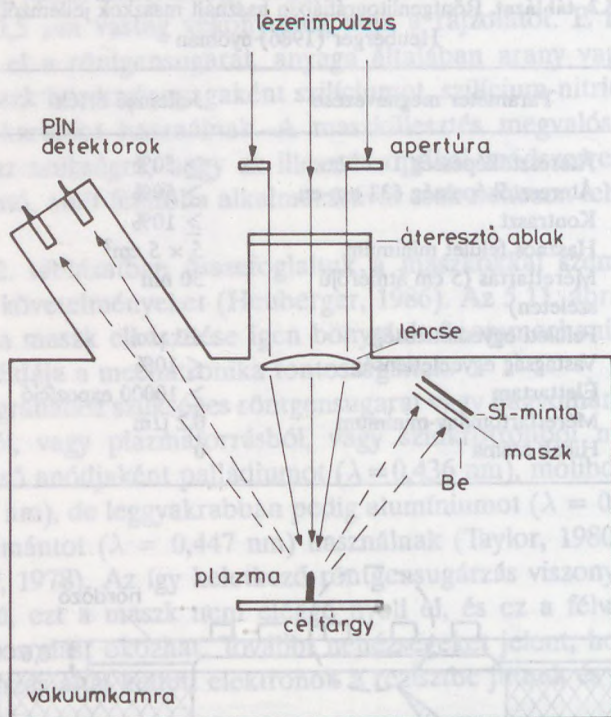
Szinkrotronsugárzás is alkalmazható, de ez rendkívül költséges berendezést igényel. A szinkrotronok által kisugárzott röntgensugárzás folyamatos spektrummal rendelkezik, és a sugárzás erősen irányított. Intenzitása több nagyságrenddel nagyobb, mint a szokványos röntgensövekkel előállított sugárzása. Így előnye a többi sugárforrással szemben az, hogy a forrás és a maszk távolsága igen nagy (néhány méter) lehet. Az elérhető megvilágítási intenzitás nagyságrendben $100\ \text{mW/cm}^2$, és ez két nagyságrenddel is nagyobb, mint a röntgensövekkel elérhető érték. A sugárteljesítmény ebben az esetben lehetővé teszi a litográfiai művelet meggyorsítását, ami döntő tényező a termelékenység szempontjából.

5.2. táblázat. Röntgenlitográfiában használt maszkok jellemzői, Heuberger (1986) nyomán

Paraméter megnevezése	Jellemző érték
Áteresztőképesség 1 nm-en	$\geq 50\%$
Áteresztőképesség 633 nm-en	$\geq 50\%$
Kontraszt	$\geq 10\%$
Hasznos felület minimum	$5 \times 5 \text{ cm}^2$
Mérettartás (5 cm átmérőjű szeleten)	50 nm
Felületi egyenletlenség	$\pm 1 \mu\text{m}$
Vastagság egyenletlenség	$\leq 10\%$
Élettartam	≥ 10000 expozíció
Mérettartomány-minimum	$0,2 \mu\text{m}$
Hibák száma	0



5.11. ábra. Röntgenlitográfiás maszk felépítése



5.12. ábra. Lézerrel gerjesztett plazmaforrás alkalmazása röntgenlitográfiára, Nagel és mtsai (1978) nyomán

5.3.3. Ionlitográfia

Az ionlitográfiában az expozícióra ionsugarat használnak (Burggraaf, 1987). Jelenleg három formáját használják, illetve fejlesztik. A fókuszált ionsugár litográfia (focused ion beam lithography) elvében hasonló az elektronlitográfiához, mivel mindkettő töltött részecskék fókuszált nyálábát alkalmazza. A rezisztanyagok azonban az ionokra általában érzékenyebbek, mint az elektronokra. Az ionok energiája nagyobb, ezért az érzékenység egy-két nagyságrenddel is megnőhet. Az ionok energiájának változtatásával a behatolási mélység jól beállítható. Az anyagokba behatoló ionok kevés vissza-

szórt elektront keltenek, ez javítja az exponálás minőségét. A litográfias célra kialakított ionforrás használható ionimplantálásra is, így ez a bevezetőben említett összetett technológiai berendezés megvalósítása felé tett jelentős lépésnek tekinthető. Ezen eljárás alkalmazásával már sikerült 64k DRAM áramkört előállítani, amely méreteit tekintve ezáltal negyedére csökkent. A litografálásnál 150 keV energiájú Ga^+ -ionokat használtak (Burggraaf, 1987).

A maszkolt ionsugár-litográfia (masked ion beam lithography) lényegében egy kontaktlitográfia, ahol maszkként általában szilíciumot alkalmaznak, kihasználva a csatornahatást (Bartelt, 1986). Az áteresztő rétegeket elvékonyítják, az elnyelő réteg vastagabb. Ez előnyösebbnek bizonyult, mint a szilíciumra felvitt arany abszorbeáló réteg. Jelentős előnyként említik meg azt, hogy az ionok kisebb sugárkárosodást okoznak a félvezető anyagban, ami megbízhatósági szempontból nagyon előnyös.

Az ionprojekciós litográfia (ion projection lithography) ma még főleg kísérleti célokra szolgál. A módszer hasonló a hagyományos fotolitográfiához, és alkalmazhatók lesznek az ott megszokott lakkok is. Az ionlitográfia során gyakran protonokat használnak. Ezek energiája 300 keV-ig terjed, a nyaláb intenzitása pedig $0,1 - 1,0 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ (Bartelt, 1986).

5.4. Szigetelőrétegek III-V típusú vegyület-félvezetőkön

Ismeretes, hogy a szilícium eszközökben és azok technológiájában a szilícium saját oxidja rendkívül fontos szerepet játszik. A szilícium oxidját alkalmazzák funkcionális réteggént a MOS rendszerek különféle változataiban és az eszköztechnológiában nélkülözhetetlen „segédanyagként” maszkolásra, diffúziós forrásként, passzivatlan réteggént. A MOS típusú rendszerek sok kapcsolástechnikai előnnyel is rendelkeznek a bipoláris eszközökkel szemben. Már az első, III-V típusú félvezető eszközökkel kapcsolatos kísérletek során sok energiát fektettek abba, hogy ezeket az előnyöket átmentessék a III-V típusú félvezető eszközök területére (Münc, 1969). Ezek a próbálkozások azonban nem vezettek eredményre. Éppen

a legfontosabb III-V típusú félvezető, a GaAs saját oxidja bonyolult összetételű, technológiailag nehezen kezelhető. Az egyéb, valamilyen gőzfázisú eljárással felvitt szigetelőrétegek és az így kialakított szigetelő/félvezető határfelületek a GaAs esetében nem rendelkeznek megfelelő elektromos tulajdonságokkal. Az évek során végigpróálták a különféle módszerekkel előállított sajátoxidot, egyéb oxidokat, nitrideket, azonban eddig ezek egyike sem eredményezett technológiai áttörést. Úgy tűnik azonban, hogy egy új, eddig a mikroelektronikában nem alkalmazott anyagcsoport, a fluoridok, mint epitaxiás szigetelők jelenthetnek megoldást (Schowalter és Fathauer, 1986).

A következőkben az epitaxiás fluorid szigetelő szerkezetek, illetve az InP alapú félvezetőkön sikeresen kialakított szigetelőrétegek és MIS szerkezetek tulajdonságait ismertetjük röviden.

5.4.1. III-V típusú félvezető-fluorid rendszer

A IIA csoport elemeinek fluoridjai (CaF_2 , SrF_2 , BaF_2 és elegyek) szobahőmérsékleten jó szigetelők, fajlagos ellenállásuk $\sim 10^{12}$ ohmcm, letörési térerejük $\sim 10^6$ V/cm. Gőznyomásuk alacsony, olvadáspontjuk magas, $\sim 1300\text{--}1500$ °C [a fluoridok fizikai tulajdonságait Schowalter és Fathauer (1986) és Clemens és mtsai (1989) nyomán az 5.3. táblázat foglalja össze]. E jó tulajdonságaik mellett talán a legfontosabb az a körülmény, hogy a köbös fluorit szerkezet igen hasonló az elemi és a III-V típusú félvezetők gyémánt-, illetve szfalerit szerkezetéhez, továbbá rácsállandóik is közel vannak a III-V típusú félvezetőkéhez (Schowalter és Fathauer, 1986; Zogg és mtsai, 1987). Kristályszerkezetük további előnyös vonása, hogy elegykristályaikban az összetétel változtatásával a rácsállandójuk folyamatosan változtatható, azaz mintegy hozzáilleszthető a III-V típusú félvezetőkhez. Egy másik előnyös tulajdonságuk az, hogy a molekuláik kötési energiája nagy, így magasabb hőmérsékleteken a fluoridmolekulák disszociáció nélkül párolognak el. Ez teszi lehetővé azt, hogy a fluoridok molekulásugaras epitaxiával könnyen növeszthetők legyenek, és így a felnövekvő réteg

5.3. táblázat. Félvezető/fluorid heteroszerkezetekben alkalmazott
köbös fluoridok fizikai és kémiai paraméterei, Schowalter és
Fathauer (1986), valamint Clemens és mtsai (1989) nyomán

Paraméter	CdF ₂	CaF ₂	SrF ₂	BaF ₂
Rácsállandó [nm]	0,53880	0,54640	0,57996	0,62001
Olvadáspont [°C]	1100	1423	1473	1355
Hőtágulási együttható [10 ⁻⁶ K ⁻¹]	19	19	18	18
Dielektromos állandó	8,3	6,8	6,5	7,4
Tiltott sáv [eV]	8	12,1	11,25	11,0
Rácsillesztettség [%]				
Si-hoz [298 K]	-0,8	+0,6	+6,8	+14,2
GaAs-hez [298 K]	-4,7	-3,3	+2,6	+9,7

sztoichiometriája egyszerűen biztosítható. Talán egyetlen hátrányos tulajdonságuk a viszonylag nagy hőtágulási együtthatójuk.

Már eddig is sokféle réteget, illetve rétegszerkezetet állítottak elő. Az első vizsgálatok a BaF₂/InP; BaF₂/CdTe és CaF₂/InP rendszereken végezték (Farrow és mtsai, 1981), majd a CaF₂/Si szerkezetet is megvalósították (Ishiwara és Ashano, 1982). A GaAs-fluorid átmenetet először a CaF₂ és Ca_xSr_{1-x}F₂ rendszerre írták le (Siskos és mtsai, 1983). A GaAs és CaF₂ között a rácsillesztetlenség 25 °C-on 3,36%, 500 °C-on pedig 2,76%. Ezt az értéket csökkenteni lehet SrF₂ és CaF₂ elegyének alkalmazásával, ahol a keverési arány a Vegard-szabályból határozható meg (Siskos és mtsai, 1984a; Tu és mtsai, 1986a). E két anyag előnye, hogy a termodinamikai tulajdonságaik hasonlóak. Az anyagösszetétel a növesztés során is változtatható (Zogg és mtsai, 1987). Így a rácsállandó megtervezhető, úgy hogy pl. (Ca,Sr)F₂ és (SrBa)F₂-t visznek fel a felületre. Ekkor a rácsállandó a CaF₂ (0,54 nm) SrF₂ (0,58 nm) és a BaF₂ (0,62 nm) rácsállandói között változhat.

A fluoridoknak mint dielektrikumnak nagy előnye, hogy epitaxiálisan növeszthetők a kristály felületére, továbbá a fluorid felületére ugyanolyan vagy más félvezető anyag növeszthető szintén epitaxiálisan. Így egy félvezető/szigetelő/félvezető rétegszerkezet hozható

létre, ami a háromdimenziós integrált áramkör perspektivikus megvalósítása szempontjából kulcskérdés lehet. A III-V típusú félvezetők területén ilyen, sikeresen létrehozott háromrétegű rendszerek közül említhető a GaAs/CaF₂/GaAs, GaAs/SrF₂/GaAs (Schowalter és Fathauer, 1986), rácsillesztett GaAs/(Ca,Sr)F₂/GaAs (Siskos és mtsai, 1984b) InP/CaF₂/InP, InP/Sr_xBa_{1-x}/InP (Tu és mtsai, 1983).

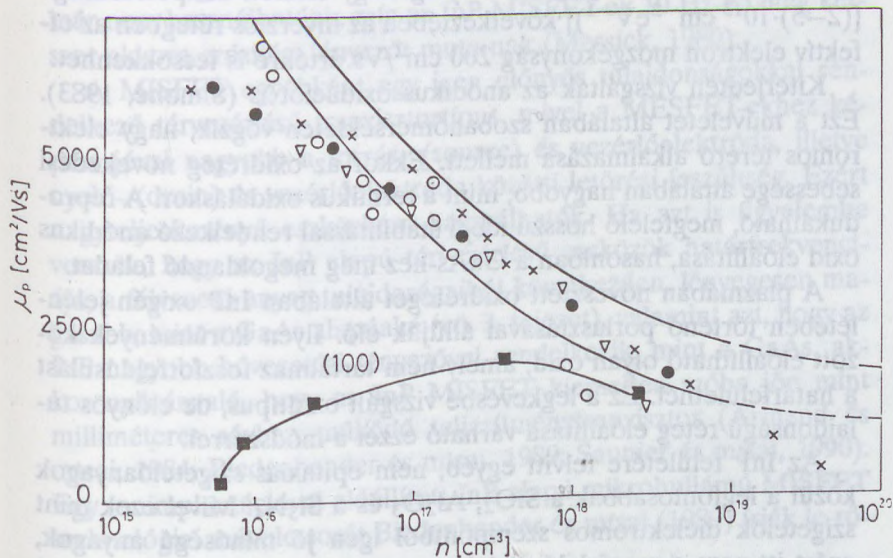
A fluoridokra mint hordozóra növesztett epitaxiás félvezető réteg elektromos tulajdonságai azonban ma még rosszabbak, mint a homoepitaxiás rétegeké, így pl. a töltéshordozók mozgékonyasága mind az n- és p-típusú GaAs-ben, amelyet rácsillesztett (CaSr)F₂ hordozóra növesztettek, a tömbi anyagon mérhetőnek 50–90%-a (Fontaine és mtsai, 1987). A töltéshordozók mozgékonyságának a töltéshordozó koncentrációtól való függése jelentősen eltér a homoepitaxiás GaAs-ben mérhetőétől, mint ahogy ezt az 5.13. ábra szemlélteti. A mért, alacsonyabb mozgékonyságértékek megérthetőek, ha a heteroepitaxiás rétegen fellépő nagy rácshibasűrűség, elsősorban a diszlokációk hatásait is tekintetbe vesszük. A rácshibák, beleértve a diszlokációkat, jelentős többletszóródást okoznak, teljesen hasonló módon, mint ahogy ez pl. a heteroepitaxiás, szigetelőre növesztett Si-rétegekben történik (Pöddör, 1970; 1971).

A fluoridok egyébként alkalmazhatók fényvisszaverő bevonatnak is, mivel az (Al,Ga)As/(Ca,Sr)F₂ rendszernek a 0,5–3 μm hullámhossztartományában jó reflexiós tulajdonságai vannak (Tu és mtsai, 1986b; 1987). További eredmények várhatók a BaF₂/(GaIn)(As,Sb) szerkezetek alkalmazásától (Truscott és mtsai, 1987).

Az ilyen típusú rétegrendszerek alkalmazása mind a diszkrét, mind az integrált eszközök terén nagy előrelépést jelenthet.

5.4.2. InP MIS rendszer

Míg a GaAs felületén nem sikerült „hagyományos” módszerekkel jó minőségű oxidréteget kialakítani, addig az InP esetében ezek a kísérletek sikeresek voltak (Simone, 1983). Ennek a különbségnek az oka az InP-nak és a GaAs-nek az oxigénnel szemben mutatott eltérő viselkedése. A kísérletek azt mutatták, hogy a GaAs (110) felületére jutó oxigén oxidképződés során adszorbeálódik, míg az



5.13. ábra. Töltéshordozómozgékonyosság (μ_H) és töltéshordozókoncentráció (n) összefüggése (Ca,Sr)F₂-re növesztett és Si-mal adalékolt GaAs-ben, Fontaine és mtsai (1987) nyomán (■ heteroepitaxia, a többi homoepitaxia)

InP felületén kemisorbpcióval kötődik meg. Az InP-nak ez az ellenállóképessége, kisebb reakcióképessége, jobb határrétegek létrehozásának lehetőségét rejt magában mint a GaAs. Egy másik tényező, amely ezt a kedvező hatást erősíti az, hogy az InP-ban az oxigén által létrehozott energiaszintek a vezetési sáv aljához közel helyezkednek el. A GaAs-ben az oxigén mélyebben fekvő szinteket eredményez, ami a MIS típusú szerkezetekben az inverzió létrejöttét gátolja.

Az InP felületén kétféle típusú szigetelőréteg állítható elő. Az egyik a sajátoxid, a másik valamely más anyag oxidja vagy egyéb vegyülete.

Az InP termikus oxidja már 350 °C-on gyorsan kialakul és InPO₄ jön létre, de a termikus oxid In₂O₃-ot is tartalmaz. A termikus oxid tulajdonságai az InP MISFET szempontjából jobbak, mint a természetes oxidé, de a termikus oxid és az InP között

ti határfelületen létrejövő viszonylag nagy felületi állapotsűrűség $[(2-5) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}]$ következtében az inverziós rétegben az effektív elektron mozgékonyság $200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ értékre is lecsökkenhet.

Kiterjedten vizsgálták az anódikus oxidációt is (Simone, 1983). Ezt a műveletet általában szobahőmérsékleten végzik, nagy elektromos térerő alkalmazása mellett. Ekkor az oxidréteg növekedési sebessége általában nagyobb, mint a termikus oxidáláskor. A reprodukálható, megfelelő hosszú idejű stabilitással rendelkező anódikus oxid előállítása, hasonlóan a GaAs-hez még megoldandó feladat.

A plazmában növesztett oxidréteget általában InP oxigén jelenlétében történő porlasztásával állítják elő. Ilyen körülmények között előállítható olyan oxid, amely nem tartalmaz foszforfeldúsulást a határfelületnél. Ez a legkevésbé vizsgált oxidtípus, de előnyös tulajdonságú réteg előállítása várható ezzel a módszerrel.

Az InP felületére felvitt egyéb, nem epitaxiás szigetelőanyagok közül a legfontosabbak a SiO_2 , Al_2O_3 és a Si_3N_4 . Mivel ezek mint szigetelők dielektromos szempontból igen jó minőségű anyagok, ezért itt nem a megfelelő dielektromos tulajdonságok, hanem a jó minőségű határfelületek és a kedvező eszközparaméterek elérése a fő cél. A szóba jöhető módszerek közül igen jó eredményt adott az az eljárás, amely atom- és molekulasugarat használ (Chang és Darack, 1983).

A CVD technológiák alkalmazása során általában szilán pirolízist használják. A folyamatot plazmával segítik, így azonban a reakció nehezen kezelhetővé válik, mert nagyon meghatározó az adott növesztő rendszer geometriája.

Az eszközökben való alkalmazások szempontjából az InP MIS rendszer távlatilag igen fontos rendszer. A félszigetelő InP alkalmazásával ugyanis mind kiürítéses, mind növekményes típusú MOS áramkörök előállíthatók, ami jelentős kapcsolástechnikai előnyt ígér a gyors monolitikus mikrohullámú integrált áramkörök, a MMIC-k szempontjából. Az eszközben történő alkalmazás szempontjából mind a SiO_2 –InP rendszer (Messick, 1980), mind a két-rétegű dielektrikumot tartalmazó eszköz számításba jöhet (Dimitrou és mtsai, 1985). Mindkét megoldás közös hátránya az, hogy a határréteg tulajdonsága miatt az eszközök nem működőképesek alacsony frekvencián. Ez a hátrány a GaAs alapú MISFET szer-

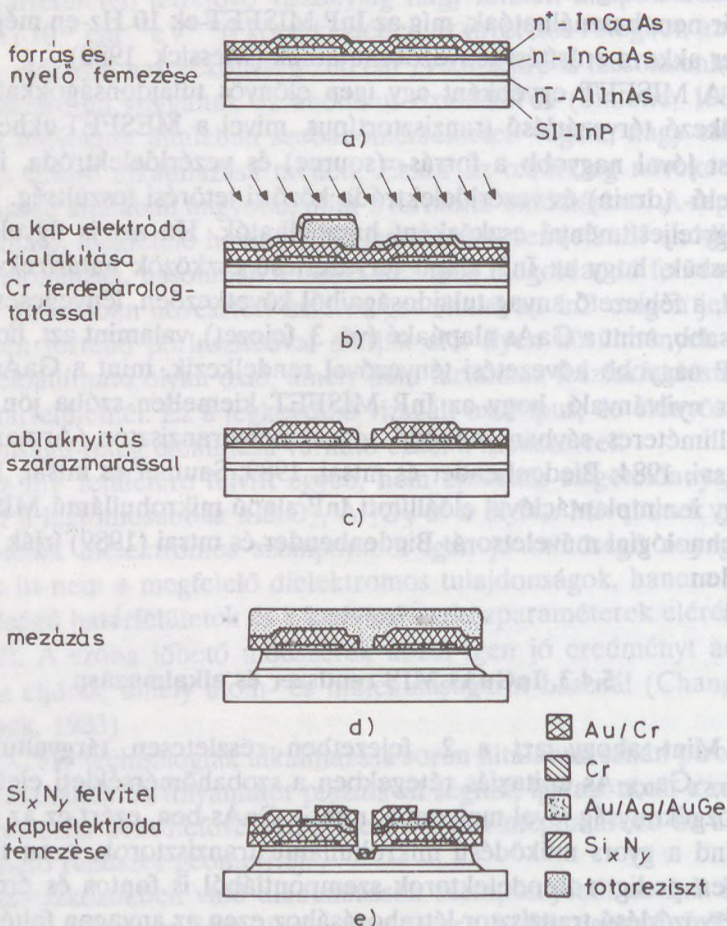
kezetnél még erősebben jelentkezett, ezek az eszközök 10 Hz alatt már nem használhatóak, míg az InP MISFET-ek 10 Hz-en még kétszer akkora erősítési tényezőt mutatnak (Messick, 1980).

A MISFET egyébként egy igen előnyös tulajdonságokkal rendelkező térvezérlésű tranzisztortípus, mivel a MESFET-ekhez képest jóval nagyobb a forrás- (source) és vezérlőelektróda, illetve nyelő- (drain) és vezérlőelektróda közötti letörési feszültség. Ezért nagyteljesítményű eszközként használhatók. Ha azt is figyelembe vesszük, hogy az InP alapú térvezérlésű eszközök határfrekvenciája, a félvezető anyag tulajdonságaiból következően, lényegesen magasabb, mint a GaAs alapúaké (vö. 3. fejezet), valamint azt, hogy az InP nagyobb hővezetési tényezővel rendelkezik, mint a GaAs, akkor nyilvánvaló, hogy az InP MISFET kiemelten szóba jön mint milliméteres sávban működő teljesítménytranzisztor (Armand és mtsai, 1984; Biedenbender és mtsai, 1989; Saunier és mtsai, 1990). Egy ionimplantációval előállított InP alapú mikrohullámú MISFET technológiai műveletsorát Biedenbender és mtsai (1989) írják le röviden.

5.4.3. InGaAs MIS rendszer és alkalmazása

Mint ahogy azt a 2. fejezetben részletesen tárgyaltuk, az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ epitaxiás rétegekben a szobahőmérsékleti elektronmozgékonyosság jóval magasabb, mint a GaAs-ben, ezért ez az anyag mind a gyors működésű mikrohullámú tranzisztorok, ezen túlmenően pedig a fotodetektorok szempontjából is fontos és érdekes. Térvezérlésű tranzisztor létrehozásához ezen az anyagon feltétlenül MIS szerkezeteket szükséges készíteni, mivel az elérhető Schottkygát ($\sim 0,2$ eV) nem elég magas MESFET típusú eszközök készítéséhez (Wieder, 1981; Nakajima és mtsai, 1984).

Az $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -on a sajátoxid is jó minőségű határréteget ad. Az anódikus oxidációval felvitt réteg $0,25 \text{ mA/cm}^2$ -es értéknél kezd el növekedni. A növekedési folyamat nem függ a hordozókristály orientációjától. A kapott felületi állapotsűrűség $8 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ volt, ami már megfelelő értéknek tűnik inverziós típusú MESFET előállítására. Az így előállított oxidréteg meredek átmenetet ered-



5.14. ábra. InGaAs MISFET tranzisztor technológiai lépéssorozata

ményez. A vegyület-félvezető komponensei Auger-vizsgálatokkal kimutathatóak az oxidban, amit az anódikus oxidációt követő szárító hőkezelés okoz.

A CVD módszerrel a felületre felvitt SiO_2 -dal (Fritzsche és mtsai, 1983) és Si_3N_4 -del (Cheng és mtsai, 1983) igen jó eredményeket értek el. Sikertült valamennyi, a GaAs MESFET techno-

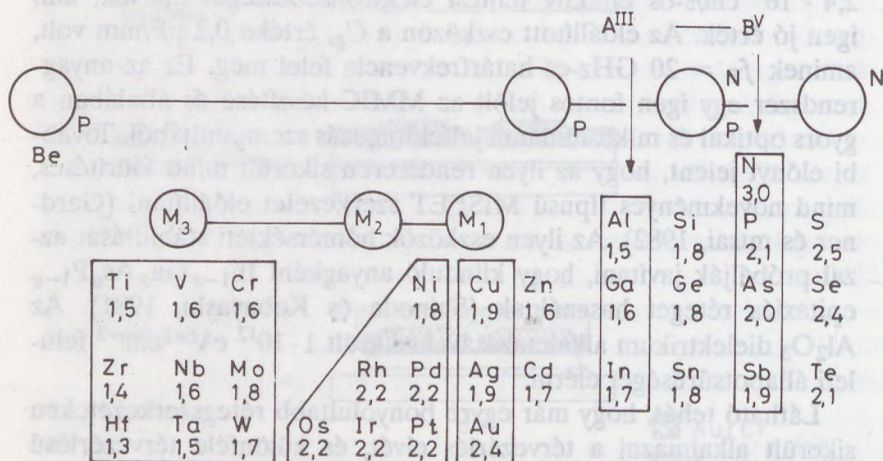
lógiaiban szokásos technológiai lépést erre az anyagrendszerre is adaptálni, így az önillesztést és a csatornának a vezérlőelektróda alatti elvékonyítását is. Maga az eszközelőállítási folyamat olyan, hogy az az MMIC gyártására használható. Ezen eljárás folyamat-ábráját szemlélteti az 5.14. ábra. Az aktív réteget molekulásugaras epitaxiás módszerrel növesztették Fe-sal adalékolt félsgigetelő InP-ra. A szerkezetben egy adalékolatlan AlInAs pufferréteget alkalmaztak, ami elválasztotta az InP és a rácsillesztett InGaAs réteget. Az így előállított eszközben az egyenáramú karakterisztikából $2,4 \cdot 10^7$ cm/s-os effektív telítési elektronsebességet mértek, ami igen jó érték. Az előállított eszközön a C_{gs} értéke 0,2 pF/mm volt, aminek $f_T = 20$ GHz-es határfrekvencia felel meg. Ez az anyagrendszer egy igen fontos jelölt az MMIC készítése és általában a gyors optikai és mikrohullámú jelfeldolgozás szempontjából. További előnyt jelent, hogy az ilyen rendszeren sikerült mind kiürftéses, mind növekményes típusú MISFET szerkezetet előállítani (Gardner és mtsai, 1982). Az ilyen eszközök hőmérsékleti stabilitását azal próbálják javítani, hogy kiinduló anyagként $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ epitaxiás réteget használnak (Shinoda és Kobayashi, 1981). Az Al_2O_3 dielektrikum alkalmazásával sikerült $1 \cdot 10^{12}$ eV $^{-1}$ cm $^{-2}$ felületi állapotsűrűséget elérni.

Látható tehát, hogy már egyre bonyolultabb rétegszerkezeteken sikerült alkalmazni a térvezérlés elvét, és különféle térvezérlésű tranzisztorokat kialakítani, hogy a jó áramkörüi kapcsolási alkalmazhatóságot a lehető legelőnyösebb tulajdonságú anyagszerkezeten lehessen megvalósítani.

5.5. Nagy hőmérséklet-stabilitású kontaktusok

A nagyteljesítményű eszközökben működés közben uralkodó jelentős teljesítménysűrűségek miatti magas hőmérséklet, valamint maguknak az eszköztechnológiai lépések során alkalmazott magas hőmérsékletek is szükségessé teszik olyan kontaktusok, fémezések, illetve fém-félvezető átmenetek kialakítását, melyek hosszú ideig tartó magas hőmérsékletek okozta terheléseket is elviselnek. Ehhez olyan anyagrendszerekre van szükség, melyek kialakulásuk után

stabilak maradnak. A kontaktuskészítés és adalékolás szempontjából szóba jövő elemeket és azok elektronegativitásait Poate és mtsai (1978) nyomán az 5.15. ábra mutatja be. Az 5.4. táblázatban pedig összefoglaltuk a különböző III-V félvezetőkön kialakított fém-félvezető átmenetek potenciálgátjára vonatkozó, az irodalomban fellelhető és sokszor ellentmondásos adatokat. A fém-félvezető kontaktusok általános elmélete és eszköztechnológiája vonatkozásában Rideout (1975), Rhoderick (1978) és Sze (1981a) összefoglalójára, illetve könyvére utalunk.



5.15. ábra. GaAs kontaktálására és adalékolására használt anyagok és elektronegativitásuk, Poate és mtsai (1978) nyomán

A periódusos rendszer Ib oszlopába (M1 csoport) tartozó fémeknek nagy az elektronegativitása, így ezen fémek és a III-V típusú félvezetők közötti határfelületen a III. oszlopbeli elemnek (melynek elektronegativitása kisebb) a fémkontaktusba való kidiffundálása a jellemző reakció. Ez megy végbe pl. az Au/GaAs rendszerben. Itt és alábbiakban az illusztrációs példák elsősorban a GaAs-re vonatkoznak, de a gondolatmenetek értelemszerűen alkalmazhatók más III-V típusú félvezetőkre is.

A Pt-csoportba (M2 csoport) tartozó elemek elektronegativitása szintén nagy, ezért a fentebb említett diffúziós folyamat ezen fém-

5.4. táblázat. A Schottky-potenciálgát magassága fém/n-típusú III-V félvezető átmeneteken 300 K hőmérsékleten [eV], Sze (1981a) és Robinson (1985) nyomán

Fém	AlAs	AlSb	GaP	GaAs	GaSb	InP	InAs	InSb
Ag			1,20	0,89 ^b		0,54 ^c		0,18 ^d
Al			1,07	0,81 ^b		0,325 ^c		
Au	1,20	1,03	1,30	0,92 ^b	0,60	0,42 ^c		0,17 ^d
Be				0,82				
Bi				0,79 ^c				
Co						0,46		
Cr			1,06	0,71 ^a		0,45 ^c		
Cu			1,20	0,87 ^b		0,42 ^c		
Fe				0,75 ^c		0,55		
Hf			1,84	0,72				
Mg			1,04	0,68				
Mn				0,72 ^b		0,35 ^c		
Mo			1,13	0,90				
Nb				0,75 ^f				
Ni			1,27	0,80 ^a		0,32 ^c		
Pb				0,91 ^c				
Pd				0,85 ^b	0,52	0,41 ^c		
Pt	1,00		1,45	0,84		0,52 ^g		
Sn				0,91 ^a		0,35 ^c		
Ta				0,85				
Ti			1,12	0,83 ^c				
W				0,80				

^a Ohyra és Takeishi (1970)

^b Newman és mtsai (1986)

^c Newman és mtsai (1985)

^d 77 K

^e Waldrop (1984)

^f Wu és mtsai (1987)

^g Korotchenkov és Molodjan (1978)

kontaktusokban is végbemegy. Ugyanakkor ezen fémek mind a III., mind az V. oszlopbeli elemekkel stabil vegyületeket képeznek. Így például a Pt/GaAs rendszerben a Ga atomok a Pt réteg felé diffun-

5.5. táblázat. Magas hőmérsékleteket elbíró vezérlőelektródák anyagai, Kwok (1986) nyomán

Anyag	Hőmérséklet [$^{\circ}$ C]	Cég
TiW	800	Fujitsu, Hughes
TiWSi	800	Fujitsu, Honeywell
Pt	380	Toshiba
TiPtAu	szobahőmérséklet	NTT, Rockwell, FMI
Al	szobahőmérséklet	AT&T, NEC
WSi	800	Fujitsu, Hitachi, NEC
TiPdAu	szobahőmérséklet	Textronics
WAl	800	OKI
WN	800	Toshiba
a-SiGeB	450	NTT

dálnak, és a határfelület mentén PtGa és PtAs₂ képződik. Ezek a reakciók már viszonylag alacsony hőmérsékleten lejátszódnak.

Végül a periódusos rendszer IVb, Vb és VIb oszlopa elemeinek (M3 csoport) kicsi az elektronegativitása, ezért itt a fém és a III-V félvezetőket alkotó elemek közötti kölcsönhatás gyenge, a reakciók általában csak 500 $^{\circ}$ C hőmérséklete felett indulnak meg. A W/GaAs kontaktus például metallurgiaiilag még 500 $^{\circ}$ C-n is stabil (Sinha és Poate, 1973). A TiW/GaAs kontaktus még mechanikailag is stabilabb, mivel magas hőmérsékleten a tiszta W-réteg leválik a GaAs felületéről. Más W alapú kontaktusokat is alkalmaznak, mint például WAl és WN anyagokat mint vezérlőelektróda fémmezést GaAs MESFET-ekben (Kwok, 1986). A különféle, magas hőmérsékleteket is elviselő fémmezési anyagokat Kwok (1986) nyomán az 5.5. táblázat foglalja össze. A táblázatból látható, hogy a GaAs MESFET-eket előállító cégek többféle kontaktusrendszert is kifejlesztettek, illetve alkalmaznak. A fenti fémmezések felületére, a további technológiai műveletek megkönnyítése érdekében, még általában aranyréteget is felvisznek. E folyamat során arra kell ügyelni, hogy az általában nagyfrekvenciás porlasztással felvitt volfrámrétegben lévő lyukakon keresztül az arany ne érhesse el a III-V félvezető felületét.

A fémréteg felvitelének körülményei és módszerei erősen befolyásolják a kialakuló Schottky-barrier tulajdonságait. Így például a porlasztással felvitt TiW/Au réteg a GaAs felületének némi károsodását okozza, ami a töltéshordozó-koncentráció megváltozását is eredményezi (Weinmann és mtsai, 1981). Az effektív Richardson-állandó értéke azonban nem változott, értéke a szokásos, a GaAs-re jellemző $8,4 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ -nek adódott, míg a potenciálgát magassága $\Phi_B = 0,52 \text{ eV}$ volt. Az áram – feszültség karakterisztika igen „lágymód” volt. Már 50 nm-es TiW barrierreteg meggátolta az arany diffúzióját (Weinmann és mtsai, 1981), vagyis a Ti-réteg itt is jó diffúziós barriernek bizonyult, akárcsak a GaAs-Au rendszerben (Mojzes és mtsai, 1988).

Az egyes fémkontaktusok Schottky-gátjának magasságára a különböző irodalmi források általában különböző értékeket adnak meg. Így például az Au/TiW-GaAs rendszerre 0,62 és 0,82 eV közötti adatokat mértek, de az effektív Richardson-állandó változatlan volt, értéke $8,4 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ (Day és mtsai, 1977). Összehasonlításként az Au/W-GaAs átmenetben a potenciálgát magassága 0,65 eV (Morkoc és mtsai, 1980).

Viszonylag magas potenciálgáttal rendelkezik a WN_x/GaAs átmenet. A fémelegyet katódporlasztással lehet előállítani, mikor is W-elektrodot porlasztanak N_2/Ar plazmában. A $\text{WN}_{0,4}/\text{GaAs}$ Schottky-gátjának magassága pl. $\Phi_B = 0,73 \text{ eV}$, az áram – feszültség karakterisztika idealitási tényezője $n = 1,18$ (Geissberger és mtsai, 1986).

Mivel a Si a magas olvadáspontú fémekkel stabil szilicideket képez, ezért ezen szilicidek szintén alkalmasak nagy hőállóságú fémmezések elkészítésére. A $\text{TiWSi}_x/\text{GaAs}$ átmenet stabilabbnak bizonyult, mint az egyszerűbb TiW/GaAs rendszer (Yokoyama és mtsai, 1981). Maga a WSi_x a Ti-réteg nélkül is stabil, a WSi_x/GaAs rendszer pl. $x = 0,64$ összetételnél még 850 °C-on végzett 20 perces hőkezelés után sem mutatott Auger-méréssel kimutatható metallurgiai reakciót.

Érdekes lehetőségeket rejt magában a TiWSi kontaktusrendszer. A fémmezés összetételének és a hőkezelés paramétereinek változtatásával lehet ohmos és egyenirányító kontaktust is készíteni GaAs-en, mint ahogy ezt az 5.6. táblázat szemlélteti (Gill, 1985).

5.6. táblázat. Magas hőmérsékleten hőkezelt TiW-szilicid/GaAs kontaktusok tulajdonságainak változása az összetétel függvényében, Gill (1985) nyomán

$\text{Ti}_{0,3}\text{W}_{0,7}\text{Si}_x$ x	Hőkezelés 800 °C-on		Hőkezelés 850 °C-on	
	Φ_B [eV]	n	Φ_B [eV]	n
0,83	ohmos		ohmos	
0,67	ohmos		0,65	1,54
0,50	ohmos		alacsony	potenciálgát
0,40	ohmos		0,53	2,3
0,33	0,71	1,37	0,67	1,43
0,25	0,65	1,72	0,65	1,84
0,20	0,68	1,58	ohmos	

Egy másik, kontaktusfémeként előnyösen alkalmazható szilicid a TaSi. A TaSi/GaAs rendszerben a potenciálgát magassága $\Phi_B = 0,78$ eV (Tseng és Christou, 1983).

Végül megemlíjtük, hogy GaAs-en különböző magashőmérsékleti fémmezések (Ta, W, TaSi_x és VSi_x) összehasonlító vizsgálatát többek között Morgan és mtsai (1988) végezték el.

A fenti — korántsem teljes — felsorolásban nem tértünk ki a magas hőmérsékleten is stabil ohmos kontaktusok kérdésére. Ennek fő oka az, hogy a magas hőmérsékleten is stabil Schottky-kontaktusokat éppen azért fejlesztették ki, hogy azok elviseljék az ohmos kontaktusok készítésénél szükséges hőkezelési ciklust. Ugyanis az egyik elterjedt MESFET technológiai folyamatban a vezérlőelektróda Schottky-fémzését előbb készítik el, mint a forrás- és nyelőelektróda ohmos kontaktusait. Természetesen a magas hőmérsékleten is stabil kontaktusok kifejlesztésének másik hajtóereje a nagyobb megbízhatóság elérése volt.

6. ÖSSZEFOGLALÁS ÉS KITEKINTÉS

Reméljük, hogy az olvasó is osztja a szerzők azon véleményét, hogy ez a könyv egy igen gyorsan és dinamikusan fejlődő területet igyekezett áttekinteni. Mind az anyagokban, mind az eszközök működési elveiben igen nagy a változatosság. A korábbi évtizedek tapasztalata azt mutatja, hogy ezt a változatosságot a gyakorlati élet erősen lenyesegeti majd. Így az alábbiakban nem a könyv mondani-valóját kíséreljük meg összefoglalni, hanem néhány olyan általános megállapítást körvonalazunk, amely a fejlődés jelenlegi szintjének meghatározása mellett megjelöl néhány olyan prioritást, amely nézetünk szerint az elkövetkező 5–10 évben fontos lehet.

1. A diszkrét eszközök terén a hangsúly a GaAs alapúakon van. Ipari előállításuk megoldott, a szokásos sorozatnagyság nem indokol — és gazdaságilag sem visel el — olyan magasfokon automatizált gyártást, mint ahogy az a szilícium alapú eszközöknél elemi követelmény. A hordozókristályok méretei 75 és 100 mm között vannak, ilyen átmérőknél a hordozó még elviselhető költségekkel előállítható. Elsősorban a milliméteres hullámhosszak tartományában jönnek majd számításba az InP alapú eszközök.

2. A heteroszerkezetek először diszkrét eszközökben kerülnek alkalmazásra. Egyébként így lehetett tisztázni az alapvető működési módokat, az elvi felépítést stb. Ezek után kerülhet sor integrálásukra, ami nagy megbízhatóságú és reprodukálható előállítási technológiát igényel. A várható működésbeli előnyök azonban már viszonylag alacsony kihozatali százalék mellett is indokolják az integrált kivitelben történő megvalósítást.

3. Az eszközök működésében egyre fontosabb szerepet kapnak az egyre kisebbedő méretek és nagy elektromos térerő mellett le-

zajló fizikai jelenségek. Ezek egyik jelentős példája az új, kvantum jelenségeken alapuló eszközök megjelenése.

4. A csak félvezető anyagokból álló heteroepitaxiás szerkezeteken túlmenően egyre nagyobb szerephez jutnak az eltérő anyagokat tartalmazó rétegszerkezetek, mint pl. a szigetelő-félvezető vagy a félvezető-(magashőmérsékleti) szupravezető szerkezetek, illetve ezek kombinációi. Ezen a területen a legfontosabb irány talán az elemi és vegyület-félvezetők kombinációja, illetve a szupravezető-félvezető rendszer.

5. Az integrálásra való törekvés nemcsak az eszközök terén, hanem az azokat megvalósító technológiai eljárások terén is tovább halad. A molekulásugaras epitaxiás, illetve vákuumos technológiák lehetőséget nyújtanak teljes rétegnövesztési és eszköz-előállítási technológiai folyamat egy rendszerbe való integrálására.

6. Az integrálódás a korábban — tévesen — versenytársnak tartott optoelektronikával is bekövetkezik majd. A jelek áttétele egy szerkezeten vagy akár egy chip-en belül optikaiból elektromossá és viszont, lehetővé teszi a jelfeldolgozás hatékonyságának növelését. Ebből a szempontból igen fontos a fény-anyag, a mikrohullám-anyag és a fény-mikrohullám kölcsönhatások jobb megismerése.

7. Igen lényeges szerephez jut a megbízhatóság és ezen belül a sugárzásállóság kérdése. Az összetett, kisméretű, bonyolult szerkezetű eszközöknél ez a probléma csak mély anyagtudományi ismeretekkel oldható meg.

7. FÜGGELÉK

7.1. Jelölések

A	– felület
A^*	– módosított Richardson-állandó
A, B, C	– valenciasáv-paraméterek
a	– rácsállandó
a_s	– köztes (spacer) réteg vastagsága
b	– idealitási tényező
c	– rácsállandó (wurtzitrácsban)
C	– kapacitás
D	– diffúziós állandó
D_n, D_p	– elektronok, illetve lyukak diffúziós állandója
e	– elemi töltés, $e = 1,603 \cdot 10^{-19}$ C
e^*	– effektív töltés
E	– energia
E, F	– térerősség
E_a, E_d	– akceptorok, illetve donorok ionizációs energiája
E_k	– küszöbtérerősség
E_0	– térerősségparaméter (normálási tér)
E_F	– Fermi-szint
E_c	– vezetési sáv
E_v	– vegyértéksáv
E_g	– tiltott sáv
E_p	– energiaparaméter a Kane-sávmodellben
f	– frekvencia
f	– eloszlási függvény
f_h	– határfrekvencia
$f_{\max}$	– egységnyi teljesítményerősítéshez tartozó határfrekvencia
f_T	– futási idővel meghatározott határfrekvencia

f_1	– egységnyi áramerősítéshez tartozó határfrekvencia
F	– zajtényező
g_d	– forrás és nyelő közötti vezetés
g_m	– belső (intrinsic) tranzisztor meredeksége
g'_m	– teljes tranzisztor meredeksége
G	– konduktancia
G	– teljesítményerősítés
G_{ass}	– a minimális NF-hez tartozó munkapontbeli teljesítményerősítés
h	– Planck-állandó, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js
$\hbar$	– módosított Planck-állandó, $\hbar = 1,027 \cdot 10^{-34}$ Js
I	– áramerősség
I_n, I_p	– elektron-, illetve lyukáram
I_{sat}	– telítési áram
j	– áramsűrűség
k	– hullámszám
k	– Boltzmann-állandó, $k = 1,380 \cdot 10^{-23}$ J/K
k_x, k_y, k_z	– hullámszámvektor összetevői
K	– kompenzációs fok
l	– elektródák közötti távolság
L	– elektromos hossz
L	– (111) típusú vezetési sáv minimum
L_D	– Debye-hosszúság
L_g	– kapuhossz
MAG	– teljesítményerősítés maximális lehetséges értéke
m_0	– szabad elektrontömeg
m^*	– effektív elektrontömeg
m_n^*, m_p^*	– elektronok, illetve lyukak effektív tömege
m_t, m_l	– transzverzális, illetve longitudinális effektív tömeg
N	– adalékkoncentráció, $N = N_d - N_a$
N_a	– akceptorkoncentráció
N_d	– donorkoncentráció
N_L, N_Γ	– állapotsűrűség
n	– kvantumszám
n	– elektronkoncentráció
$n/n^+ / n^-$	– n-típusúra adalékkolt félvezető közepes/erős/gyenge adalékolás
n_i	– sajátvezetési elektronkoncentráció
n_{n0}	– elektronkoncentráció egyensúlyban n-típusú félvezetőben

n_{p0}	– elektronkoncentráció egyensúlyban p-típusú félvezetőben
n_s	– felületi (sheet) elektronkoncentráció
p	– lyukkoncentráció
p_i	– sajátvezetési lyukkoncentráció
Q	– töltés
Q_s, Q_{ss}	– felületi töltéssűrűség
r_H	– Hall-faktor
R	– ellenállás
R_g	– elektródák közötti ellenállás
R_k	– kontaktus-ellenállás
R_r	– rétegellenállás (fajlagos ellenállás/rétegvastagság)
R_{th}	– hőellenállás
S_{11}	– bemeneti reflexiós paraméter
S_{21}	– direkt transzfer paraméter
S_{12}	– visszhatási transzfer paraméter
S_{22}	– kimeneti reflexiós paraméter
T	– abszolút hőmérséklet
T_e	– elektron-hőmérséklet
T_1, T_2	– áteresztési tényező
t	– idő
U	– feszültség
U_{bi}	– beépült feszültség
u	– váltakozó feszültség
v	– sebesség
v_{cs}	– töltéshordozók csúcssebessége
v_d	– sodródási (drift) sebesség
v_{sat}	– telítési sebesség
v_{eff}	– effektív sebesség
w	– bázisvastagság
w_g	– kapuelektroda szélessége
X	– (100) típusú vezetési sáv minimum
x, y, z	– helykoordináták
x, y	– összetétel-paraméterek
Y	– admittancia
Z	– impedancia, hullámimpedancia
α	– tiltott sáv hőmérsékletfüggését leíró paraméter
β	– közös emitteres áramerősítési tényező

Γ	– vezetési sáv minimum a Brillouin-zóna közepén
Δ	– spin-pálya kölcsönhatási energia
ϵ	– dielektromos állandó, permittivitás, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$
ϵ_0	– a vákuum dielektromos állandója, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$
ϵ_r	– relatív (statikus) dielektromos állandó
ϵ_∞	– optikai (relatív) dielektromos állandó
ϵ	– elektronenergia
η	– hatásfok
Θ	– karakterisztikus hőmérséklet
λ	– hullámhossz, de Broglie-hullámhossz
λ	– hővezető képesség
Δ_b	– ballisztikus szabad úthossz
μ	– mozgékonyság
μ_n, μ_p	– elektron-, illetve lyukmozgékonyság
μ_s	– felületi (kétdimenziós) mozgékonyság
μ_H	– Hall-mozgékonyság
ρ	– fajlagos ellenállás
τ	– időállandó
τ	– relaxációs idő
τ_m	– impulzusrelaxációs idő
τ_e	– energiarelatációs idő
Φ	– potenciál, barriermagasság
Φ_0	– beépített feszültség
Φ_{BN}	– fém-félvezető átmenet barriermagassága
χ	– elektronaffinitás
ω	– fonon- (kör)frekvencia

7.2. Angol/amerikai betűszavak

AES	Auger electron spectroscopy (Augerelektron-spektroszkópia)
ALE	atomic layer epitaxy (atomréteg-epitaxia)
APD	avalanche photodiode (lavina-fotodióda)
BARITT	barrier injection and transit time (injektálás átmenet segítségével és futási idő)
BH	buried heterostructure (eltemetett heteroszerkezet)

BIFET	buried interface field effect transistor (betemetett határfelületű térvezérlésű tranzisztor)
CAMFET	camel gate field effect transistor (tevepúpkapus térvezérlésű tranzisztor)
CBE	chemical beam epitaxy (kémiai sugaras epitaxia)
C-HFET	complementary-heterostructure field effect transistor (komplementer heteroszerkezetes térvezérlésű tranzisztor)
CVD	chemical vapour deposition (kémiai gőzfázisú leválasztás)
DBD	double barrier diode (két potenciálgátas dióda)
DBQW	double barrier quantum well (két potenciálgátas kvantumgödör)
DDR	double drift region (kettős futási tartomány)
D-MESFET	depletion mode-field effect transistor (kiürítéses térvezérlésű tranzisztor)
DH	double heterojunction (kettős heteroátmenet)
DH	double heterostructure (kettős heteroszerkezet)
DOVETT	double velocity transit time (kétszeres sebességű futási idő)
DQW	double quantum well (kettős kvantumgödör)
DQWS	double quantum well structure (kettős kvantumgödör-szerkezet)
E-MESFET	enhancement mode-field effect transistor (növekményes térvezérlésű tranzisztor)
FET	field effect transistor (térvezérlésű tranzisztor)
GS MBE	gas source-molecular beam epitaxy (gáz forrású molekulásugaras epitaxia)
HBT	heterojunction bipolar transistor (heteroátmenetes bipoláris tranzisztor)
HEMT	high electron mobility transistor (nagy elektronmozgékonyágú tranzisztor)
HET	hot electron transistor (forróelektron-tranzisztor)
HFET	heterostructure field effect transistor (heteroszerkezetes térvezérlésű tranzisztor)

HIGFET	heterostructure insulated gate field effect transistor (heteroszerkezetes szigetelt vezérlőelektródájú tranzisztor)
HJBT	heterojunction bipolar transistor (heteroátmenetes bipoláris tranzisztor)
HJFET	heterojunction gate field effect transistor (heteroátmenetes térvezérlésű tranzisztor)
HWE	hot wall epitaxy (forrófalú epitaxia)
IGFET	insulated gate field effect transistor (szigetelt vezérlőelektródájú térvezérlésű tranzisztor)
IGT	insulated gate transistor (szigetelt vezérlőelektródájú tranzisztor)
IMPATT	impact ionization avalanche transit time (ütközéses lavinaionizáció és futási idő)
JFET	junction field effect transistor (záróréteges térvezérlésű tranzisztor)
LEC	liquid encapsulated Czochralski (védőolvadékos Czochralski)
LPE	liquid phase epitaxy (folyadékfázisú epitaxia)
LP MOCVD	low pressure metalorganic CVD (alacsony nyomású fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás)
LSA	limited space charge accumulation (korlátozott tértöltés-felhalmozódás)
MAGFET	metal – aluminium arsenide – gallium arsenide FET (fém – alumínium-arszenid – gallium-arszenid térvezérlésű tranzisztor)
MBE	molecular beam epitaxy (molekulasugaras epitaxia)
MESFET	metal semiconductor field effect transistor (fém-félvezető átmenetes térvezérlésű tranzisztor)
MIC	microwave integrated circuit (mikrohullámú integrált áramkör)
MISFET	metal-insulator-semiconductor field effect transistor (fém-szigetelő-félvezető térvezérlésű tranzisztor)
MITATT	mixed tunneling avalanche transit time (kevert alagúthatás és lavinaionizációs futási idő)
MIC	microwave integrated circuit (mikrohullámú integrált áramkör)

MMIC	monolithic microwave integrated circuit (monolitikus mikrohullámú integrált áramkör)
MOCVD	metalorganic chemical vapour deposition (fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás)
MODFET	modulation doped field effect transistor (modulációs adalékolású tervezérlésű tranzisztor)
MOMBE	metalorganic molecular beam epitaxy (fémorganikus molekulásugaras epitaxia)
MOVPE	metalorganic vapour phase epitaxy (fémorganikus gőzfázisú epitaxia)
MQW	multiple quantum well (többszörös kvantumgödör)
NERFET	negative resistance field effect transistor (negatív ellenállású tervezérlésű tranzisztor)
NTD	neutron transmutation doping (neutrontranszmutációs adalékolás)
OMCVD	organo-metalic chemical vapour deposition (fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás)
OMVPE	organo-metalic vapour phase epitaxy (fémorganikus gőzfázisú epitaxia)
PBT	permeable base transistor (áteresztő bázisú tranzisztor)
PECVD	plasma enhanced chemical vapour deposition (plazmával segített kémiai gőzfázisú leválasztás)
OEIC	opto-electronic integrated circuit (optoelektronikai integrált áramkör)
QSE	quantum size effect (kvantumos méreteffektus)
QW	quantum well (kvantumgödör)
QWW	quantum well wire (kvantumgödör-huzal)
QWITT	quantum well injection transit time (kvantumgödör injekciós futási idő)
QWWFET	quantum well wire field effect transistor (kvantumgödör huzal tervezérlésű tranzisztor)
RHEED	reflection high energy electron diffraction (nagy energiájú reflexiós elektrondiffrakció)
RHET	resonant tunneling hot electron transistor (rezonáns alagúthatású forróelektron-tranzisztor)
RT	resonant tunneling [rezonáns alagúthatás(ú)]

RTBT	resonant tunneling bipolar transistor (rezonáns alagúthatású bipoláris tranzisztor)
RTD	resonant tunneling diode (rezonáns alagúthatású dióda)
RTT	resonant tunneling transistor (rezonáns alagúthatású tranzisztor)
SAINTFET	self-aligned implantation for n layer technology field effect transistor (önillesztetten implantált n-réteges térvezérlésű tranzisztor)
SDDHFET	selectively doped double heterostructure field effect transistor (szelektív adalékolású kettős heteroszerkezetes térvezérlésű tranzisztor)
SDHT	selectively doped heterostructure transistor (szelektív adalékolású heteroszerkezetes tranzisztor)
SDR	single drift region (egy futási tartomány)
SIMS	secondary ion mass spectrometry (szekunderion-tömegspektrometria)
SISFET	semiconductor-insulator-semiconductor field effect transistor (félvezető-szigetelő-félvezető térvezérlésű tranzisztor)
SL	superlattice (szuperrács)
SLS	strained layer superlattice (feszített réteges szuperrács)
SQUID	superconducting quantum interference device (szupravezető kvantum interferencia eszköz)
SQW	single quantum well (egyszeres kvantumgödör)
SQWFET	single quantum well field effect transistor (egyszeres kvantumgödör térvezérlésű tranzisztor)
TEA	transferred-electron amplifier (transzferelektron erősítő)
TED	transferred-electron device (transzferelektron eszköz)
TEGFET	two-dimensional electron gas transistor (kétdimenziós elektrongáz tranzisztor)
TEO	transferred-electron oscillator (transzferelektron oszcillátor)
THETA	tunneling hot electron transfer amplifier (alagúthatású forróelektron-transzfer erősítő)

TRAPATT	trapped plasma avalanche transit time (plazmabefogás és lavinaionizáció futási idő)
TTD	transit time device (futási időn alapuló eszköz)
TUNNETT	tunnel transit time (alagúteffektusú futási idő)
2DEG	two-dimensional electron gas (kétdimenziós elektron-gáz)
2DHG	two-dimensional hole gas (kétdimenziós lyukgáz)
VET	vertical electron transistor (függőleges elrendezésű elektronáramlású tranzisztor)
VMT	velocity modulation tranzistor (sebességmodulációs tranzisztor)
VPE	vapour phase epitaxy (gőzfázisú epitaxia)

8. IRODALOM

- ABE, M. — MIMURA, T. — YOKOYAMA, N. — ISHIKAWA, H. (1982): New technology towards GaAs LSI/VLSI for computer applications. IEEE Trans. Electron Devices ED-29(7) 1088—1094.
- ABE, M. — MIMURA, T. — KOBAYASHI, N. — SUZUKI, M. — KOSUGI, M. — NAKAYAMA, M. — ODANI, K. — HANY, I. (1989): Recent advances in ultra-high speed HEMT LSI technology. IEEE Trans. Electron Devices 36(10) 2021—2031.
- ADACHI, S. (1985): GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. J. Appl. Phys. 58(3) R1—R29.
- ADAMS, A. R. — TATHAM, H. L. (1981): Temperature dependence of the Gunn threshold in GaAs. Electron. Lett. 17(16) 557—558.
- AINA, L. — MATTINGLY, M. — POTTER, B. (1990a): Modulation-doped AlInAs/InP heterostructures grown by organometallic vapor phase epitaxy. Appl. Phys. Lett. 57(5) 492—493.
- AINA, L. — SERIO, M. — MATTINGLY, M. — HEMPFLING, E. — CHIEN, H. (1990b): DC and microwave performance of OMVPE-grown AlInAs/InP HEMTs. Electron. Lett. 26(22) 1912—1913.
- AINA, L. — MATTINGLY, M. — BATES, J. R. — COGGINS, A. — O'CONNOR, J. — SHASTRY, S. K. — SALERNO, J. P. — DAVIS, A. — LORENZO, J. P. — JONES K. S. (1991a): High-purity InP grown on Si by organometallic vapor phase epitaxy. Appl. Phys. Lett. 58(14) 1554—1557.
- AINA, L. — BURGESS, M. — MATTINGLY, M. — O'CONNOR, J. M. — MEERSCHART, A. — TONG, M. — KETTERSON, A. — ADESIDA, I. (1991b): 0.33- μm gate-length millimeter-wave InP-channel HEMTs with high f_T and f_{max} . IEEE Electron Device Lett. 12(9) 483—485.
- AKSUN, M. I. — MORKOC, H. — LESTER, L. F. — DUH, K. H. G. — SMITH, P. M. — CHAO, P. C. — LONGERBONE, M. — ERICKSON, L. P. (1986): Performance of quarter-micron GaAs metal-semiconductor field-effect transistors on Si substrates. Appl. Phys. Lett. 49(24) 1654—1655.
- ALBRECHT, H. — MÜLLER, J.-E. (1988): Microwave performance of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As/InP:Fe}$ junction field effect transistors. Archiv elektrischer Übertragung 42(2) 96—99.

- ALFEROV, ZH. I. — TSARENKOV, B. V. (1985): Poluprovodnikam A^{III}B^V — 35 let. Fiz. Tekh. Poluprov. 19(12) 2113–2117.
- ALFEROV, ZH. I. — BOSYI, V. I. — GORELENOK, A. T. — IVASCHUK, A. V. — ILINSKAYA, N. D. — MUZEROV, M. N. — MOKINA, I. A. — REKHVIASHVILI, D. N. — SHMIDT, N. M. (1988): Bar'ery Shottki i polevye tranzistory na osnove InGaAs/InP. Pis'ma v ZhTF 14(19) 1807–1810.
- ALLEN, W. J. — SHYAM, M. — CHEN, Y. S. — PEARSON, G. L. (1965): Microwave oscillations in GaAs_{1-x}P_x alloys. Appl. Phys. Lett. 7(4) 78–80.
- ALLISON, J. F. — CHANG, W. H. — HOLDEMAN, L. B. — SMITH, T. (1986): Microlithographic techniques for high speed GaAs field effect transistors. Solid State Technology 29(6) 169–175.
- AMANO, T. — TAKAHEI, K. — NAGAI, H. (1981): Effect of baking temperature on the purity of LPE Ga_{0.47}In_{0.53}As. Jpn. J. Appl. Phys. 20(11) 2105–2109.
- ANDERSON, D. A. — APSLEY, N. — DAVIES, P. — GILES, P. L. (1985): Compensation in heavily doped n-type InP and GaAs. J. Appl. Phys. 58(8) 3059–3067.
- ANDERSON, D. A. — APSLEY, N. (1986): The Hall effect in III-V semiconductor assessment. Semicond. Sci. Technol. 1(3) 187–202.
- ANDERSON, R. L. (1962): Experiments on Ge-GaAs heterojunction. Solid State Electronics 5(5) 341–351.
- ANDERSSON, I. L. (1989): High-speed microwave switching using laser-controlled microstrip directional coupler. Electron. Lett. 25(5) 368–369.
- ANDRÁSI, A. — BARNA, Á. — BARNA, B. P. — BELEZNAY, F. — MOJES, I. — PÓDÓR, B. — SEBESTYÉN, T. — STARK, GY. — SZENTPÁLI, B. — SZÉP, I. (1977): GaAs Gunn diódák a 7–10 GHz-es frekvenciasávra. Híradástechnika 28(1) 42–49.
- ANTREASIAN, A. — GARBINSKI, P. A. — MATTERA, V. D. — TEMKIN, H. — ABELES, J. H. (1987): High-speed operation of InP metal-insulator-semiconductor field-effect transistors grown by chloride vapor phase epitaxy. Appl. Phys. Lett. 51(14) 1097–1099.
- ANTREASIAN, A. — GARBINSKI, P. A. — MATTERA, V. D. — FEUER, M. D. — TEMKIN, H. — FILIPE, J. (1989): High speed enhancement-mode InP MISFET's grown by chloride vapor-phase epitaxy. IEEE Trans. Electron Devices 36(2) 236–262.
- APSLEY, N. — ANDERSON, D. A. — MORRISON, J. B. (1987): The Hall scattering factor in InP. Semicond. Sci. Technol. 2(1) 44–49.
- ARMAND, M. — BUI, D. V. — CHEVRIER, J. — LINH, N. T. (1984): High-power microwave amplification with InP MISFETs. Proc. IEEE/Cornell Conf. High Speed Semiconductor Devices and Circuits, Ithaca, NY, pp. 218–225.
- ARNOLD, D. J. — FISCHER, R. — KOPP, W. F. — HENDERSON, T. S. — MORKOC, H. (1984): Microwave characterization of (Al,Ga)As/GaAs modulation-doped FET's: bias dependence of small signal parameters. IEEE Trans. Electron Devices 31(10) 1399–1402.
- ASBECK, P. M. — MILLER, D. L. — PETERSEN, W. C. — KIRKPATRICK, C. G. (1982):

- GaAs/GaAlAs heterojunction bipolar transistors with cutoff frequencies above 10 GHz. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-3**(12) 366–368.
- ASBECK, P. M. — MILLER, D. L. — ANDERSON, R. J. — DEMING, R. W. — CHEN, R. T. — LIECHTI, C. A. — EISEN, F. H. (1984): Application of heterojunction bipolar transistors to high speed, small scale digital integrated circuits. *GaAs IC Symposium Technical Digest*, Boston, USA, pp. 133–134.
- ASBECK, P. M. — CHANG, M. F. — WANG, K. C. — MILLER, D. L. — SULLIVAN, G. J. — SHENG, N. H. — SOVERO, E. — HIGGINS, J. A. (1987): Heterojunction bipolar transistors for microwave and millimeter-wave integrated circuits. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-34**(12) 2571–2579.
- ASHEN, D. J. — DEAN, P. J. — HURLE, D. T. J. — MULLIN, J. B. — WHITE, A. M. — GREENE, P. D. (1975): The incorporation and characterisation of acceptors in epitaxial GaAs. *J. Phys. Chem. Sol.* **36**(10) 1041–1053.
- ASONEN, H. — RAKKENUS, K. — TAPPURA, K. — HOVINEN, M. — PESSA, M. (1990): Growth of InP, InGaAs and InGaAsP on InP by gas-source molecular beam epitaxy. *J. Crystal Growth* **105**(1–4) 101–105.
- ASPNES, D. E. (1976): GaAs lower conduction band minimum: Ordering and properties. *Phys. Rev.* **14**(12) 5331–5343.
- AUSTON, D. H. (1975): Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Appl. Phys. Lett.* **26**(2) 101–103.
- BAGRAEV, N. T. — BARANOV, A. N. — VORONINA, T. I. — TOLPAROV, YU. N. — YAKOVLEV, YU. P. (1985): Podavlenie prirodných aktseptorov v GaSb. *Pis'ma v ZhTF* **11**(2) 117–121.
- BALIGA, B. J. (1989): Power semiconductor device figure of merit for high frequency application. *IEEE Electron Device Lett.* **10**(10) 455–457.
- BANTIEU, F. — WEBER, J. (1988): Properties of the optical transition within the Mn acceptor in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Phys. Rev.* **B37**(17) 10111–10117.
- BARAFF, G. A. — APPELBAUM, J. A. — HAMANN, D. R. (1977a): Self-consistent calculation of the electronic structure of an abrupt GaAs-Ge interface. *Phys. Rev. Lett.* **38**(5) 237–240.
- BARAFF, G. A. — APPELBAUM, J. A. — HAMANN, D. R. (1977b): Electronic structure at an abrupt GaAs-Ge interface. *J. Vac. Sci. Technol.* **14**(4) 999–1005.
- BARANOV, A. N. — VORONINA, T. I. — LAGUNOVA, T. S. — SHERSTNEV, V. V. — YAKOVLEV, YU. P. (1987): Izmenenie kontsentratsii prirodných aktseptorov v GaSb. *Pis'ma v ZhTF* **13**(18) 1103–1108.
- BARNARD, J. — OHNO, H. — WOOD, C. E. C. — EASTMAN, L. F. (1980): Double heterostructure $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ MESFETs with submicron gates. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-1**(9) 174–176.
- BARRERA, J. S. — ARCHER, R. J. (1975): InP Schottky-gate field-effect transistors. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-22**(11) 1023–1030.
- BARTELT, J. L. (1986): Masked ion lithography: An emerging technology. *Solid State Technology* **29**(5) 215–220.
- BASINSKI, J. — ROSENBAUM, S. D. — BASINSKI, L. — WOOLEY, J. C. (1973):

- Temperature and pressure dependence of the Γ_{1c} electron mobility in GaSb. *J. Phys. C* **6**(3) 422–436.
- BASS, S. J. — YOUNG, M. L. (1984): High quality epitaxial indium phosphide and indium alloys grown using trimethylindium and phosphine in an atmospheric pressure reactor. *J. Crystal Growth* **68**(1–4) 311–318.
- BATE, R. T. (1988): A jövő tranzisztorai. *Tudomány* **4**(5) 40–48.
- BAUER, R. S. — ZURCHER, P. — SANG, H. W. (1983): Inequality of semiconductor heterojunction conduction-band-edge discontinuity and electron affinity difference. *Appl. Phys. Lett.* **43**(7) 663–665.
- BAUHAHN, P. E. — HADDAD, G. I. — MASNARI, N. A. (1973): Comparison of hot-electron diffusion rates for GaAs and InP. *Electron. Lett.* **9**(19) 460–461.
- BAXTER, R. D. — REID, F. J. — BEER, A. C. (1967): Electron mobility in GaSb at 77 K. *Phys. Rev.* **162**(3) 718–727.
- BAYRAKTAROGU, B. — CAMILLERI, N. — LAMBERT, S. A. (1988): Microwave performances of n-p-n and p-n-p AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **MTT-36**(12) 1869–1873.
- BELETSKII, N. I. — PROKHOROV, E. D. (1975): Predel'nie chastoty diodov Ganna na osnove GaAs_{1-x}P_x. *Radiotekhnika i elektronika* **20**(8) 1761–1764.
- BELEZNAY, F. (1986): Egy félvezető rutinmérés metamorfózisa I. A kvantált Hall-jelenség. *Fizikai Szemle* **36**(3) 94–100.
- BELEZNAY, F. (1988): Szupergyors félvezető eszközök. *Természet Világa* **119**(7) 296–300.
- BELL, T. E. (1986): The quest for ballistic action. *IEEE Spectrum* **23**(2) 36–38.
- BELOVA, N. A. — GOLUBKOVA, A. I. — SKVORTSOVA, N. E. — STEPANOV, V. G. (1975): Elektricheskaya neustoichivost' v Ga_xIn_{1-x}Sb. *Mikroelektronika* **4**(2) 457–459.
- BENCHIMOL, J. L. — QUILLEC, M. — SLEMPKES, S. (1983): Improved mobility in In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y} alloys using high temperature liquid phase epitaxy. *J. Crystal Growth* **64**(1) 96–100.
- BENEKING, H. — SU, L. M. (1981): GaAlAs/GaAs heterojunction microwave bipolar transistor. *Electron. Lett.* **17**(8) 301–302.
- BENEKING, H. (1986): III-V bipolar devices. In: *Solid State Devices. Proc. ESSDERC*. Ed. P. Balk, O. G. Folberth. Elsevier, Amsterdam, pp. 1–21.
- BERGH, A. A. — DEAN, P. J. (1972): Light emitting diodes. *Proc. IEEE* **60**(2) 156–223.
- BERT, N. A. — VOROB'EVA, V. V. — VORONTOVA, M. V. — KRESHCHUK, A. M. — NOVIKOV, S. V. — POGREBITSKII, K. YU. — SAVEL'EV, I. G. — SAIFIDINOV, D. ZH. — SOSHNIKOV, I. P. — SHIK, A. YA. (1990): Influence of the thickness of the upper narrow-band gap layer on the density of two-dimensional electrons in inverted InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As heterostructures. *Sov. Phys. Semicond.* **24**(4) 410–415.
- BHATTACHARYYA, A. — GHOSAL, A. — CHATTOPADHYAY, D. (1984): Temperature dependence of peak drift velocity and threshold field in n-In_{0.53}Ga_{0.47}As. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-31**(12) 1918–1919.

- BIEDENBENDER, N. D. — KAPOOR, V. J. — MESSICK, L. J. — NGUYEN, R. (1989): Ion-implanted high microwave power indium phosphide transistors. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **37**(9) 1321–1326.
- BLAKEMORE, J. S. (1982): Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys. (Appl. Phys. Rev.)* **53**(10) R123–R181.
- BLOOD, P. — ORTON, J. W. (1974): The electrical properties of n-type epitaxial InP in the temperature range 5 K to 700 K. *J. Phys. C* **7**(5) 893–904.
- BLUM, A. N. — MOKROVSKII, N. P. — REGEL', A. R. (1951): Izuchenie elektroprovodnosti poluprovodnikov i intermetalicheskikh soeginenii v tverdom i zhidkom sostoyanii. *Zh. T. F.* **21**(2) 237–238.
- BOOS, J. B. — BIHARI, S. C. — KELNER, G. — THOMPSON, P. E. — WENG, T. H. — HENRY, R. L. (1984): Planar fully ion implanted InP power junction FETs. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-5**(7) 273–276.
- BOZLER, C. O. (1986): Current prospects for the permeable base transistor. *Surface Science* **174**(1–3) 487–500.
- BOZLER, C. O. — ALLEY, G. D. (1980): Fabrication and numerical simulation of the permeable base transistor. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-27**(6) 1128–1141.
- BRAUN, F. (1874): Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle. *Ann. Phys. Chem.* **153** 556.
- BROEKAERT, T. P. E. — LEE, W. — FONSTAD, C. G. (1988): Pseudomorphic $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InAs}$ resonant tunneling diodes with peak-to-valley current ratios of 30 at room temperatures. *Appl. Phys. Lett.* **53**(16) 1545–1547.
- BROWN, E. R. — SOLLNER, T. C. L. G. — GOODHUE, W. D. — PARKER, C. D. (1987): Millimeter-band oscillations based on resonant tunneling in a double-barrier diode at room temperature. *Appl. Phys. Lett.* **50**(2) 83–85.
- BROWN, E. R. — GOODHUE, W. D. — SOLLNER, T. C. L. G. (1988): Fundamental oscillations up to 200 GHz in resonant tunneling diodes and new estimates of their maximum oscillation frequency from stationary-state tunneling theory. *J. Appl. Phys.* **64**(3) 1519–1529.
- BROWN, E. R. — SOLLNER, T. C. L. G. — PARKER, C. D. — GOODHUE, W. D. — CHEN, C. L. (1989): Oscillations up to 420 GHz in GaAs/AlAs resonant tunneling diodes. *Appl. Phys. Lett.* **55**(7) 1777–1779.
- BROWN, E. R. — SÖDERSTRÖM, J. R. — PARKER, C. D. — MAHONEY, L. J. — MOLVAR, K. M. — MCGILL, T. C. (1991a): Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant tunneling diodes. *Appl. Phys. Lett.* **58**(20) 2291–2293.
- BROWN, E. R. — PARKER, C. D. — CALAWA, A. R. — MANFRA, M. J. — CHEN, C. L. — MAHONEY, L. J. — GOODHUE, W. D. — SÖDERSTRÖM, J. R. — MCGILL, T. C. (1991b): High-frequency resonant tunneling oscillators. *Microwave and Optical Technology Letters* **4**(1) 19–23.
- BRÜCKNER, V. (1988): Picosecond optoelectronic semiconductor switching. *Physica Scripta* **T23**(1) 214–217.
- BURGGRAAF, P. (1987): Advanced lithographies: Finding a niche. *Semiconductor International* **10**(2) 48–55.

- BUSHNELL, McD. L. P. (1986): Multilayer resist lithography: Performance and manufacturability. *Solid State Technology* **29**(6) 133–138.
- CALAWA, A. R. — MANFRA, M. J. (1990): Molecular beam epitaxial growth of GaAs on gadolinium-gallium garnet. *J. Electron. Mat.* **19**(9) 975–979.
- CALDAS, M. J. — FARZIO, A. — ZUNGER, A. (1984): An universal trend in the binding energy of deep impurities in semiconductors. *Appl. Phys. Lett.* **45**(6) 671–673.
- CAMERON, D. C. — IRVING, L. D. — WHITEHOUSE, C. R. — WOODWARD, J. — LEE, D. (1983): Planar self-aligned ion implanted InP MISFETs for fast logic applications. *Int. Symp. on Gallium Arsenide and Related Compounds, Albuquerque, 1982, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 65*, pp. 461–468.
- CAMNITZ, L. H. — TASKER, P. J. — LEE, H. — MERWE, D. — EASTMAN, F. (1984): Microwave characterization of very high transconductance MODFET. *EIDM Tech. Dig.* pp. 360–363.
- CAPASSO, F. (1984): New multilayer and graded gap optoelectronic and high speed devices by band gap engineering. *Surface Science* **142**(1–3) 513–528.
- CAPASSO, F. (1985): New heterojunction devices by band-gap engineering. *Physica* **129B**(1) 92–106.
- CAPASSO, F. — TSANG, W.-T. (1984): New, quieter photodiodes promise to catch speeding lightwaves. *AT&T Bell Laboratories Record* (March) 13–19.
- CAPASSO, F. — KIEHL, R. A. (1985): Resonant tunneling transistors with quantum well base and high-energy injection: A new differential resistance device. *J. Appl. Phys.* **58**(3) 1366–1368.
- CAPASSO, F. — MOHAMMED, K. — CHO, A. Y. (1986a): Resonant tunneling through double barriers, perpendicular quantum transport phenomena in superlattices, and their device applications. *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-22**(9) 1853–1869.
- CAPASSO, F. — SEN, S. — GOSSARD, A. C. — HUTCHINSON, A. L. — ENGLISH, J. H. (1986b): Quantum-well resonant-tunneling bipolar transistor operating at room temperature. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-7**(10) 573–576.
- CAPASSO, F. — SEN, S. — BELTRAM, F. — CHO, A. Y. (1989): Resonant tunneling devices and their applications. In: *Submicron Integrated Circuits*, Ed. R. K. Watts. Wiley, New York, pp. 204–268.
- CAPASSO, F. — DATTA, S. (1990): Quantum electron devices. *Physics Today* **43**(2) 74–82.
- CAPPY, A. (1988): Noise modelling and measurement techniques. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **MTT-36**(1) 1–10.
- CAPPY, B. — CARNEZ, B. — FANQUOMBERGUES, R. — SALMER, G. — CONSTANT, E. (1980): Comparative potential performance of Si, GaAs, GaInAs, InAs submicrometer-gate FETs. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-27**(11) 2158–2160.
- CASEY, H. C. — PANISH, M. B. (1978): *Heterostructure Lasers*. Academic Press, New York.

- CHAI, Y. C. — ZDASIUK, G. A. (1985): Investigation of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ for high-frequency microwave power FET. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-32**(5) 972–977.
- CHAND, N. — HENDERSON, T. — KEEM, J. — MASSELSNIK, W. T. — FISCHER, R. — CHANG, Y.-C. — MORKOC, H. (1984): Comprehensive analysis of Si-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0$ to 1): Theory and experiments. *Phys. Rev.* **B30**(8) 4481–4492.
- CHAND, N. — MORKOC, H. (1985): Prospects of high-speed semiconductor devices. In: *Proc. Topical Meeting Picosecond Electronics and Optoelectronics*, Ed. G. A. Mourou, D. M. Bloom, C.-H. Lee, Springer-Verlag, Berlin.
- CHAND, N. — REU, A. T. — MACRANDER, A. T. — VAN DER ZIEL, J. P. — SERGENT, A. M. — HULL, R. — CHU, S. N. G. — CHEN, Y. K. — LANG, D. V. (1990): GaAs-on-Si: Improved growth conditions, properties of undoped GaAs, high mobility, and fabrication of high-performance AlGaAs/GaAs selectively doped heterostructure transistors and ring oscillators. *J. Appl. Phys.* **67**(5) 2343–2353.
- CHANDRA, A. — EASTMAN, L. F. (1980a): The liquid phase epitaxial growth of high purity $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. *J. Electrochem. Soc.* **127**(1) 211–216.
- CHANDRA, A. — EASTMAN, L. F. (1980b): A study of alloy scattering in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. *J. Appl. Phys.* **51**(5) 2669–2677.
- CHANG, L. L. — ESAKI, L. — TSU, R. (1974): Resonant tunneling in semiconductor double barriers. *Appl. Phys. Lett.* **24**(12) 593–595.
- CHANG, R. P. H. — DARACK, S. (1983): Plasma enhanced beam deposition of thin dielectric films. *Appl. Phys. Lett.* **42**(3) 272–274.
- CHAO, P. C. — TESSMER, A. J. — DUH, K.-H. G. — HO, P. — KAO, M.-Y. — SMITH, P. M. — BALLINGAL, J. M. — LIU, S.-M. J. — JABRA, A. A. (1990): W-band low-noise InAlAs/InGaAs lattice matched HEMTs. *IEEE Electron Device Lett.* **11**(1) 59–62.
- CHELIKOWSKY, J. R. — COHEN, M. L. (1976): Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors. *Phys. Rev.* **B14**(2) 556–582.
- CHEN, C. Y. — CHO, A. Y. — ALAVI, K. — GARBINSKI, P. A. (1982): Short channel $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ selectively doped field effect transistors. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-3**(8) 205–208.
- CHEN, S. C. — SU, Y. K. (1989): Photoluminescence study of gallium antimonide grown by liquid phase epitaxy. *J. Appl. Phys.* **66**(1) 350–353.
- CHENG, C. L. — HATZATKIS, M. — WILTON, A. D. (1983): Submicron self-aligned recessed gate InGaAs MISFET exhibiting very high transconductance. *Proc. IEDM'83* pp. 279–282.
- CHENG, K. Y. — CHO, A. Y. — WAGNER, W. R. (1981): Molecular-beam epitaxial growth of uniform $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ with a rotating sample holder. *Appl. Phys. Lett.* **39**(8) 607–609.
- CHENG, K. Y. — CHO, A. Y. — WAGNER, W. R. (1981): Tin doping in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ and $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ grown by MBE. *J. Appl. Phys.* **52**(10) 6328–6330.
- CHENG, K. Y. — CHO, A. Y. (1982): Silicon doping and impurity profiles in

- Ga_{0.47}In_{0.53}As and Al_{0.48}In_{0.52}As grown by MBE. J. Appl. Phys. **53**(6) 4411–4415.
- CHENG, K. Y. — CHO, A. Y. — CHRISTMAN, S. B. — PEARSALL, T. P. — ROWE, J. E. (1982): Measurement of the Γ -L separation in Ga_{0.47}In_{0.53}As by ultraviolet photoemission. Appl. Phys. Lett. **40**(5) 423–425.
- CHENG, J. — FORREST, S. R. — STALL, R. — GUTH, G. — WUNDER, R. (1985): Depletion and enhancement mode Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP junction field-effect transistor with p⁺ InGaAs confinement layer. Appl. Phys. Lett. **46**(9) 885–887.
- CHIN, A. — BHATTACHARYA, P. — HONG, W.-P. — LI, W.-Q. (1988): Molecular-beam epitaxial growth of high quality In_{0.52}Al_{0.48}As and In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs. J. Vac. Sci. Technol. **B6**(2) 665–667.
- CHO, A. Y. (1984): Recent developments in III–V compound semiconductor materials and devices. Proc. 17th Int. Conf. Phys. Semicond., San Francisco, pp. 1515–1524.
- CHO, A. Y. (1988): Molecular beam epitaxy (MBE) — application and perspectives. Proc. 19th Int. Conf. Phys. Semicond., Ed. W. Zawadzki. Polish Academy of Sciences, Warsaw, Vol. 1, pp. 21–28.
- CHO, A. Y. (1989): Current state and future challenge in molecular beam epitaxy. J. Crystal Growth **95**(1–4) 1–10.
- CHOI, H. K. — TSAUR, B.-Y. — METZE, G. M. — TURNER, G. W. — FAN, J. C. C. (1984): GaAs MESFETs fabricated on monolithic GaAs/Si substrates. IEEE Electron Device Lett. **EDL-5**(6) 207–208.
- CHOI, C. — OTSUKA, N. — MUNNS, G. — HOUDRE, R. — MORKOC, H. — ZHANG, S. L. — LEVI, D. — KLEIN, M. V. (1987): Effect of in situ and ex situ annealing on dislocations in GaAs on Si substrate. Appl. Phys. Lett. **50**(15) 992–994.
- CHOUDHURY, A. N. M. M. — TABATABAIE-ALAVI, K. — FONSTAD, C. G. (1984): Triple implant (In,Ga)As/InP n-p-n heterojunction bipolar transistors for integrated-circuit applications. IEEE Electron Device Lett. **EDL-5**(7) 251–253.
- CHRISTOU, A. — VARMAZIS, K. — HATZOPOULOS, Z. (1987): High mobility GaAs/AlAs/(211)Si structures grown by MBE. J. Crystal Growth **81**(1–4) 226–230.
- CHYE, P. W. — HUANG, C. (1982): Quarter micron low noise GaAs FETs. IEEE Electron Device Lett. **EDL-3**(12) 401–403.
- CIRILLO, N. C. — ABROKWAH, J. K. — SHUR, M. S. (1984): Self-aligned modulation doped (Al,Ga)As/GaAs field-effect transistors. IEEE Electron Device Lett. **EDL-5**(4) 129–131.
- CIRILLO, N. C. — ABROKWAH, J. K. — FRAASCH, A. M. — VOLD, P. J. (1985): Ultra-high speed ring oscillators based on self-aligned-gate modulation doped n⁺-(Al,Ga)As/GaAs FETs. Electron. Lett. **21**(17) 772–773.
- CLARK, W. G. — ISAACSON, R. A. (1967): Preparation of homogeneous n-type InSb by neutron transmutation. J. Appl. Phys. **38**(5) 2284–2289.
- CLAWSON, A. R. — MULLIN, D. P. — ELDER, D. I. — WIEDER, H. H. (1983): Semi-insulating In_{0.53}Ga_{0.47}As by Fe doping. J. Crystal Growth **64**(1) 90–95.
- CLEMENS, H. — STROMBERGER, U. — WEILGUNI, P. C. — BAUER, G. (1989):

- Growth of BaF_2 and $\text{BaF}_2/\text{SrF}_2$ layers on (001)-oriented GaAs. *J. Appl. Phys.* **66**(4) 1680–1686.
- CLEVELAND, J. W. — LARK-HOROWITZ, K. — PIGG, J. C. (1950): Transmutation-produced germanium semiconductors. *Phys. Rev.* **78**(6) 814–815.
- COHEN, M. L. — BERGSTRESSER, T. K. (1966): Band structures and pseudopotential form factors for fourteen semiconductors of the zinc-blende structure. *Phys. Rev.* **141**(2) 789–796.
- COLEMAN, P. D. — GOEDEKE, S. — SHEWCHUK, T. J. — CHAPIN, P. C. — GERING, J. M. — MORKOC, H. (1986): Experimental study of the frequency limits of a resonant tunneling oscillator. *Appl. Phys. Lett.* **48**(6) 422–424.
- CONSTANT, E. (1976): Noise in microwave, injection, transit time and transferred-electron devices. *Physica* **83B**(1) 24–40.
- CONWELL, E. M. (1967): *High Field Transport in Semiconductors*, Academic Press, New York.
- COOKE, H. F. (1971): Microwave transistors; theory and design. *Proc. IEEE* **59**(8) 1163–1181.
- COOK, L. W. — TASHIMA, M. M. — TABATABAIE, N. — LOW, T. S. — STILLMAN, G. E. (1982): High purity InP and InGaAsP grown by liquid phase epitaxy. *J. Crystal Growth* **56**(1–4) 475–484.
- CRAFORD, M. G. — GROVES, W. O. — HERZOG, A. H. — HILL, D. E. (1971): Electroluminescence and electrical properties of high-purity vapor-grown GaP. *J. Appl. Phys.* **42**(7) 2751–2757.
- CROWLEY, J. D. — SOWERS, J. J. — JANIS, B. A. — FANK, F. B. (1980): High efficiency 90 GHz InP Gunn oscillators. *Electron. Lett.* **16**(18) 705–706.
- CRUMBAKER, T. E. — LEE, H. Y. — HAFICH, M. J. — ROBINSON, G. Y. — AL-JASSIM, M. M. — JONES, K. M. (1990): Heteroepitaxy of InP on Si: Reduction of defects by substrate misorientation and thermal annealing. *J. Vac. Sci. Technol.* **B8**(2) 261–265.
- CSONTOS, L. — PÓDÖR, B. — SOMOGYI, K. — ANDOR, L. (1992): Electrical properties of Mg-doped GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \leq 0.36$). *Proc. Int. Conf. of Microelectronics*, 21–23 September 1992, Warsaw, Poland. *SPIE Proceedings*, Vol. 1783. pp. 559–568.
- CULSHAW, B. — GIBLIN, R. A. (1974): Effect of velocity-field characteristics on the operation of avalanche diode oscillators. *Electron. Lett.* **10**(14) 285–287.
- DALAL, V. L. (1970): Hole velocity in p-GaAs. *Appl. Phys. Lett.* **16**(12) 489–491.
- DÄMBKES, H. — DICKMANN, J. — NAROZNY, P. — NICKEL, H. (1990): AlGaAs/InGaAs HFETs auf GaAs für Systemanwendungen im Millimeterwellenbereich. *ITG-Fachberichte* 112, Heterostruktur-Bauelemente, pp. 225–230.
- DANIELS, R. R. (1988): Quantum-well p-channel AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructure insulated gate field-effect transistors with very high transconductance. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-9**(7) 355–357.
- DAPKUS, P. D. (1984): A critical comparison of MOCVD and MBE for heterojunction devices. *J. Crystal Growth* **68**(1–4) 345–355.

- DAPKUS, P. D. — COLEMAN, J. J. (1989): Metalorganic chemical vapor deposition of III-V compounds. In: III-V Semiconductor Materials and Devices, Ed. R. J. Malik. North-Holland, Amsterdam, pp. 147—216.
- DAVIES, D. E. (1981): Implantation in InP. *J. Crystal Growth* **54**(1) 150—162.
- DAVIES, A. G. — FROST, J. E. F. — PEACOCK, D. C. — RITCHIE, D. A. — NEWBURY, R. — PEPPER, M. — JONES, G. A. C. (1990): The fractional quantum Hall effect in high mobility two-dimensional hole gas. *Proc. 20th Int. Conf. Phys. Semicond.* 6-10 Aug. 1990, Thessaloniki, World Scientific, Singapore, pp. 809—812.
- DAY, H. M. — CHRISTOU, A. — MACHPERSON, A. C. (1977): Interdiffusion and Schottky barrier height variations in Au-W(Ti)/n-GaAs contacts. *J. Vac. Sci. Technol.* **14**(4) 939—942.
- DEAN, P. J. — SKOLNICK, M. S. (1983): Donor discrimination and bound exciton spectra in InP. *J. Appl. Phys.* **54**(1) 346—359.
- DEJAGER, J. C. — KOZLOWSKI, R. — SALMER, G. (1983): High efficiency GaInAs/InP heterojunction IMPATT diodes. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-30**(7) 790—796.
- DELAGEBEAUDEUF, D. — LINH, N. T. (1979): French Patent 79—078—03, Mar 28
- DELAGEBEAUDEUF, D. — DELESCLUSE, P. — ETIENNE, P. — LEVIRON, M. — CHAPLART, J. — LINH, N. T. (1980): Two-dimensional electron gas MESFET structure. *Electron. Lett.* **16**(17) 667—668.
- DELAGEBEAUDEUF, D. — LINH, N. T. (1982): Metal-(n)AlGaAs two dimensional electron gas FET. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-29**(6) 955—960.
- DELANEY, M. J. — CHOU, C. S. — LARSON, L. E. — JENSEN, J. F. — DEAKIN, D. S. — BROWN, A. S. — HOOPER, W. W. — THOMPSON, M. A. — MCGRAY, L. G. — ROSENBAUM, S. E. (1989): Low temperature buffer GaAs MESFET technology for high-speed integrated circuit applications. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-10**(8) 355—357.
- DELESCLUSE, P. — LAVIRON, M. — CHAPLART, J. — DELAGEBEAUDEUF, D. — LINH, N. T. (1981): Transport properties in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures and MESFET application. *Electron. Lett.* **17**(10) 342—344.
- DENTAI, A. G. — JOYNER, C. H. — TELL, B. — ZYSKIND, J. L. — SULHOFF, J. W. — FERGUSON, J. F. — CENTANNI, J. C. — CHU, S. N. G. — CHENG, C. L. (1986): MOVPE InGaAs/InP grown directly on GaAs substrates. *Electron. Lett.* **22**(22) 1186—1188.
- DHAR, S. — HONG, W.-P. — BHATTACHARYA, P. K. — NASHIMOTO, Y. — JUANG, F.-Y. (1986): A detailed investigation of the D-X center and other trap levels in GaAs-Al_xGa_{1-x}As modulation-doped heterostructures grown by molecular-beam epitaxy. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-33**(5) 698—706.
- DIFORTE-POISSON, M. A. — BRYLINSKI, C. — COLOMBER, G. — OSSELIN, D. — HERSEE, S. — DUCHEMIN, J. P. — AZAN, F. — LECHEVALLIER, D. — LACOMBE, J. (1984): High-power high-efficiency LP-MOCVD InP Gunn diodes for 94 GHz. *Electron. Lett.* **20**(25/26) 1061—1062.
- DIFORTE-POISSON, M. A. — COLOMBER, G. — BRYLINSKI, C. — DUCHEMIN, J. P.

- AZAN, F. — LACOMBE, J. (1985): High-power high-efficiency LP-MOCVD InP Gunn diodes for 94 GHz. Proc. 15th Eur. Microwave Conference, Paris, pp. 171—172.
- DiFORTE-POISSON, M. A. — BRYLINSKI, C. (1989): LP-MOCVD growth of InP and GaInAs for microwave applications. Chemtronics 4(10) 3—7.
- DiLORENZO, J. — KHANDELWAL, D. D. (EDS) (1982): GaAs FET Principles and Technology. Artech Book Co. Ltd., London.
- DIMITROU, P. — POST, G. — SCAVENNEC, A. — DUHAMEL, N. (1985): High trans-conductance InP MISFETs with double layer gate insulator. Physica 129B(1) 399—402.
- DINGLE, R. (1978): US Patent 4,163,237, Apr 24.
- DINGLE, R. — STÖRMER, H. L. — GOSSARD, A. C. — WIEGMANN, W. (1978): Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices. Appl. Phys. Lett. 33(7) 665—667.
- DÖHLER, G. H. — TSU, R. — ESAKI, L. (1975): A new mechanism for negative differential conductivity in superlattices. Solid State Communications 17(3) 317—320.
- DRUMMOND, T. J. — MORKOC, H. — LEE, K. — SHUR, M. (1982): Model for modulation doped field effect transistor. IEEE Electron Device Lett. EDL-3(11) 338—341.
- DRUMMOND, T. J. — ARNOLD, D. — FISCHER, R. — MORKOC, H. (1985): Investigation of Al(Al,Ga)/GaAs metal/insulator/semiconductor-type structures and application to buried interface field effect transistors. Thin Solid Films 123(2) 213—222.
- DRUMMOND, T. J. — MASSELINK, W. T. — MORKOC, H. (1986): Modulation-doped GaAs/(Al,Ga)As heterojunction field-effect transistors: MODFETs. Proc. IEEE 74(6) 773—822.
- DUMKE, W. P. — WOODALL, J. M. — RIEDEOUT, V. L. (1972): GaAs-GaAlAs heterojunction transistor for high frequency operation. Solid State Electronics 15(12) 1339—1343.
- DUPUIS, R. D. (1981): AlGaAs-GaAs layers grown by metalorganic chemical vapour deposition — a review. J. Crystal Growth 55(1—4) 213—222.
- EARLY, J. M. (1958): Structure-determined gain-band product of junction triode transistors. Proc. IRE 46(12) 1924—1927.
- EARLY, J. M. (1959): Maximum rapidly-switchable power density in junction triodes. IRE Trans. Electron Devices ED-6 322—335.
- EASTMAN, L. F. (1986): Ballistic electrons in compound semiconductors. IEEE Spectrum 23(2) 42—45.
- EASTMAN, L. F. (1982): The limits of electron ballistic motion in compound semiconductor transistors. Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Oiso, 1981, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 63, pp. 245—250.
- EASTMAN, L. F. (1982): Very high velocities in short gallium arsenide structures. In: Festkörperphysik, Ed. J. Treusch. Vieweg, Braunschweig, Vol. 22, pp. 173—187.

- EASTMAN, L. F. (1984): High-speed gallium-arsenide transistors for logic applications. In: *The Physics of VLSI*. Ed.: J. C. Knights. AIP Conf. Proc. No. 122, pp. 271–279.
- EHRENREICH, H. (1961): Band structure and transport properties of some III-V semiconductors. *J. Appl. Phys.* **32**(10) 2155–2166.
- ELTA, M. E. — HADDAD, G. I. (1979): High-frequency limitations of IMPATT, MITATT, and TUNNETT mode devices. *IEEE Trans. Microwave Theory Technique* **MTT-27**(5) 442–449.
- EL-SABBAHY, A. — ADAMS, A. R. — YOUNG, M. L. (1978): Pressure and composition dependence of high field instabilities in $\text{In}_{1-x}\text{P}_x$ alloys. *Solid State Electronics* **21**(1) 83–90.
- ENGELER, W. — LEVINSTEIN, H. — STANNARD, C. (1961): Photoconductivity in p-type InSb with deep acceptor impurities. *J. Phys. Chem. Sol.* **22**(1–4) 249–253.
- ENGELMANN, R. W. H. — LIECHTI, C. A. (1977): Bias dependence of GaAs and InP MESFET parameters. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-24**(11) 1288–1296.
- ENOKI, T. — SUGITANI, S. — YAMANE, Y. (1989): 0.15 μm GaAs MESFETs applied to ultra-high speed static frequency dividers. *Electron. Lett.* **25**(8) 512–513.
- ENOKI, T. — ARAI, K. — ISHI, Y. — TANAMURA, T. (1991): Novel T-gate fabrication and high frequency performance for 0.1 μm gate InAlAs/InGaAs HEMT. *Electron. Lett.* **27**(2) 115–117.
- ESAKI, L. (1986): A bird's-eye view on the evolution of semiconductor superlattices and quantum wells. *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-22**(9) 1611–1624.
- ESAKI, L. — TSU, R. (1970): Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM J. Res. Develop.* **14**(1) 61–65.
- FAN, J. C. C. (1989): New anatomies for semiconductor wafers. *IEEE Spectrum* **26**(4) 34–38.
- FANG, S. F. — ADOMI, K. — IYER, S. — MORKOC, H. — ZABEL, H. — CHOI, C. — OTSUKA, N. (1990): Gallium arsenide and other compound semiconductors on silicon. *J. Appl. Phys. (Appl. Phys. Rev.)* **68**(7) R31–R58.
- FANK, B. (1984): Indium phosphide mm-wave devices and components. *Microwave Journal* **27**(4) 95–101.
- FANK, F. B. — CROWLEY, J. D. — BESEN, J. J. (1979): InP material and device development for mm-waves. *Microwave Journal* **22**(6) 86–91.
- FARROW, R. F. C. — SULLIWAN, P. W. — WILLIAMS, G. M. — JONES, G. R. — CAMERON, D. C. (1981): A new class of epitaxial dielectrics. *J. Vac. Sci. Technol.* **19**(3) 415–420.
- FAWCETT, W. — HILSUM, C. — REES, H. D. (1969): Optimum semiconductor for microwave devices. *Electron. Lett.* **5**(14) 313–314.
- FEDOTOV, YA. A. — MARTIROSOV, I. M. — DATIEV, K. M. — KUZNETSOV, YU. A. (1971): Lavinno-proletnyi diod s geteroperechodom. *Fiz. Tekh. Poluprov.* **5**(8) 1671–1672.
- FENG, M. — KANBER, H. — EU, V. K. — WATKINS, E. — HACKETT, L. R. (1984):

- Ultra high frequency operation of ion-implanted GaAs metal-semiconductor field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* **44**(2) 231–233.
- FENG, M. S. — HSIEH, K. C. — SZAFRANEK, I. — MANASEVIT, H. M. (1990): Photoluminescence of GaAs on SOS and Si. *Materials Research Society Spring Meeting, San Francisco, V5.3*
- FERRY, D. K. (1975): High-field transport in wide-band-gap semiconductors. *Phys. Rev.* **B12**(6) 2361–2369.
- FEUER, M. D. — HENDEL, R. H. — KIEHL, R. A. — HWANG, J. C. M. — KERAMIDAS, V. G. — ALLYH, C. L. — DINGLE, R. (1983): High-speed low-voltage ring oscillators based on selectively doped heterojunction transistors. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-4**(9) 306–307.
- FEUER, M. D. — KWO, J. M. — SHUNK, S. C. — BEHRINGER, R. E. — CHANG, T.-Y. (1988): Microwave performance of InGaAs/InAlAs/InP SISFET's. *IEEE Electron Device Lett.* **9**(4) 162–164.
- FEUER, D. M. — TENNANT, D. M. — KUO, J. M. — SHINK, S. C. — TELL, B. — CHANG, T.-Y. (1989): Gate-length dependence of DC and microwave properties of submicrometer $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ HIGFET's. *IEEE Electron Device Lett.* **10**(2) 70–72.
- FISCHER, R. — HENDERSON, T. — KLEM, J. — MASSELINK, W. T. — KOPP, W. — MORKOC, H. — LITTON, C. W. (1984): Characteristics of GaAs/GaAlAs MODFET's grown directly on silicon. *Electron. Lett.* **20**(22) 945–947.
- FISCHER, R. — MORKOC, H. (1985): New high-speed (Al,Ga)As modulation doped field-effect transistors. *IEEE Circuits and Devices Mag.* **1**(4) 35–38.
- FISCHER, R. — MORKOC, H. — NEUMANN, D. A. — ZABEL, H. — CHOI, C. — OTSUKA, N. — LOGERBONE, M. — ERICKSON, L. P. (1986a): Material properties of high-grade GaAs epitaxial layers grown on Si substrates. *J. Appl. Phys.* **60**(5) 1640–1647.
- FISCHER, R. — PENG, C. K. — KLEM, J. — HENDERSON, T. — MORKOC, H. (1986b): III-V semiconductors on Si: New directions for heterojunction electronics. *Solid-State Electronics* **29**(2) 269–271.
- FISCHER, R. J. — CHAND, N. — KOPP, W. F. — PENG, C.-K. — MORKOC, H. — GLEASON, K. R. — SCHEILTIN, D. (1986c): A dc and microwave comparison of GaAs MESFET's on GaAs and Si substrates. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-33**(2) 206–213.
- FISCHER, R. — NEUMANN, D. — ZABEL, H. — MORKOC, H. — CHOI, C. — OTSUKA, N. (1986d): Dislocation reduction in epitaxial GaAs on Si(100). *Appl. Phys. Lett.* **48**(18) 1223–1225.
- FISCHER, R. J. — KLEM, J. — PENG, C. K. — GEDYMIN, J. S. — MORKOC, M. (1986e): Microwave properties of self-aligned GaAs/AlGaAs bipolar transistors on silicon substrates. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-7**(2) 112–114.
- FLETCHER, K. — BUTCHER, P. N. (1972): An exact solution of the linearized Boltzmann equation with application to the Hall mobility and Hall factor of n-GaAs. *J. Phys. C* **5**(2) 212–223.
- FONTAINE, C. — BERRABAH, M. — NEJJAR, J. — MUNOZ-YAGUE, A. (1987):

- Electrical characteristics of GaAs grown on $(\text{Ca,Sr})\text{F}_2$ by MBE. *J. Crystal Growth* 81(1-4) 547-551.
- FOXON, C. T. — HARRIS, J. J. — HILTON, D. — HEWETT, J. — ROBERTS, C. (1989): Optimisation of $(\text{Al,Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ two-dimensional electron gas structures for low carrier densities and ultra high mobilities at low temperatures. *Semiconductor Science Technology* 4(7) 582-585.
- FREY, J. — WADA, T. (1978): Mobility, transit time and transconductance in submicrometre-gate-length MESFETs. *Electron. Lett.* 15(1) 26-28.
- FRIJLINK, P. M. — ANDRÉ, J. P. — ERMAH, M. (1987): Metal-organic vapour-phase epitaxy of multilayer-structures with III-V semiconductors. *Philips Tech. Rev.* 43(5/6) 118-132.
- FRISCOURT, M. R. — ROLLAND, P. A. (1983): Optimum design of n^+-n-n^+ InP devices in the millimeter-range frequency limitation — RF performances. *IEEE Electron Device Lett.* EDL-4(5) 135-137.
- FRITZSCHE, D. — KUPHAL, E. — WEIMANN, G. (1983): Inversion mode $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ MISFET for IC application. *Jpn. J. Appl. Phys.* 22(Suppl. 1) 591-592.
- FUKUI, H. (1979): Optimal noise figure of microwave GaAs MESFET's. *IEEE Trans. Electron Devices* ED-26(7) 1032-1037.
- GALAVANOV, V. V. — SIUKAEV, N. V. (1970): On mechanism of electron scattering in InP. *phys. stat. sol.* 38(2) 523-530.
- GAO, G. — MORKOC, H. (1991): Material-based comparison for power heterojunction bipolar transistors. *IEEE Trans. Electron Devices* ED-38(11) 2411-2416.
- GARDNER, P. D. — NARAYAN, S. Y. — YUN, Y.-H. — COLVIN, S. — PACZKOWSKI, J. — DORNAN, B. (1983): $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ deep depletion and inversion mode MISFETs. *Int. Symp. on Gallium Arsenide and Related Compounds, Albuquerque, 1982, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 65*, pp. 399-406.
- GARDNER, P. D. — BECHTLE, D. — NARAYAN, S. Y. — COLVIN, S. D. — PACZKOWSKI, J. (1987): High-efficiency GaInAs microwave MISFETs. *IEEE Electron Device Lett.* EDL-8(9) 443-446.
- GARMATIN, A. V. — TAGER, A. S. (1985): Dreifovaya skorost' elektronov v $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ v silnykh elektricheskikh polyakh. *Fiz. Tekh. Poluprov.* 19(3) 446-448.
- GAYLORD, T. K. — SHAH, P. L. — RABSON, T. A. (1968): Gunn effect bibliography. *IEEE Trans. Electron Devices* ED-15(10) 777-788.
- GAYLORD, T. K. — SHAH, P. L. — RABSON, T. A. (1969): Gunn effect bibliography supplement. *IEEE Trans. Electron Devices* ED-16(5) 490-494.
- GEISSBERGER, A. E. — SADLER, R. A. — LEYEKAAR, F. A. — BALZAN, M. L. (1986): Investigation of reactively sputtered tungsten nitride as high temperature stable Schottky contacts to GaAs. *J. Vac. Sci. Technol.* A4(6) 3091-3094.
- GERING, J. M. — CRIM, D. A. — MORGAN, D. G. — COLEMAN, P. D. — KOPP, W. — MORKOC, H. (1987): A small signal equivalent-circuit model for GaAs-

- Al(x)Ga(1-x)As resonant tunneling heterostructures at microwave frequencies. *J. Appl. Phys.* **61**(1) 271–276.
- GERSTENBERG, H. — GLÄSER, W. (1990): Transmutation doping and lattice defects in degenerate InSb. *phys. stat. sol. (a)* **118**(1) 241–252.
- GIACOLETTI, L. J. (1955): Comparative high-frequency operation of junction transistors made of different semiconductor materials. *RCA Review* **16**(2) 34–42.
- GILL, S. S. (1985): TiW silicide-gate technology for self-aligned GaAs FET. *Physica* **129B**(1) 430–434.
- GLISSON, T. H. — HAUSER, J. R. — LITTLEJOHN, M. A. — WILLIAMS, C. K. (1978): Energy bandgap and lattice constants of III-V quaternary alloys. *J. Electron. Mat.* **7**(1) 1–16.
- GLOVER, G. H. (1972): Microwave measurement of the velocity-field characteristic of n-type InP. *Appl. Phys. Lett.* **20**(6) 224–225.
- GODTS, P. — VANBREMEERSCH, J. — CONSTANT, E. — ZIMMERMANN, J. (1988): Realisation of very high transconductance GaAs MESFET's. *Electron. Lett.* **24**(13) 775–776.
- GOLDSCHMIDT, V. M. (1927): *Geochemische Verteilungsgesetze VIII*. Verlag Jacob Dubward, Oslo.
- GOLDSCHMIDT, V. M. (1929): Crystal structure and chemical constitution. *Trans. Faraday Soc.* **25**(6) 253–283.
- GOLIO, J. M. — TREW, R. J. (1983): Optimum semiconductors for high-frequency and low noise MESFET applications. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-30**(10) 1411–1413.
- GOLUBEV, L. V. — KRESHCHUK, A. M. — NOVIKOV, S. V. — POLYANSKAYA, T. A. — SAVEL'EV, I. G. — SAIDASHEV, I. I. (1988): Fabrication of heterostructures with a two-dimensional electron gas by conventional liquid phase epitaxy. *Sov. Phys. Semicond.* **22**(11) 1234–1238.
- GOMBOS, G. — TUZA P. — PÓDÖR, B. (1992): On the density of states in N-dimensional electron gas. *phys. stat. sol. (b)* **169**(1) K23–K24.
- GOPALAN, S. — LAUTENSCHLAGER, P. — CARDONA, M. (1987): Temperature dependence of the shifts and broadenings of the critical points in GaAs. *Phys. Rev.* **B35**(11) 5577–5584.
- GORYUNOVA, N. A. — OBUKHOV, A. P. (1951): Seroe olovo-elektronnyi poluprovodnik. *Zh. T. F.* **21**(2) 238.
- GOTTWALD, P. (1985): *Mikrohullámú félvezetőeszközök*. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.
- GREENE, P. D. — WHEELER, S. A. — ADAMS, A. R. — EL-SABBAHY, A. N. — AHMAD, C. N. (1979): Background carrier concentration and electron mobility in LPE $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ layers. *Appl. Phys. Lett.* **35**(1) 78–80.
- GUNN, J. B. (1963): Microwave oscillations of current in III-V semiconductors. *Solid State Comm.* **1**(1) 88–91.
- GUNN, J. B. (1964): Instabilities of current in III-V semiconductors. *IBM J. Res. Develop.* **8**(1) 141–159.

- GUNN, J. B. (1976): The discovery of microwave oscillations in gallium arsenide. IEEE Trans. Electron Devices ED-23(7) 705–713.
- GYULAI, J. (1977): Ion-implantáció. In: A szilárdtestkutatás újabb eredményei, 3 k. Szerk.: Siklós T. Akadémiai Kiadó, Budapest, pp. 124–131.
- GYULAI, J. (1980): Félvezető anyagok és az anyagtudomány. In: A szilárdtestkutatás újabb eredményei, 9 k. Szerk.: Siklós T. Akadémiai Kiadó, Budapest, pp. 124–135.
- GYÚRÓ, I. – PÓDÓR, B. – POPOV, V. V. – PARFENEV, R. V. (1988): Hall effect studies on p-type GaSb grown under microgravity conditions. phys. stat. sol. (a) 105(2) K129–K133.
- HAASE, M. A. – ROBBINS, V. M. – TABATABAIE, N. – STILLMAN, G. E. (1985): Subthreshold electron velocity-field characteristics of GaAs and $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. J. Appl. Phys. 57(6) 2295–2298.
- HAISMA, J. – KOEK, B. H. – MAES, J. W. F. – MATEIKA, D. – PISTORIUS, J. A. – ROKSNOER, P. J. (1987): Heteroepitaxial growth of GaAs on garnets. J. Crystal Growth 83(3) 466–469.
- HALL, R. N. – FENNER, G. E. – KINGSLEY, J. D. – SOLTYS, T. J. – CARLSON, R. O. (1962): Coherent light emission from GaAs junctions. Phys. Rev. Lett. 9(9) 366–368.
- HARRIS, J. J. – PALS, J. A. – WOLTJER, R. (1989): Electronic transport in low-dimensional structures. Rep. Prog. Phys. 52(10) 1217–1266.
- HARRISON, W. A. (1977): Elementary theory of heterojunctions. J. Vac. Sci. Technol. 14(4) 1016–1021.
- HARTH, W. (1988): Microwave semiconductor devices: Status and trends. Mikrowellen Magazin 14(2) 106–116.
- HARTMANN, H. – MACH, R. – SELLE, B. (1982): Wide gap II-VI compounds as electronic materials. In: Current Topics in Materials Science, Ed. E. Kaldis, North Holland, Amsterdam, pp. 1–414.
- HASS, M. (1967): Lattice Reflection. In: Semiconductors and Semimetals, Vol. 3. Eds: R. K. Willardson – A. C. Beer. Academic Press, New York, pp. 3–16.
- HATA, S. – IKEDA, M. – AMANO, T. – MOTOSUGI, G. – KURUMADA, K. (1984): Planar InGaAs/InP PINFET fabricated by Be ion implantation. Electron. Lett. 20(22) 947–948.
- HAYES, R. E. – RAYMOND, R. M. (1977): Observation of the transferred electron effect in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. Appl. Phys. Lett. 31(8) 300–301.
- HAYES, J. R. – CAPASSO, R. – GOSSARD, A. C. – MALIK, R. J. – WIEGMAN, W. (1983): Bipolar transistor with graded band-gap base. Electron. Lett. 19(11) 410–411.
- HAYES, I. R. – ANTHONY, F. J. – WIEGMAN, W. (1984): Hot electron spectroscopy. Electron Lett. 20(21) 851–852.
- HEASMAN, K. C. – HAYES, J. R. – ADAMS, A. R. – GREENE, P. D. (1981): Temperature dependence of the transferred electron threshold current in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. Electron. Lett. 17(20) 756–757.

- HEIBLUM, M. (1981): Tunneling hot electron transfer amplifiers (THETA): Amplifiers operating up to the infrared. *Solid State Electronics* 24(4) 343–366.
- HEIBLUM, M. — NATHAN, N. I. — THOMAS, D. C. — KNOEDLER, C. M. (1985a): Direct observation of ballistic transport. *Phys. Rev. Lett.* 55(20) 2200–2203.
- HEIBLUM, M. — THOMAS, D. C. — KNOEDLER, C. M. — NATHAN, M. I. (1985b): Tunneling hot electron transfer amplifiers: A hot electron GaAs device with current gain. *Appl. Phys. Lett.* 47(10) 1105–1107.
- HEIBLUM, M. — EASTMAN, L. F. (1987): A félvezetők ballisztikusan mozgó elektronjai. *Tudomány* 3(4) 56–65.
- HEILMAN, R. — OELGART, G. (1990): Ionization energy of the carbon acceptor in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Semicond. Sci. Technol.* 5(10) 1040–1045.
- HEINECKE, H. — HÖGER, R. — BAUR, B. — MIKLIS, A. (1990): Growth of high quality InP with metalorganic molecular beam epitaxy. *Electron. Lett.* 26(3) 213–214.
- HELLWEGE, K. H. — MADELUNG O. (1982): Landolt-Börstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series, vol. 17, Semiconductors. Springer-Verlag, Berlin.
- HENDEL, R. H. — PEI, S. S. — TU, C. W. — ROMAN, B. J. — STRAH, N. J. — DINGLE, R. (1984): Realization of sub-10 picosecond switching times in selectively doped (Al,Ga)As/GaAs heterostructure transistors. *Tech. Dig. Int. Electron Dev. Meeting*, pp. 857–858.
- HERMAN, M. A. (1986): Semiconductor Superlattices. Akademie-Verlag, Berlin.
- HERMAN, M. A. — NEUMANN, H. (1976): GaN — Its technology, basic physical properties and application perspectives in optoelectronics. In: *Semiconductor Sources of Electromagnetic Radiation*. Ed.: M. A. Herman. Polish Scientific Publishers, Warsaw, pp. 431–453.
- HERMAN, M. A. — SITTER, H. (1989): Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status. Springer-Verlag, London.
- HESS, K. — IAFRATE, G. J. (1988): Theory and applications of near ballistic transport in semiconductors. *Proc. IEEE* 76(5) 519–532.
- HEUBERGER A. (1986): X-ray lithography. *Solid State Technology* 29(2) 93–101.
- HEYWANG, W. — PÖTZL, H. W. (1976): Bändestruktur und Stromtransport. Springer-Verlag, Berlin.
- HIKOSAKA, K. — SASA, S. — HARADA, N. — KURODA, S. (1988): Current-gain cutoff frequency comparison of InGaAs HEMT's. *IEEE Electron Device Lett.* 9(5) 241–243.
- HILSUM, C. (1962): Transferred electron amplifiers and oscillators. *Proc. IRE* 50(2) 185–189.
- HILSUM, C. (1976): Some key features of III-V compounds. In: *Semiconductors and Semimetals*, Eds: Willardson, R. K. — Beer, A. C. Academic Press, New York, Vol. 1, pp. 3–18.
- HILSUM, C. (1970): Simple graphical method for calculating the efficiency of bulk negative-resistance microwave oscillators. *Electron. Lett.* 6(14) 448–449.

- HILSUM, C. (1976): A simple method for estimating peak electron velocities in polar semiconductors. *J. Phys. C* 9(22) L629–L631.
- HILSUM, C. — ROSE-INNES, A. C. (1961): *Semiconducting III-V Compounds*, Pergamon Press. Oxford.
- HILSUM, C. — REES, H. D. (1970): Three-level oscillator; a new form of transferred-electron device. *Electron. Lett.* 6(9) 277–278.
- HILSUM, C. — REES, H. D. — WILGOSS, W. (1973): The scattering factor in n-type InP. *phys. stat. sol. (b)* 56(1) K93–K96.
- HINO, I. — GOMYO, A. — KAWATA, S. — SUZUKI, T. (1986): Magnesium doping of $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Int. Symp. on GaAs and Related Compounds*, Karuizawa, Japan, 1985, *Inst. Phys. Conf. Ser. No. 79*, pp. 151–156.
- HIRAKAWA, K. — SAKAKI, H. (1986): Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaAs}$ heterojunctions with controlled electron concentrations. *Phys. Rev.* B33(12) 8291–8303.
- HIRAKAWA, K. — SAKAKI, H. (1988): Hot-electron transport in selectively doped n-type $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heterojunctions. *J. Appl. Phys.* 63(3) 803–808.
- HIRANO, M. — OE, K. — YANAGAWA, F. (1986): High-transconductance p-channel modulation-doped $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heterostructure FETs. *IEEE Trans. Electron Devices* ED-33(5) 620–624.
- HIYAMIZU, S. (1986): High electron mobility transistors. *Surface Science* 170(1–3) 727–741.
- HIYAMIZU, S. — MIMURA, T. — ISHIKAWA, T. (1982): MBE-grown $\text{GaAs}/\text{n-AlGaAs}$ heterostructures and their application to high electron mobility transistors. *Jpn. J. Appl. Phys.* 21(Suppl 1) 161–168.
- HIYAMIZU, S. — SAITO, J. — NANBU, K. — ISHIKAWA, T. (1983): Improved electron mobility higher than $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in selectively doped $\text{GaAs}/\text{n-AlGaAs}$ heterostructures grown by MBE. *Jpn. J. Appl. Phys.* 22(10) L609–L611.
- HO, P. — CHAO, P. C. — DUH, K. H. G. — JABRA, A. A. — BALLINGAL, J. M. — SMITH, P. M. (1988): Extremely high gain, low noise $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ HEMTs grown by MBE. *Digest of the IEDM*, pp. 184–186.
- HO, P. — KAO, M. Y. — CHAO, P. C. — DUH, K. H. G. — BALLINGAL, J. M. — ALLEN, S. T. — TESSMER, A. J. — SMITH, P. M. (1991): Extremely high gain $0.15 \mu\text{m}$ gate-length $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InP}$ HEMTs. *Electron. Lett.* 27(4) 325–327.
- HOJO, A. — KURU, F. (1974): Gunn effect in InGaSb . *Electron. Lett.* 10(6) 61–62.
- HONG, W. P. — CHANG, G. K. — BHAT, R. — CHAN, W. — VAN DER GAAG, B. — LIN, P. — ABELES, J. H. (1989): MOCVD-grown $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ MODFET with drain currents higher than 1.3 A/mm . *Electron. Lett.* 25(9) 580–581.
- HORI, Y. — PASLASKI, J. — YI, M. — YARIV, A. (1985): High-speed InP optoelectronic switch with a tandem structure. *Appl. Phys. Lett.* 46(8) 749–751.
- HOTTA, T. — SAKAKI, H. — OHNO, H. (1982): A new $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heterojunction FET with implanted gate structure. *Jpn. J. Appl. Phys.* 21(2) L122–L124.
- HOUNG, Y. M. — MORKOC, H. (1980): Growth by LPE and evaluation of submicron

- $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ layers for microwave field effect transistors. *Thin Solid Films* **71**(1) 141–145.
- HOUSTON, B. — RESTORFF, J. B. — ALLGAIER, R. S. — BURKE, J. R. — FERRY, D. K. — ANTYPAS, G. A. (1978): Hot electron and magnetotransport properties of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ LPE films. *Solid State Electronics* **21**(1) 91–94.
- HOVEL, H. J. — CUOMO, J. J. (1972): Electrical and optical properties of rf-sputtered GaN and InN. *Appl. Phys. Lett.* **20**(2) 71–73.
- HUANG, C. I. — PAULUS, M. J. — BOZADA, C. A. — DUDLEY, S. C. — EVANS, K. R. — STUTZ, C. E. — JONES, R. L. — CHENEY, M. E. (1987): AlGaAs/GaAs double barrier diodes with high peak-to-valley current ratio. *Appl. Phys. Lett.* **51**(2) 121–123.
- HUBER, A. — KUCHAR, F. — CASTA, J. (1984): Neutron transmutation doping of gallium phosphide. *J. Appl. Phys.* **55**(2) 353–357.
- HUNTER, A. T. — YOUNG, M. H. — BARON, R. — BANKUS, J. P. — MARSH, O. J. (1983): Behavior of shallow acceptors following neutron transmutation doping. *Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Albuquerque, 1982, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 65*, pp. 509–514.
- HUTCHBY, J. A. (1986): High-performance p-n-p AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors: A theoretical analysis. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-7**(2) 108–111.
- HÜBNER, K. — LEHARDT, G. (1971): Die chemische Bindung in $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ -Halbleitern. In: *Optoelektronik in $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ -Halbleitern*, Eds: A. Lösche — H. Neumann — K. Unger. Karl-Marx-Universität, Leipzig, pp. 41–47.
- HWANG, J. C. M. — KASTALSKY, A. — STÖRMER, H. L. — KERAMIDAS, V. G. (1984): Transport properties of selectively doped GaAs-(AlGa)As heterostructures grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* **44**(8) 802–804.
- IARFATE, G. J. (1985): The physics of submicron/ultrasubmicron dimensions. In: *Gallium Arsenide Technology*, Eds: D. K. Ferry, H. W. Sams and Co., Indianapolis, pp. 443–488.
- ILEGEMS, M. — MONTGOMERY, H. C. (1973): Electrical properties of n-type vapor-grown gallium nitride. *J. Phys. Chem. Sol.* **34**(5) 885–895.
- IMMORLICA, A. A. — PEARSON, G. L. (1974): Velocity saturation in n-type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ single crystals. *Appl. Phys. Lett.* **25**(10) 570–572.
- IMMORLICA, A. A. — PEARSON, G. L. (1975): Applications of ternary III-V compounds to high-speed microwave modulation. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-22**(10) 829–836.
- INATA, T. — MUTO, S. — NAKATA, Y. — SASA, S. — FUJII, T. — HIYAMIZU, S. (1987): A pseudomorphic $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ resonant tunneling barrier with high peak-to-valley current ratio of 14 at room temperature. *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**(8) L1332–L1334.
- ISELER, G. W. (1979): Properties of InP doped with Fe, Cr or Co. *Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, St. Louis, 1978, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 45*, pp. 144–153.

- ISHIKAWA, T. — SAITO, J. — SASA, S. — HIYAMIZU, S. (1982): Electrical properties of Si-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layers grown by MBE. *Jpn. J. Appl. Phys.* **21**(11) L675—L676.
- ISHIWARA, H. — ASANO, T. (1982): Si/insulator heteroepitaxial structures formed by vacuum deposition of CaF_2 on Si. *Appl. Phys. Lett.* **40**(1) 66—68.
- JAROS, M. (1989): *Physics and Applications of Semiconductor Microstructures*, Clarendon Press, Oxford.
- JAY, P. R. — DEREWONKO, H. — ADAM, D. — BRIERE, P. — DELAGEBEAUDEUP, D. — DELESCLUSE, P. — ROCHETTE, J.-F. (1986): Design of TEGFET devices for optimum low-noise high-frequency operation. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-33**(5) 590—594.
- JENNY, D. A. (1958): The status of transistor research in compound semiconductors. *Proc. IRE* **46**(6) 959—968.
- JOHNSON, E. O. — ROSE, A. (1959): Simple general analysis of amplifier devices with emitter, control and collector function. *Proc. IRE* **47**(3) 407—418.
- JOHNSON, E. O. (1965): Physical limitation on frequency and power parameters of transistors. *RCA Review* **26**(2) 163—177.
- JOHNSON, R. H. — EKNOYAN, O. (1985): High-field drift velocity measurements in gallium phosphide. *J. Appl. Phys.* **58**(3) 1402—1403.
- JOHNSON, R. H. — WEICHOLD, M. H. (1986): MESFET fabrication and Hall mobility measurements in LPE-grown $\text{In}(x)\text{Ga}(1-x)\text{P}$ layers lattice-matched to GaAs. *Solid State Electronics* **29**(8) 825—828.
- JOHNSON, G. R. — CAVENETT, B. C. — KERR, T. M. — KIRBY, P. B. — WOOD, C. E. C. (1988): Optical, Hall and cyclotron resonance measurements of GaSb grown by molecular beam epitaxy. *Semicond. Sci. Technol.* **3**(12) 1157—1165.
- JOHNSTON, R. L. — DELOACH, B. C. — COHEN, G. B. (1965): A silicon diode microwave oscillator. *Bell System Tech. J.* **44**(3) 369—372.
- JOSHIN, K. — MIMURA, T. — YAMASHITA, Y. — KOSEMURA, K. — SAITO, J. (1983): Noise performance of microwave HEMT. *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, June, pp. 563—565.
- JOYCE, B. A. — FOXON, C. T. (1987): Molecular beam epitaxy of multilayer structures with GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Philips Tech. Rev.* **43**(5/6) 143—153.
- JUDAPRAWIRA, S. — WANG, W. I. — CHAO, P. C. — WOOD, C. E. — WOODARD, D. W. — EASTMANN, L. F. (1981): Modulation-doped MBE $\text{GaAs/nAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ MESFET's. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-2**(1) 14—15.
- KANE, E. O. (1957): Band structure of indium antimonide. *J. Phys. Chem. Sol.* **1**(4) 249—261.
- KANE, M. J. — ANDERSON, D. A. — TAYLOR, L. L. — BASS, S. J. (1986): Transport in InGaAs/InP heterostructures grown by MOCVD. *Surface Science* **170**(1—4) 470—479.
- KANEKO, T. — ASAKI, H. — OKUNO, Y. — GONDA, S.-I. (1981): MOMBE (metal-

- organic molecular beam epitaxy) growth of InGaSb on GaSb. *J. Crystal Growth* **95**(1-4) 158-162.
- KAO, Y. C. — EKNYAN, O. (1983): Electron and hole carrier mobilities for LPE grown GaP in the temperature range 200-550 K. *J. Appl. Phys.* **54**(5) 2468-2471.
- KASAHARA, K. — ASANO, K. — ITOH, T. (1988): MBE growth and characterization of n-GaAs on InP substrates and its device application. *Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Heraklion, 1987, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 91*, pp. 195-198.
- KASCHLIK, K. — HAHN, E. — KUSCHEL, G. — HARMANN, P. (1980): Physikalisch-technische Probleme der Elektronen-strahlolithographie. *Experimentelle Technik der Physik* **28**(5) 451-475.
- KAWAGUCHI, Y. — ASAH, H. — NAGAI, H. (1986): Gas source MBE of high-purity InP. *Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Karuizawa, 1985, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 79*, pp. 79-89.
- KAZARINOV, R. F. — SURIS, R. A. (1971): Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice. *Sov. Phys. Semicond.* **5**(4) 707-709.
- KAZARINOV, R. F. — SURIS, R. A. (1972): Electric and electromagnetic properties of semiconductors with superlattice. *Sov. Phys. Semicond.* **6**(1) 120-131.
- KESAN, V. P. — NEIKIRK, D. P. — STREETMAN, B. G. — BLAKEY, D. A. (1987): A new transit time device using quantum well injection. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-8**(4) 129-131.
- KESAN, V. P. — MORTAZAWI, A. — MILLER, D. R. — ITOH, T. — STREETMAN, B. G. — NEIKIRK, D. P. (1988): Microwave frequency operation of quantum-well injection transit time (QWITT) diode. *Electron. Lett.* **24**(24) 1473-1474.
- KESAN, V. P. — MORTAZAWI, A. — MILLER, D. R. — REDDY, V. K. — NEIKIRK, D. P. — ITOH, T. (1989): Microwave and millimeterwave QWITT diode oscillators. *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques* **MTT-37**(12) 1933-1941.
- KEYES, R. W. (1972): Figure of merit for semiconductors for high-speed switches. *Proc. IEEE* **60**(2) 225.
- KIM, S. J. — WANG, K. W. — VELLA-COLEIRO, G. P. — LUTZE, J. W. — OTA, Y. — GUTH, G. (1987): A low-power high-speed ion-implanted JFET for InP-based monolithic optoelectronic ICs. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-8**(11) 518-520.
- KIM, M. E. — OKI, A. K. — GORMAN, G. M. — UMEMOTO, D. K. — CAMOU, J. B. (1989): GaAs heterojunction bipolar transistor device and IC technology for high-performance analog and microwave applications *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **37**(9) 1286-1303.
- KITAHARA, M. — HOSHINO, M. — KODAMA, K. — OZEKI, M. (1986): Shallow and deep donor levels in S-doped $\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ grown by chloride VPE. *Jpn. J. Appl. Phys.* **25**(3) L191-L193.
- KITAHARA, M. — HOSHINO, M. — KODAMA, K. — OZEKI, M. (1987): Two-dimensional-electron gas in undoped and selectively-doped GaInP/GaAs hete-

- rostructures grown by chloride-vapor-phase epitaxy. *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**(7) L1119–L1121.
- KLAMKA, J. (1988): Indium phosphide microwave and millimeter-wave devices. *Proc. 5th Int. School on Microwave Physics and Techniques*, 29 Sept–3 Oct 1987, Varna, Bulgaria, World Scientific, Singapore, pp. 249–268.
- KOCH, S. M. — ROSNER, S. J. — HULL, R. — YOFFE, G. W. — HARRIS, J. S. (1987): The growth of GaAs on Si by MBE. *J. Crystal Growth* **81**(1–4) 205–213.
- KOCIS, S. (1975): Lattice scattering mobility of electrons in GaP. *phys. stat. sol. (a)* **28**(1) 133–138.
- KOHAMA, Y. — KADOTA, Y. — OHMACHI, Y. (1989): InP grown on Si substrates with GaP buffer layers by metalorganic chemical vapor deposition. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**(8) 1337–1340.
- KOHN, E. (1989): Transistor technologies approaching the 1000 GHz regime. *International Congress on Microwaves and Optoelectronics, MIOP'89*, 28 Feb–3 March, Sindelfingen, Germany, 3A1.
- KOLIN, N. G. — OSVENSII, V. B. — RYTOVA, N. S. — YUROVA, E. S. (1986): Svoistva yaderno-legirovannogo arsenida indiya. *Fiz. Tekh. Poluprov.* **20**(5) 822–827.
- KOPP, W. — FISCHER, R. — THORNE, R. E. — SU, S. L. — DRUMMOND, T. J. — MORKOC, H. — CHO, A. Y. (1982): A new $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ modulation doped FET. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-3**(5) 109–111.
- KORDAS, G. — LIN, L. — COCKERILL, T. M. — MILLER, L. M. — COLEMAN, J. J. (1990): GaAs layers on sapphire grown by MOCVD. *Materials Research Society Spring Meeting*, San Francisco, V5.2.
- KOROTCHENKOV, G. S. — MOLODYAN, I. P. (1978): Svoistva poverkhnostno-barernykh struktur M-InP. *Fiz. Tekh. Poluprov.* **12**(2) 245–248.
- KOWALSKY, W. — SCHLACHETZKI, A. (1984): InGaAs Gunn oscillators. *Electron. Lett.* **20**(12) 502–503.
- KOWALSKY, W. — SCHLACHETZKI, A. (1985a): Current instabilities in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ transferred-electron devices. *Electron. Lett.* **21**(25/26) 1192–1193.
- KOWALSKY, W. — SCHLACHETZKI, A. (1985b): Transferred-electron effect in InGaAsP alloys lattice-matched to InP. *Solid State Electronics* **28**(3) 299–305.
- KRANZER, D. (1974): Mobility of holes of zinc-blende III-V semiconductors. *phys. stat. sol. (a)* **26**(1) 11–52.
- KRAUTLE, H. (1986): Implanted planar GaInAsP/InP hetero-bipolar transistor. *Electron. Lett.* **22**(22) 1191–1193.
- KRISHNAMURTHY, S. — SHER, A. — CHEN, A.-B. (1987): Velocity field characteristics of III-V semiconductor alloys. *J. Appl. Phys.* **61**(4) 1475–1479.
- KRISHNAMURTHY, S. — BERDING, M. A. — SHER, A. — CHEN, A.-B. (1988): Ballistic transport in semiconductor alloys. *J. Appl. Phys.* **63**(9) 4540–4547.
- KROEMER, H. (1957): Theory of a wide-gap for transistors. *Proc. IRE* **45**(11) 1535–1537.

- KROEMER, H. (1958): Proposed negative-mass microwave amplifier. *Phys. Rev.* **109**(5) 1856.
- KROEMER, H. (1964): Theory of the Gunn effect. *Proc. IEEE* **52**(12) 1736.
- KROEMER, H. (1966): Nonlinear space-charge domain dynamics in a semiconductor with negative differential mobility. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-13**(1) 27–40.
- KROEMER, H. (1982): Heterostructure bipolar transistors and ICs. *Proc. IEEE* **70**(1) 13–25.
- KROEMER, H. (1986): Band offsets at heterointerfaces: Theoretical basis, and review, of recent experimental work. *Surface Science* **174**(1–3) 299–306.
- KROEMER, H. (1987): Polar-on-nonpolar epitaxy. *J. Crystal Growth* **81**(1–4) 193–204.
- KRUPPA, W. — BOOS, J. B. (1987): Small-signal characteristics of InP junction FET's. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-8**(5) 223–225.
- KRUTOGOLOVA, YU. K. — DOVZHENKO, S. V. — DIORDIEV, S. A. — KRUTOGOLOVA, L. I. — KUNAKIN, YU. I. — RYZHIKH, S. A. (1989): Issledovanie zonnnoi struktury tverdykh rastvorov $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ s ispolzovaniem fotoelektricheskogo metoda. *Fiz. Tekh. Polupr.* **23**(5) 887–890.
- KUANG, J. B. — TASKER, P. J. — CHEN, Y. K. — WANG, G. W. — EASTMAN, L. F. — AINA, O. A. — HIER, H. — FATHIMULLA, A. (1988): I/V anomaly and device performance of submicron-gate $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.83}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ HEMT. *Electron. Lett.* **24**(25) 1571–1572.
- KUBOTA, E. — SUGII, K. (1981): Preparation of high-purity InP by the synthesis, solute diffusion technique. *J. Appl. Phys.* **52**(4) 2983–2986.
- KUBOTA, E. — KATSUI, A. — YAMADA, S. (1986): Shallow donor impurities in InP bulk crystals grown by synthesis, solute-diffusion technique. *Electron. Lett.* **22**(1) 21–22.
- KUCHAR, F. — FAUTNER, E. — BAUER, G. (1974): Systematic control of doping characteristics of n-InSb by nuclear reactions. *phys. stat. sol. (a)* **24**(2) 513–518.
- KÜNZEL, H. (1985): Molecular beam epitaxy of III-V compounds. *Physica* **129B**(1) 66–80.
- KÜNZEL, H. — PLOOG, K. — WÜNSTEL, K. — ZHOU, B. L. (1984): Influence of alloy composition, substrate temperature, and doping concentration on electrical properties of Si-doped $\text{n-Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ grown by molecular beam epitaxy. *J. Electron. Mat.* **13**(2) 281–308.
- KUPHAL, E. — FRITSCHÉ D. (1983): LPE growth of high purity InP and n- and p- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. *J. Electron. Mat.* **12**(4) 743–763.
- KWOK, S. P. (1986): Comparison of low temperature and high temperature refractory metal silicide self-aligned gate on GaAs. *J. Vac. Sci. Technol.* **B4**(6) 1383–1391.
- LANG, D. V. — LOGAN, R. A. — JAROS, M. (1979): Trapping characteristics and a donor complex (DX) model for the persistent photoconductivity trapping center in Te-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Phys. Rev.* **B19**(12) 1015–1030.

- LARRABEE, R. D. (ED.) (1984): Neutron transmutation doping of semiconductor materials, Plenum, New York.
- LAU, K. Y. — YARIV, A. (1984): Bistable optical electrical/microwave switching using optically coupled monolithically integrated GaAlAs lasers. Appl. Phys. Lett. 45(7) 719–721.
- LAWTON, R. A. — SCAVANNEC, A. (1975): Photoconductive detector of fast-transition optical waveforms. Electron. Lett. 11(4) 74–75.
- LEBWOHL, P. A. — TSU, R. (1970): Electrical transport properties in a superlattice. J. Appl. Phys. 41(6) 2664–2667.
- LEE, C. A. — BARTDORF, R. F. — WIEGMAN, W. — KAMINSKY, G. (1965): The Read-diode — an avalanche transit-time negative resistance oscillator. Appl. Phys. Lett. 6(5) 89–91.
- LEE, C. P. — MILLER, D. L. — HOU, D. — ANDERSON, R. J. (1983): Ultra high speed integrated circuits using GaAs/GaAlAs high electron mobility transistors. 41st Dev. Res. Conf. June, IIA-7.
- LEE, M. E. — POOLE, I. — TRUSCOTT, W. S. — CLEVERLY, I. R. — SINGER, K. E. — ROHLFING, D. M. (1990): A detailed Hall-effect analysis of sulfur-doped gallium antimonide grown by molecular beam epitaxy. J. Appl. Phys. 68(1) 131–137.
- LEE, M. K. — WUU, D. S. — TUNG, H. H. (1987): Heteroepitaxial growth of InP on GaAs by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition. J. Appl. Phys. 62(8) 3209–3211.
- LEHENY, R. F. — BALLMAN, A. A. — DEWINTER, J. C. — NAHORY, R. E. — POLLACK, M. A. (1980): Compositional dependence of the electron mobility in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. J. Electron. Mat. 9(3) 561–568.
- LEHOVEC, K. — ZULEEG, R. (1970): Voltage-current characteristic of GaAs JFET's in the hot electron range. Solid State Electronics 13(10) 1415–1426.
- LENDVAY, Ö. (1983): Vegyület-félvezetők. Magyar Fizikai Folyóirat 31(6) 509–534.
- LENDVAY, E. (Ö.) (1984): New semiconductors and their possible applications. Czech. J. Phys. B34(5) 479–484.
- LENDVAY, Ö. (1985a): Félvezető lézerek, Az elektronika újabb eredményei, 2. k. Szerk.: Pap L. Akadémiai Kiadó, Budapest.
- LENDVAY, Ö. (1985b): Az elektronika legújabb anyagai, a III–V félvezetők. Finommechanika-Mikrotechnika 24(10–11) 289–304.
- LENDVAY, Ö. (1987): Új félvezető vegyületek kutatása. Fizikai Szemle 37(5) 166–172.
- LENDVAY Ö. (1989): Új félvezetők GaAs és rokon anyagai, A szilárdtestkutatás újabb eredményei, 21. k. Szerk.: Siklós T. Akadémiai Kiadó, Budapest.
- LENDVAY, Ö. — GÖRÖG, T. — RAKOVICS, V. (1985): Félvezető szuperrácsok előállítása és alkalmazása. Finommechanika-Mikrotechnika 24(10–11) 336–343.
- LEONBERGER, F. J. — MOULTON, P. F. (1979): High-speed optoelectronic switch. Appl. Phys. Lett. 35(9) 712–714.

- LEONOV, E. I. — SOMOGYI, K. (1975): A szuperrácsok — a mesterséges rácsperiódusú szerkezetek. *Fizikai Szemle* 25(1–2) 1–19.
- LEPORE, A. N. — LEVY, H. M. — TIBERIO, R. C. — TASKER, P. J. — LEE, H. — WOLF, E. D. — EASTMAN, L. F. — KOHN, E. (1988): 0.1 μm gate-length MODFETs with unity current gain cutoff frequency above 110 GHz. *Electron. Lett.* 24(6) 364–366.
- LEVI, A. F. J. — HAYES, J. R. — PLATZMAN, P. M. — WIEGMAN, W. (1985): Injected-hot-electron transport in GaAs. *Phys. Rev. Lett.* 55(19) 2071–2073.
- LEVI, A. F. J. — HAYES, J. R. — BHAT, R. (1986): Ballistic injection devices in semiconductors. *Appl. Phys. Lett.* 48(9) 1609–1611.
- LEVINSHTEIN, M. E. — SHUR, M. S. (1975): Fizicheskie issledovania efekta Ganna. *Fiz. Tekh. Polupr.* 9(4) 617–649.
- LEYS, M. R. — VIEGERS, M. P. A. — 'THOOF, G. W. (1987): Metal-organic vapour phase with a novel reactor and characterisation of multilayer structures. *Philips Tech. Rev.* 43(5/6) 133–142.
- LIECHTI, C. A. (1988): Heterostructure transistors for ultra-high-speed electronics. *Proc. 18th European Microwave Conference, Stockholm*, pp. 92–100.
- LIESERT, B. J. H. — GODLEWSKI, M. — GREGORKIEWICZ, T. — AMMERLAN, C. A. J. (1991): Optically detected magnetic resonance studies of neutron-transmutation doped GaP. *J. Appl. Phys.* 69(2) 689–694.
- LIFSHITZ, N. — JAYARAMAN, A. — LOGAN, R. A. — CARD, H. C. (1980): Pressure and compositional dependences of the Hall coefficient in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ and their significance. *Phys. Rev.* B21(2) 670–678.
- LINH, N. T. (1983): Applications of superlattices. *Helv. Phys. Acta* 56(1–3) 361–370.
- LIPPENS, D. — CONSTANT, E. — FRISCOURT, M. R. — ROLLAND, P. A. — SALMER, G. (1982): Simulation of non steady-state transport in GaAs and InP millimeter IMPATT diodes. *IEEE Electron Device Lett.* EDL-3(7) 213–215.
- LITTER, C. L. — SEILER, D. G. — KAPLAN, R. — WAGNER, R. J. (1982): Magneto-optical detection of deep acceptor impurities in p-InSb. *Appl. Phys. Lett.* 41(9) 880–882.
- LITTLEJOHN, M. A. — HAUSER, J. R. — GLISSON, T. H. (1977a): Velocity-field characteristics of GaAs with $\Gamma^{1c}-L^c-X^c$ conduction band ordering. *J. Appl. Phys.* 48(11) 4587–4590.
- LITTLEJOHN, M. A. — HAUSER, J. R. — GLISSON, T. H. (1977b): Velocity-field characteristics of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ quaternary alloys. *Appl. Phys. Lett.* 30(5) 242–244.
- LITTLEJOHN, M. A. — SADLER, R. A. — GLISSON, T. H. — HAUSER, J. R. (1979): Carrier compensation and alloy scattering in $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ grown by liquid phase epitaxy. *Int. Symp. Gallium Arsenide and Related Compounds, St. Louis, 1978, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 45*, pp. 239–247.
- LO, Y. H. — BHAT, R. — LEE, T. P. (1988): High performance GaAs MESFETs grown on InP substrates by MOCVD. *Electron. Lett.* 24(14) 865–866.
- LORECK, C. — DAMKES, H. — HEIME, K. — PLOOG, K. (1983): Deep level analysis

- in (AlGa)As-GaAs MODFETs by means of low frequency noise measurements. Proc. IEDM'83 No. 53, pp. 107–110.
- LUDOWISE, M. J. (1985): Metalorganic chemical vapor deposition of III-V semiconductors. J. Appl. Phys. **58**(8) R31–R55.
- LUNARDI, L. M. — SEN, S. — CAPASSO, F. — SMITH, P. R. — SIVCO, D. L. — CHO, A. Y. (1989): Microwave multiple-gate resonant-tunneling bipolar transistors. IEEE Electron Device Lett. **EDL-10**(5) 219–221.
- LUO, L. F. — BERESFORD, R. — WANG, W. I. (1988): Resonant tunneling in AlSb/InAs/AlSb double-barrier heterostructures. Appl. Phys. Lett. **53**(23) 2320–2322.
- LURYI, S. (1989): Coherent versus incoherent resonant tunneling and implications for fast devices. Superlattices and Microstructures **5**(3) 375–382.
- MADLUNG, O. (1964): Physics of III-V Semiconductors. Wiley, New York.
- MAJERFELD, A. — POTTER, K. E. — ROBSON, P. N. (1974): Subthreshold velocity-field characteristics for bulk and epitaxial InP. J. Appl. Phys. **45**(8) 3681–3682.
- MAJERFELD, A. — POTTER, K. E. — ROBSON, P. N. (1975): Temperature dependence of the subthreshold velocity/field characteristic for epitaxial InP. Electron. Lett. **11**(4) 81–82.
- MALIK, R. J. — MAYER, J. R. — CAPASSO, F. — ALANI, K. — CHO, A. Y. (1983): High-gain $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{As}$ vertical n-p-n heterojunction bipolar transistor grown by molecular-beam epitaxy. IEEE Electron Device Lett. **EDL-40**(10) 383–385.
- MALONEY, T. J. — FREY, J. (1975): Frequency limits of GaAs and InP field effect transistors. IEEE Trans. Electron Devices **ED-22**(6) 357–358. Errata Ibid. **ED-22**(8) 620.
- MALONEY, T. J. — FREY, J. (1976): Frequency limits of GaAs and InP field effect transistors at 300 K and 77 K with typical active layer doping. IEEE Trans. Electron Devices **ED-23**(5) 519.
- MANASEVIT, H. M. (1968): Single-crystal gallium arsenide on insulating substrates. Appl. Phys. Lett. **12**(4) 156–159.
- MANASEVIT, H. M. (1981): Recollections and reflections of MO-CVD. J. Crystal Growth **55**(1) 1–9.
- MANDEVILLE, P. — SPRINGTHORPE, A. J. — MINER, C. J. — BRUCKE, R. A. — CURRIE, J. F. — MCALISTER, S. P. (1987): Growth and characterization of GaAs on Si substrates grown by molecular beam epitaxy. Can. J. Phys. **65**(8) 897–903.
- MARSH, J. H. — HOUSTON, P. A. — ROBSON, P. N. (1981): Compositional dependence of the mobility, peak velocity and threshold field in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Vienna, 1980, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 56, pp. 621–630.
- MASSELINK, W. T. — BRASLAU, N. — LATULIPE, D. — WANG, W. I. — WRIGHT, S. L. (1988): Velocity-field characteristics of carriers in AlGaAs/GaAs modulation-doped heterostructures. Proc. Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Heraklion, 1987, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 91, pp. 665–668.

- MATHUR, P. C. — SHYAM, R. — JAIN, S. (1978): Transport phenomena in III-V compound semiconductors. *phys. stat. sol. (a)* **50**(1) 11—40.
- MATHUR, P. C. — JAIN, S. (1979): Electron transport in the conduction band of gallium antimonide studied from Hall-mobility and transverse magnetoresistance measurements. *Phys. Rev.* **B19**(6) 3159—3166.
- MCCUMBER, D. E. — CHYNOWETH, A. G. (1966): Theory of negative conductance application and Gunn instabilities in "two-valley" semiconductors. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-13**(1) 4—21.
- MCGRODDY, J. C. (1969): The Gunn effect and conduction band structure in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ alloys. *Solid State Comm.* **7**(13) 901—903.
- MCGRODDY, J. (1970): Negative differential conductivity in semiconductors. In: *Proc. 10th Int. Conf. Phys. Semicond., Cambridge, Mass., Aug. 17-21 1970*. Eds: S. P. Keller — J. C. Hensel — F. Stern. USAEC, Oak Ridge, pp. 31—40.
- MEAD, C. A. (1960): Tunnel-emission amplifiers. *Proc. IRE* **48**(3) 359—361.
- MEAD, C. A. (1966): Schottky barrier gate field effect transistor. *Proc. IEEE* **54**(2) 307—308.
- MEESE, J. M. (ED.) (1979): Neutron transmutation doping in semiconductors, Plenum Press. New York.
- MEINDL, J. D. (1984): Ultra-large scale integration. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-31**(11) 1555—1566.
- MENDEZ, E. E. (1986): Electronic mobility in semiconductor heterostructures. *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-22**(9) 1720—1727.
- MENDEZ, E. E. — WANG, W. I. (1985): Temperature dependence of hole mobility in $\text{GaAs-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ heterojunctions. *Appl. Phys. Lett.* **46**(12) 1159—1161.
- MENU, E. P. — MORONI, D. — PATILLON, J. N. — NGO, T. — ANDRÉ, J. P. (1986): High mobility of two-dimensional electrons in $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As/InP}$ heterostructures grown by atmospheric pressure MOVPE. *J. Crystal Growth* **79**(1—3) 920—927.
- MERLE, P. — AUVERGNE, D. — MATHIEU, H. — CHEVALLIER, J. (1977): Conduction band structure of GaInP . *Phys. Rev.* **B15**(4) 2032—2047.
- MESSICK, L. (1980): A DC to 16 GHz InP MISFET. *Solid State Electronics* **23**(6) 551—555.
- MILES, R. E. — MILLINGTON, G. — POLLARD, R. D. — STEENSON, D. P. — CHAMBERLAIN, J. M. — HENINI, M. (1991): Accurate equivalent circuit model of resonant tunneling diodes. *Electron. Lett.* **27**(5) 427—428.
- MILNES, A. G. (1986): Semiconductor heterojunction topics: Introduction and overview. *Solid State Electronics* **29**(2) 99—121.
- MIMURA, T. (1979): Japanese Patent 54-171026, Dec 29.
- MIMURA, T. — HIYAMIZU, S. — FUJII, T. — NANBU, K. (1980): A new field effect transistor with selectively doped $\text{GaAs/n-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunction. *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**(5) L225—L227.
- MIMURA, T. — HIYAMIZU, S. — HIKOSAKA, S. (1981a): Enhancement-mode high electron mobility transistors for logic applications. *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**(5) L317—L319.

- MIMURA, T. — JOSHIN, K. — HIYAMIZU, S. — HIKOSAKA, K. — ABE, M. (1981b): High electron mobility transistor logic. *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**(8) L598–L600.
- MIMURA, T. — ABE, M. — SHIBATOMI, A. — KOBAYASHI, M. (1986): HEMT technology: Potential and advances. *Surface Science* **174**(1–3) 343–351.
- MINCHEV, G. — PRAMATAROVA, L. — TRENDAFILOV, L. — NARADIKYAN, H. — PÓDÖR, B. — MOJZES, I. — LÁBADI, Z. — SOMOGYI, K. — ANDOR, L. (1990): GaAs rétegek növesztése molekulásugaras epitaxiával és a rétegek tulajdonságainak vizsgálata. *Elektronikai technológia — Mikrotechnika* **29**(7–8) 205–210.
- MINCHEV, G. — PRAMATAROVA, L. — PÓDÖR, B. — SOMOGYI, K. — TRENDAFILOV, L. — NARADIKYAN, H. — ANDOR, L. — LÁBADI, L. — MOJZES I. (1991): Reduction of residual doping in MBE gallium arsenide. *Proc. 14th Annual Semicond. Conf.*, 8–11 October 1991, Sinaia, Romania. *Romanian Academy, Bucharest*, pp. 135–140.
- MINCHEV, G. — PRAMATAROVA, L. — TRENDAFILOV, L. — PÓDÖR, B. — SOMOGYI, K. — ANDOR, L. — MOJZES I. (1992): Reduction of residual doping in molecular beam epitaxial GaAs. *Proc. Int. Conf. of Microelectronics*, 21–23 September 1992, Warsaw, Poland. *SPIE Proceedings*, Vol. 1783, pp. 470–477.
- MIRIANASHVILI, SH. M. — NANOBASHVILI, D. I. (1970): O'vozmozhnosti transmutatsionnogo legirovaniya arsenida galliya. *Fiz. Tekh. Poluprov.* **4**(10) 1879–1883.
- MISHRA, U. — MAKI, P. A. — WENDT, J. R. — SCHAT, W. — KOHN, E. — EASTMAN, L. F. (1984): Vertical electron transistor (VET) in GaAlAs with a heterojunction (AlGaAs-GaAs). *Electron. Lett.* **20**(3) 145–146.
- MISHRA, K. — PALMATEER, S. C. — CHAO, P. C. — SMITH, P. M. — HWANG, J. C. M. (1985): Microwave performance of 0.25 μm gate length high electron mobility transistors. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-6**(3) 142–145.
- MISHRA, U. K. — JENSEN, J. F. — BROWN, A. S. — THOMPSON, M. A. — JELLVIAN, L. M. — BEANBIEN, R. S. (1988a): Ultra-high-speed digital circuit performance in 0.2 μm gate-length AlInAs-GaInAs HEMT technology. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-9**(9) 482–484.
- MISHRA, U. K. — BROWN, A. S. — ROSENBAUM, S. E. — HOOPER, C. E. — PIERCE, M. W. — DELANEY, M. J. — VAUGHN, S. — WHITE, K. (1988b): Microwave performance of AlInAs-GaInAs HEMTs with 0.2- and 0.1- μm gate length. *IEEE Electron Device Lett.* **9**(12) 647–649.
- MISHRA, U. K. — BROWN, A. S. — DELANEY, M. J. — GREILING, P. T. — KRUMM, C. F. (1989): The AlInAs-GaInAs HEMT for microwave and millimeter-wave applications. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **37**(9) 1279–1285.
- MOJZES, I. (1988): GaAs alapú mikrohullámú integrált áramkörök. *Műszaki Könyvkiadó, Budapest*.
- MOJZES, I. — PÓDÖR, B. — BALOGH, I. (1977): On the temperature dependence of peak electron velocity and threshold field measured in Gunn diodes. *phys. stat. sol. (a)* **39**(2) K123–K125.
- MOJZES, I. — VERESEGYHÁZY, R. — MALINA, V. (1986): Thermal dissociation of InP covered with metallic contact layers. *Thin Solid Films* **144**(1) 29–40.
- MOJZES, I. — KOVÁCS, B. (1987): GaAs device technology — a challenge in late

- 80's. Proc. 5th Int. School on Microwave Physics and Technique, 29. Sept. - 3. Oct. 1987, Varna, Bulgaria, Ed. A. Y. Spasov, World Scientific, Singapore, pp. 269-304.
- MOJZES, I. - VERESEGYHÁZY, R. - KOVÁCS, B. - PÉCZ, B. - MALINA, V. (1988): Barrier metal films against the evaporation of volatile component during the heat treatment of metal-semiconductor contacts. *Thin Solid Films* **164**(1-2) 1-4.
- MOJZES, I. - PÓDÓR, B. (1990): Semiconductor quantum devices: physics and perspectives. Proc. 6th Int. School on Microwave Physics and Techniques, 2-7 Oct. 1989, Varna, Bulgaria. Eds: A. Y. Spasov - M. A. Tsankov, World Scientific, Singapore, pp. 298-321.
- MOJZES, I. - KOVÁCS, B. - NÉMETH-SALLAY, M. - BÍRÓ S. - SZENTPÁLI, B. - SOMOGYI, K. - KAZI, K. - SZÉP, C. I. - ÁDÁM-FARKAS, Zs. - PÉCZ, B. - SZENDRÉNYI, B. B. (1990): GaAs MESFET fejlesztés. *Elektronikai technológia - Mikrotechnika* **29**(7-8) 201-204.
- MOJZES, I. - PÓDÓR, B. (1991): Semiconductor quantum devices for high speed electronics. Proc. 14th Annual Semicond. Conf., 8 - 11 October 1991, Sinaia, Romania. Romanian Academy, Bucharest, pp. 83-92.
- MORGAN, D. V. - THOMAS, H. - ANDERSON, W. T. - THOMPSON, P. - CHRISTOU, A. - DISKETT, D. J. (1988): High temperature metallization for GaAs device processing. *phys. stat. sol. (a)* **110**(2) 531-541.
- MORKOC, H. (1983): Modulation doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaAs}$ field effect transistors (MODFETs): analysis, fabrication and performance. Proc. NATO Adv. Study Inst. on MBE and Heterostructures, Erice, March 1983, Dordrecht, pp. 625-676.
- MORKOC, H. (1989): Electronic and optical devices with gallium arsenide on silicon prepared by MBE. *J. Crystal Growth* **95**(1-4) 79-86.
- MORKOC, H. - CHO, A. Y. - STANCHAK, C. M. - DRUMMOND, T. J. (1980): Properties of Au/W/GaAs Schottky barriers. *Thin Solid Films* **69**(3) 295-299.
- MORKOC, H. - SOLOMON, P. M. (1984): The HEMT: A superfast transistor. *IEEE Spectrum* **21**(2) 28-35.
- MORKOC, H. - UNLU, H. - ZABEL, H. - OTSUKA, N. (1988): Gallium arsenide on silicon: A review. *Solid State Technology* **31**(3) 71-75.
- MUELLER, J.-E. - KELLNER, W. - KNIKAMP, H. - HAAS, E. W. - FISCHER, G. (1980): Doping of semi-insulating and n-type GaAs by neutron transmutation. *J. Appl. Phys.* **51**(6) 3178-3180.
- MUENCH, VON H. - PETTENPAUL, E. (1977): Saturated electron drift velocity in 6H silicon carbide. *J. Appl. Phys.* **48**(11) 4823-4825.
- MULLER, M. W. - ROBBIN, P. - RODE, D. L. (1984): Proposal for a terahertz Zener oscillator. In: *The Physics of Submicron Structures*, Eds: H. L. Grubin - K. Hess - G. J. Iafrate - D. K. Ferry, Plenum Press, New York, pp. 261-266.
- MÜNCH, VON H. (1969): *Technologie der Galliumarsenid-Bauelemente*. Springer Verlag, Berlin.
- MURZIN, V. N. - DEMESHINA, A. I. - UMAROV, L. M. (1972): *Dlinnovolnye inf-*

- rakrasnye spektry pogloshcheniya i energeticheskaya struktura melkych aktseptorov primesei v InSb. Fiz. Tekh. Poluprov. 6(3) 488–497.
- MUTO, S. — IMAMURA, K. — YOKOYAMA, N. — HIYAMIZU, S. — NISHI, H. (1985): Subpicosecond base transit time observed in a hot-electron transistor. Electron. Lett. 21(13) 555–556.
- NAG, B. R. (1972): Theory of Electrical Transport in Semiconductors. Pergamon Press, Oxford.
- NAG, B. R. (1980): Electron Transport in Compound Semiconductors. Springer-Verlag, Berlin.
- NAGATA, K. — NAKAJIMA, O. — NITTONO, T. — ITO, H. — ISHIBASHI, T. (1987): Improved AlGaAs/GaAs HBT performance by InGaAs emitter cap layer. Electron. Lett. 23(11) 566–568.
- NAGEL, D. J. — PECKERAR, M. C. — WHITHOCK, R. R. — GREIG, J. R. — PECHACEK, R. E. (1978): Submicrosecond X-ray lithography. Electron. Lett. 14(24) 781–782.
- NAHORY, R. E. — POLLACK, M. A. — BARUS, R. L. (1978): Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP. Appl. Phys. Lett. 33(7) 659–661.
- NAJDA, S. P. — HOLMES, S. — STRADLING, R. A. — KUCHAR, F. (1989): Donor identification in neutron-transmutation-doped GaAs and InP. Semicond. Sci. Technol. 4(9) 791–796.
- NAKAJIMA, SH. — YAMAGUCHI, M. — INOUE, M. — SHIRAFUJI, J. — INUISHI, Y. (1984): Interface characteristics of MIS diodes made by anodic oxidation of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Technology Reports of the Osaka University 34(1745) 41–46.
- NASLEDOV, N. (1958): Elektrische Eigenschaften einiger binärer Halbleiterverbindungen. In: Halbleiter und Phosphore, Kolloquium 1956, Garmisch-Partenkirchen. Eds: M. Schön — H. Welker, Vieweg, Braunschweig, pp. 641–646.
- NASLEDOV, D. N. — ROGACHEV, A. A. — RYVKIN, S. M. — TSARENKOV, B. V. (1962): Rekombinatsionnoe izluchenie arsenida galliya. Fiz. Tverd. Tela 4(4) 1062–1065.
- NATHAN, M. I. — DUMKE, W. P. — BURNS, G. — DILL, F. H. — LASKER, G. (1962): Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions. Appl. Phys. Lett. 1(3) 62–64.
- NATHAN, M. I. — HEIBLUM, M. (1986): A gallium arsenide ballistic transistor? IEEE Spectrum 23(2) 45–47.
- NAVA, F. — CANALI, C. — JACOBONI, C. — REGGIANI, L. — KOZLOV, S. F. (1980): Electron effective masses and lattice scattering in natural diamond. Solid State Comm. 33(4) 475–477.
- NELSON, D. A. — RUOFF, A. L. (1978): Diamond: An efficient source of soft X-rays for high resolution X-ray lithography. J. Appl. Phys. 49(11) 5365–5367.
- NEUBERGER, M. (1971): Handbook of Electronic Materials, Vol. 2, III–V Semiconducting Compounds. IFI/Plenum Press, New York.
- NEWMANN, N. — KENDELEWICZ, T. — BROWMAN, L. — SPICER, W. E. (1985):

- Electrical study of Schottky barrier heights on atomically clean and air exposed n-InP (110) surfaces. *Appl. Phys. Lett.* **46**(12) 1176–1178.
- NEWMANN, N. — VAN SCHIFFGAARDE, M. — KENDELEWICZ, T. — WILLIAMS M. D. — SPICER, W. E. (1986): Electrical study of Schottky barrier heights on atomically clean GaAs (110) surfaces. *Phys. Rev.* **B33**(2) 1146–1159.
- NISHI, H. — SAKAKI, H. (1982): Implantation into an AlGaAs/GaAs heterostructure. *Jpn. J. Appl. Phys.* **22**(Suppl. 1) 401–404.
- NORTHROP, D. C. — THORNTON, P. R. — TREZISE, K. E. (1964): Electrical transients in high-resistivity gallium arsenide. *Solid State Electronics* **7**(1) 17–30.
- NOTTENBURG, R. N. — TEMKIN, H. — PANISH, M. B. — BHAT, R. — BISCHOFF, J. C. (1986): InGaAs/InP double-heterostructure bipolar transistors with near-ideal β versus I_C characteristic. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-7**(11) 643–645.
- NOVÁK, J. — KULIFFAYOVÁ, M. — MORVIC, M. — KORDOS, P. (1989): Growth and properties of low-doped Ga_{0.47}In_{0.53}As LPE layers using rare-earth oxides. *J. Crystal Growth* **96**(3) 645–648.
- O'DONNELL, K. P. — CHEN, X. (1991): Temperature dependence of semiconductor band gaps. *Appl. Phys. Lett.* **58**(25) 2924–2926.
- OELGART, G. — HEILMAN, R. — SCHWABE, R. (1989): Photoluminescence of Zn-doped Al_xGa_{1-x}As. *Semicond. Sci. Technol.* **4**(12) 1159–1166.
- OGURA, M. — MATSUMOTO, K. — WADA, T. — YAO, T. — HASHIZUME, N. — HAYASHI, Y. (1985): Self-aligned enhancement mode FET with AlGaAs as a gate insulator. *J. Vac. Sci. Technol.* **B3**(2) 581–583.
- OHNO, H. — WOOD, C. E. C. — RATHBUN, L. — MOGAN, D. V. — WICKS, G. W. — EASTMAN L. F. (1981): GaInAs-AlInAs structures grown by molecular beam epitaxy. *J. Appl. Phys.* **52**(6) 4033–4035.
- OHYRA, J. — TAKEISHI, Y. (1970): Electrical properties of metal-GaAs Schottky barriers. *Jpn. J. Appl. Phys.* **9**(5) 458–467.
- OLEGO, D. J. — SERRERE, H. B. (1985): Photoluminescence and Raman scattering investigations of implanted and thermally annealed InP. *J. Appl. Phys.* **53**(5) 1979–1981.
- OLIVER, J. D. — EASTMAN, L. F. (1980): Liquid phase epitaxial growth and characterization of high purity lattice matched Ga_xIn_{1-x}As on <111>B InP. *J. Electron. Mat.* **9**(4) 693–712.
- ORTON, J. W. (1988): Recent developments in the growth and characterization of III-V semiconductor structures. *Chemtronics* **3**(3) 130–139.
- OSAKA, F. — MIKAWA, T. — WADA, O. (1986): Effect of alloy scattering on electron and hole impact ionization rates in Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y} alloy system. *Jpn. J. Appl. Phys.* **25**(4) 568–574.
- OSBOURN, G. C. (1986): Recent trends in III-V strained layer research. *J. Vac. Sci. Technol.* **B4**(6) 1423–1426.
- PALMATEER, L. F. — TASKER, P. J. — ITOH, T. — BROWN, A. S. — WICKS,

- G. W. — EASTMAN, L. F. (1987): Microwave characterization of $1\text{-}\mu\text{m}$ gate $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{S}/\text{InP}$ MODFET's. *Electron Lett.* **23**(1) 53–55.
- PANKOVE, J. I. (1971): *Optical Processes in Semiconductors*. Prentice Hall, Englewood Cliffs.
- PARK, D. H. — BRENNAN, F. K. (1989): Theoretical comparison of $0.35\text{ }\mu\text{m}$ gate length GaAs and InGaAs HEMTs. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, Long Beach, pp. 991–994.
- PARKER, E. H. C. (ED.) (1985): *Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, Plenum Press, New York.
- PARKES, E. P. — TAYLOR, B. C. (1973): The effects of temperature on epitaxial InP transferred electron devices. *IEEE Trans. Electron Devices* **20**(10) 852–855.
- PATAKI, GY. (1977): Áraminstabilitások félvezetőkben. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.
- PAULING, L. (1960): *The Nature of Chemical Bond*. Cornell University Press, Ithaca.
- PEARSALL, T. P. (1981): Alloy scattering effects and calculated mobility in n-type $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. *Electron. Lett.* **17**(4) 160–161.
- PEARSALL, T. P. (1984): Two-dimensional electronic systems for high-speed device applications. *Surface Science* **142**(1–3) 529–544.
- PFEIFFER, TH. — KUHL, J. — SERÉNYI, M. — HABERMEIER, H.-U. — GÖBL, E. O. — PALMETSHOFER, L. — AXMANN, A. (1986): Picosecond optoelectronic switches. *Physica Scripta* **T13**(1) 100–103.
- PENG, C. K. — AKSUM, M. I. — KETTERSON, A. A. — MORKOC, H. — GLEASON, K. R. (1987): Microwave performance of InAlAs/InGaAs/InP MODFET's. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-8**(1) 24–26.
- PESSA, M. — ASONEN, H. — VARRIO, J. — SALOKATVE, A. (1989): Current state of molecular beam epitaxy methods. *phys. stat. sol. (a)* **116**(2) 443–455.
- PICKETT, W. — COHEN, M. L. (1978): Theoretical trends in the abrupt (110) AlAs-GaAs, Ge-GaAs, and Ge-ZnSe interfaces. *J. Vac. Sci. Technol.* **15**(4) 1437–1443.
- PIERRET, R. F. — LUNDSTROM, M. S. (1984): Correspondence between MOS and modulation doped structures. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-31**(3) 383–385.
- PIKHIN, A. N. (1977): Opticheskie perehody v poluprovodnikovyykh tverdykh rastvorakh. *Fiz. Tekh. Polupr.* **11**(3) 425–455.
- PLATTE, W. — GLÖCKLER, R. — BRAND, H. (1984): GaAs-loaded metal waveguide components for high speed low VSWR optoelectronic millimeter-wave switching. *Electron. Lett.* **20**(14) 608–610.
- PLATTE, W. (1986): Optoelektronische Erzeugung kurzer Mikrowellenimpulse. *Mikrowellen Magazin* **12**(6) 544–551.
- PLATTE, W. (1976): High-speed optoelectronic switching in silicon gap-shunt microstrip structures. *Electron. Lett.* **12**(17) 437–438.
- PLOOG, K. — FISCHER, A. (1977): *In situ* characterization of MBE grown GaAs and $\text{Al}(x)\text{Ga}(1-x)\text{As}$ films using RHEED, SIMS, and AES techniques. *Appl. Phys.* **13**(2) 111–121.

- POATE, J. M. — TU, K. N. — MAYER, J. W. (EDS.) (1978): Thin films — interdiffusion and reactions. Wiley, New York.
- POLLARD, W. (1991): Valence-band discontinuities at semiconductor heterojunctions. *J. Appl. Phys.* **69**(5) 3154—3158.
- POLLMAN, J. — MAZUR, A. (1983): Theory of semiconductor heterojunctions. *Thin Solid Films* **104**(1—3) 257—276.
- PÖBL, M. — DALLE, C. — FREYER, J. — HARTH, W. (1990): CW mm-wave GaAs TUNNETT diode. *Electron. Lett.* **26**(18) 1540—1542.
- PÓDÖR, B. (1970): On the dislocation scattering in Si-on-insulator films. *phys. stat. sol. (a)* **2**(2) K197—K200.
- PÓDÖR, B. (1971): On the role of dislocation scattering in heteroepitaxial Si-on-insulator films. In: *Proc. Int. Conf. Semiconductor Heterojunctions and Layer Structures*, 11—17 October, 1970, Budapest, Publishing House of the Hungarian Academy of Sciences, Vol. 4, pp. 225—230.
- PÓDÖR, B. (1990a): On the concentration and composition dependence of the acceptor energy in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Ge}$ ($x < 0.40$). *phys. stat. sol. (a)* **119**(2) K135—K139.
- PÓDÖR, B. (1990b): Elektromos transzport III-V típusú félvezetőkben. Kézirat, publikációra előkészületben.
- PÓDÖR, B. (1992): On the composition dependence of the Be acceptor energy level in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 \leq x \leq 1$). *phys. stat. sol. (a)* **132**(1) K41—K46.
- PÓDÖR, B. — NÁDOR, N. (1974): The lattice limited mobility of electrons in GaAs. *Acta Phys. Hung.* **37**(49) 317—328.
- PÓDÖR, B. — MOJZES, I. (1977): GaAs Gunn diódák küszöbáramának és feszültségének hőmérsékletfüggése. *Híradástechnika* **28**(3) 155—157.
- PÓDÖR, B. — PFEIFER, J. — CSONTOS, L. — NÁDOR, N. — DEÁK, F. (1983): Electrical properties of donors in gallium phosphide. *phys. stat. sol. (a)* **76**(2) 695—704.
- PÓDÖR, B. — MOJZES, I. (1991): Kvantumjelenségen alapuló félvezető eszközök. *Híradástechnika*, megjelenés alatt.
- PÓDÖR, B. — SOMOGYI, K. (1992): On the thermal activation energy of natural acceptors in GaSb. *Proc. Int. Conf. of Microelectronics*, 21—23 September 1992, Warsaw, Poland. *SPIE Proceedings*, Vol. 1783, pp. 551—558.
- PUSTAL, J. (1987): The permeable base transistor. *Microwaves and RF* **31**(3) 173—177.
- RAULIN, J. Y. — THORNGREN, E. — DiFORTE-POISSON, M. A. — RAZEGHI, M. — COLOMBER, G. (1987): Very high transconductance InGaAs/InP junction field effect transistor with submicrometer gate. *Appl. Phys. Lett.* **50**(9) 535—536.
- RAZEGHI, M. (1989): *The MOCVD Challenge, Vol. 1: A Survey of GaInAsP-InP for Photonic and Electronic Applications*. Adam Hilger, Bristol.
- RAZEGHI, M. — MEUNIER, P.-L. — MAUREL, D. (1986): Growth of GaInAs-InP multiquantum wells on garnet ($\text{GGG}=\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) substrate by metalorganic chemical vapor deposition. *J. Appl. Phys.* **59**(6) 2261—2263.

- RAZEGHI, M. — MAUREL, PH. — DEFOUR, M. — OMNES, F. — NEU, G. — KOZACKI, A. (1988a): Very high purity InP epilayer grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.* **52**(2) 117–119.
- RAZEGHI, M. — MAUREL, PH. — OMNES, F. — DEFOUR, M. — BOOTHROYD, C. — STOBBS, W. M. — KELLY, M. (1988b): High-quality GaAs/Ga_{0.49}In_{0.51}P superlattices grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition. *J. Appl. Phys.* **63**(9) 4511–4514.
- READ, W. T. (1958): A proposed high frequency negative resistance oscillator. *Bell System Tech. J.* **37**(2) 401–446.
- REEMTSMA, J.-H. — HEIME, K. — SCHLAPP, W. — WEIMANN, G. (1989): Transport properties of the two-dimensional hole gas in p-type heterostructure field-effect transistors. *J. Appl. Phys.* **66**(1) 298–302.
- REN, F. — HOBSON, W. S. — PEARTON, S. J. — OSTER, L. J. — SMITH, P. R. (1989): Performance of GaAs MESFET's on InP substrates. *IEEE Electron Device Lett.* **10**(8) 389–390.
- RHODERICK, E. H. (1978): *Metal-Semiconductor Contacts*. Clarendon Press, Oxford.
- RIDEOUT, V. L. (1975): A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III-V compound semiconductors. *Solid State Electronics* **18**(16) 541–550.
- RIDLEY, B. K. (1977): Anatomy of the transferred-electron effect in III-V semiconductors. *J. Appl. Phys.* **48**(2) 754–764.
- RIDLEY, B. K. (1988): *Quantum processes in semiconductors*, 2nd ed. Clarendon Press, Oxford.
- RIDLEY, B. K. — WATKINS, T. B. (1961): The possibility of negative resistance effects in semiconductors. *Proc. Phys. Soc.* **78**(2) 293–304.
- RIESZ, F. — RAKENNUS, K. — HAKKARAINEN, T. — PESSA, M. (1991): Effects of rapid thermal annealing on InP layers grown on GaAs substrates by gas-source molecular-beam epitaxy. *J. Vac. Sci. Technol.* **B9**(1) 176–177.
- RIESZ, F. — SZENTPÁLI, B. — NÉMETH-SALLAY, M. — SERÉNYI, M. (1992): The role of metallization type in semiinsulating GaAs-based optoelectronic switches. *Proc. Int. Conf. of Microelectronics*, 21–23 September 1992, Warsaw, Poland. *SPIE Proceedings*, Vol. 1783, pp. 338–343.
- ROBINSON, G. Y. (1985): Schottky diodes and ohmic contacts for the III-V semiconductors. In: *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces*. Plenum Press, New York, pp. 73–163.
- ROCCHI, M. (1989): Research on monolithic GaAs MESFET circuits at LEP. *Philips Tech. Rev.* **44**(8–10) 302–309.
- RODE, D. L. (1975): Low-field electron transport. In: *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 10. Eds: R. K. Willardson — A. C. Beer. Academic Press, New York, pp. 1–89.
- ROLLAND, P. A. — SALMER, G. — CONSTANT E. — FAUQUEMBERGUE, R. (1981): Comparative frequency behaviour of GaAs, InP, and GaInAs transferred electron devices — derivation of a simple comparative criterion. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-28**(3) 341–343.

- ROLLAND, P. A. — FRISCOURT, M. R. — DALLE, C. — LIPPENS, D. — HAESE, N. (1990): Two-terminal devices in millimeter-wave range: Physical analysis and future trends. Proc. 20th European Microwave Conference, 10–13 September 1990, Budapest, pp. 34–44.
- ROSZTOCZY, F. E. — LONG, S. I. — GOLDWASSER, R. E. — KINOSHITA, J. (1975): High efficiency pn junction GaAs IMPATT diodes. Electron. Lett. 11(8) 179–181.
- RUCH, J. G. — KINO, G. S. (1968): Transport properties of GaAs. Phys. Rev. 174(3) 921–931.
- RUCH, J. G. — FAWCETT, W. (1970): Temperature dependence of the transport properties of gallium arsenide determined by a Monte Carlo method. J. Appl. Phys. 41(9) 3843–3849.
- RUDEN, P. P. (1988): Quantum-well p-channel AlGaAs/InGaAs/GaAs devices for complementary heterostructure FET applications. Device Res. Conf. Dig. Tech. Papers, Session III B-2.
- RÜHLE, W. — BIMBERG, D. (1975): Zeeman effect of excitons bound to neutral acceptors in GaSb. Phys. Rev. B12(6) 2382–2390.
- RYDBERG, A. — GRÖNQVIST, H. (1989): Quantum-well high-efficiency millimetre-wave frequency tripler. Electron. Lett. 25(5) 348–349.
- SAITO, J. — IGARASHI, T. — NAKAMURA — T. — KONDO, K. — SHIBATOMI, A. (1987): Growth of highly uniform epitaxial layers over multiple substrates by molecular beam epitaxy. J. Crystal Growth 81(1–4) 188–192.
- SAKAI, K. — IKOMA, T. — ADACHI, Y. — YANAI, H. (1974): Velocity-field characteristic of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ calculated by the Monte Carlo method. Electron. Lett. 10(19) 402–403.
- SALERNO, J. P. — HILL, D. S. — LEE, J. W. — MCCULLOUGH, R. E. — FAN, J. C. C. (1988): Six-inch diameter GaAs on Si wafers. In: Mat. Dev. Soc. Symp. Proc. Vol. 116, Heteroepitaxy on silicon: Fundamentals, Structures and Devices, pp. 117–122.
- SALMER, G. (1983): Physical frequency limitations of 2-terminal devices. IEE Proceedings 120 (Pt. 1–2) 80–92.
- SALMER, G. (1990): Heterostructure field effect transistor physical limitations and new structures. Proc. MICROCOLL Workshop, 14 Sept., Budapest, pp. 101–106.
- SALMER, G. — PRIBETICH, J. — FARRAYRE, A. — KRAMER, B. (1973): Theoretical and experimental study of GaAs IMPATT oscillator. J. Appl. Phys. 44(1) 314–324.
- SASA, S. — NAKATA, Y. — FUJII, T. — HIYAMIZU, S. (1988): High-field characteristics of two-dimensional electron gas in InGaAs/n-InAlAs heterostructures. Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Heraklion, 1987, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 91, pp. 407–410.
- SASAKI, A. — TAKEDA, Y. — SHIKAGAWA, N. — TAKAGI, T. (1977): Liquid phase epitaxial growth electron mobility and maximum drift velocity on $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$

- ($x \approx 0.5$) for microwave devices. Proc. 8th Conf. Solid State Devices, Tokyo, 1976. Jpn. J. Appl. Phys. 16(Suppl. 1) 239–243.
- SAUNIER, P. — NGUYEN, R. — MESSICK, L. J. — KHATIBZADEH, M. A. (1990): An InP MISFET with a power density of 1.8 W/mm at 30 GHz. IEEE Electron Device Lett. 11(1) 48–49.
- SAXENA, A. K. — MUDARES, M. A. L. (1985): Validity of Matthiessen's rule for calculating electron mobility in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys. J. Appl. Phys. 58(7) 2795–2797.
- SCHICHJO, H. — LEE, J. W. — MCLEVIGE, M. V. — TADDIKEN, A. H. (1987): GaAs E/D MESFET 1K-bit static RAM fabricated on silicon substrate. Proc. Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Las Vegas, 1986, Inst. Phys. Conf. Ser. 83, pp. 489–492.
- SCHINK, H. — SCHNELL, R. D. (1991): Sub-micron self-aligned-gate HEMT for microwave application. Solid State Electronics 34(11) 1247–1250.
- SCHOWALTER, L. J. — FATHAUER, R. W. (1986): Molecular beam epitaxial growth and applications of epitaxial fluoride films. J. Vac. Sci. Technol. A4(3) 1026–1032.
- SCOTT, M. D. — MOORE, A. H. — GRIFFITH, I. — GRIFFITHS, R. J. M. — SUSSMAN, R. S. — OXLEY, C. (1986): AlInAs/GaInAs MESFETs by MOCVD. Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Karuizawa, 1985, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 79, pp. 475–480.
- SEEBALD, E. (1976): Moderne Mikrowellen-Halbleiterbauelemente. Der Fernmelde-Ingenieur 30(1) 1–25.
- SEN, S. — CAPASSO, F. — SIVCO, D. — CHO, A. Y. (1988): New resonant-tunneling devices with multiple negative resistance regions and high room-temperature peak-to-valley ratio. IEEE Electron Device Lett. 9(8) 402–404.
- SHAK, N. J. — PEI, S. S. — TU, C. W. — TIBERIO, R. C. (1986): Gate length dependence of the speed of SSI circuits using submicrometer selectively doped heterostructure transistor technology. IEEE Trans. Electron Devices ED-33(5) 543–547.
- SHAY, J. L. — WERNICK, J. H. (1975): Ternary Chalcopyrite Semiconductors: Growth, Properties and Applications. Pergamon, Oxford.
- SHEPARD, K. — SCHUMACHER, H. (1988): Scaling in npn and pnp heterostructure bipolar transistors. Electron. Lett. 24(2) 111–112.
- SHEWCHUK, T. J. — CHAPIN, R. C. — COLEMAN, P. D. — KOPP, W. — FISHER, R. — MORKOC, H. (1985): Resonant tunneling oscillations in a $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure at room temperature. Appl. Phys. Lett. 46(5) 508–510.
- SHEWCHUK, T. J. — GERING, J. M. — CHAPIN, P. C. — COLEMAN, P. D. — KOPP, W. — PENG, C. K. — MORKOC, H. (1985): Stable and unstable current-voltage measurements of a resonant tunneling oscillator. Appl. Phys. Lett. 47(9) 986–988.
- SHIBATOMI, A. — YOKOYAMA, N. (1987): Resonant tunneling transistors. Solid State Technology 30(11) 101–105.

- SHIMIZU, S. — KOMIYA, S. (1987): Epitaxial growth of InP on Si using MIPE technique. *J. Crystal Growth* **81**(1-4) 243-244.
- SHINODA, Y. — KOBAYASHI, T. (1981): InGaAsP n-channel inversion-mode metal-insulator-semiconductor field-effect transistor with low interface state densities. *J. Appl. Phys.* **52**(10) 6386-6394.
- SHOCKLEY, W. (1951): Circuit element utilizing semiconductor material. US Patent, No. 2569347 (bejelentve 26. Jun. 1948), 25. Sept.
- SHOCKLEY, W. (1952): A unipolar field-effect transistor. *Proc. IRE* **40**(11) 1365-1376.
- SHOCKLEY, W. (1954): Negative resistance arising from transit time in semiconductor devices. *Bell System Tech. J.* **33**(4) 799-826.
- SHUR, M. S. — EASTMAN, L. F. (1979): Ballistic transport in semiconductors at low temperatures for low-power high-speed logic. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-26**(11) 1677-1683.
- SIMONE, J. J. (1983): State of the art in InP MID Technology. In: *Insulating Films on Semiconductors*. Eds: Verweij, J. F. — Wolters, D. R., Elsevier, Amsterdam, pp. 63-70.
- SIMONYI, K. (1977): *Elektronfizika, 3. kiadás. Tankönyvkiadó, Budapest.*
- SINHA, A. K. — POATE, J. M. (1973): Effect of alloying behavior on the electrical characteristics of n-GaAs Schottky diodes metallized with W, Au and Pt. *Appl. Phys. Lett.* **23**(12) 666-668.
- SISKOS, S. — FONTAINE, C. — MUNOZ-YAGUE A. (1983): MBE growth of CaF_2 and $\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x}\text{F}_2$ on (100)GaAs. In: *Insulating Films on Semiconductors*. Eds: Verweij, J. F. — Wolters, D. R., Elsevier, Amsterdam, pp. 71-75.
- SISKOS, S. — FONTAINE, C. — MUNOZ-YAGUE, A. (1984a): Epitaxial growth of lattice-matched $\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x}\text{F}_2$ on (100) and (110) GaAs substrates. *J. Appl. Phys.* **56**(6) 1642-1646.
- SISKOS, S. — FONTAINE, C. — MUNOZ-YAGUE, A. (1984b): $\text{GaAs}/(\text{Ca,Sr})\text{F}_2/(001)\text{GaAs}$ lattice-matched structures grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* **44**(12) 1146-1148.
- SMITH, H. I. — FLANDERS, D. C. (1980): X-ray lithography — a review and assessment of future application. *J. Vac. Sci. Technol.* **17**(1) 533-535.
- SMITH, P. M. — SWANSON, A. N. (1989): HEMTs — low noise and power transistors for 1 to 100 GHz. *Applied Microwave* **1**(1) 63-72.
- SOCHA, J. B. — EASTMAN, L. F. (1982): Comment on "Single carrier space-charge controlled conductivity vs ballistic transport in GaAs devices at 77 K". *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-3**(1) 27.
- SÖDERSTRÖM, J. — ANDERSSON, T. G. (1989): GaAs/AlGaAs resonant tunneling diodes: the dependence of the peak-to-valley current ratio on barrier thickness and height. *Superlattices and Microstructures* **5**(1) 109-113.
- SOLLNER, T. C. L. G. — GOODHUE, W. D. — TANNENWALD, P. E. — PARKER, C. D. — PECK, D. D. (1983): Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz. *Appl. Phys. Lett.* **43**(6) 588-590.

- SOLLNER, T. C. L. G. — TANNENWALD, P. E. — PECK, D. D. — GOODHUE, W. D. (1984): Quantum well oscillators. *Appl. Phys. Lett.* **45**(12) 1319–1321.
- SOLLNER, T. C. L. G. — BROWN, E. R. — GOODHUE, W. D. — LE, H. Q. (1987): Observation of millimeter-wave oscillations from resonant tunneling diodes and some theoretical considerations of ultimate frequency limits. *Appl. Phys. Lett.* **50**(6) 332–334.
- SOLOMON, P. M. — MORKOC, H. (1984): Modulation-doped GaAs/AlGaAs heterojunction field-effect transistors (MODFETs), ultrahigh-speed device for supercomputers. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-31**(8) 1015–1027.
- SOLOMON, P. M. (1986): Three part series on heterojunction theory. *Proc. Winter School on Physics and Fabrication of Microstructures and Microdevices*, Les Houches, France, pp. 370–393.
- SOWERS, J. J. — JANIS, B. A. — CROWLEY, J. D. — FANK, F. B. (1981): InP Gunn oscillators in V band. *Electron. Lett.* **17**(19) 708–709.
- SPRINGTHORPE, A. J. — KING, F. D. — BECHE, A. (1975): Te- and Ge-doping studies in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. *J. Electron. Mat.* **4**(1) 101–118.
- STERN, F. (1972): Self-consistent results for n-type Si inversion layers. *Phys. Rev.* **B5**(12) 4891–4899.
- STÖRMER, H. L. (1983): Electron mobilities in modulation-doped GaAs-(AlGa)As heterostructures. *Surface Science* **132**(1–3) 519–526.
- STORMER, H. L. (1984): Novel physics in two-dimensions with modulation doped heterostructures. *Surface Science* **142**(1–3) 130–146.
- STORMER, H. L. — TSUI, D. C. (1983): The quantized Hall effect. *Science* **220**(10) 1241–1246.
- STÖRMER, H. L. — BALDWIN, K. — GOSSARD, A. C. — WIEGMANN, P. (1984): Modulation-doped field-effect transistor based on a two-dimensional hole gas. *Appl. Phys. Lett.* **44**(11) 1062–1065.
- STREIT, D. C. — OKI, A. K. — UMEMOTO, D. K. — VELEBIR, J. R. — STOLT, K. S. — YAMADA, F. M. — SAITO, Y. — HAFIZI, M. E. — BUI, S. — TRAN, L. T. (1991): High-reliability GaAs-AlGaAs HBT's by MBE with Be base doping and InGaAs emitter contacts. *IEEE Electron Device Lett.* **12**(9) 471–473.
- STRINGFELLOW, G. B. — LINDQUIST, P. F. — BURMEISTER, R. A. (1972): Liquid phase epitaxial growth of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$. *J. Electron. Mat.* **1**(4) 437–457.
- SU, L. M. — GROTE, N. — KAUMANN, R. — SCHROTER, H. (1985): NpnN double-heterojunction bipolar transistor on InGaAsP/InP. *Appl. Phys. Lett.* **47**(1) 28–30.
- SU, S. L. — FISCHER, R. — DRUMMOND, T. J. — LYONS, W. G. — THORNE, R. E. — KOPP, W. — MORKOC, H. (1982): Modulation-doped (Al,Ga)As/GaAs FETs with high transconductance and electron velocity. *Electron. Lett.* **18**(18) 794–796.
- SUGETA, T. — ITO, H. — ISHIBASHI, T. (1984): AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with cut-off frequencies above 25 GHz. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-31**(12) 1278–1279.
- SUGO, M. — TAKAHASHI, Y. — AL-JASSIM, M. M. — YAMAGUCHI, M. (1990):

- Heteroepitaxial growth and characterization of InP on Si substrates. *J. Appl. Phys.* **68**(2) 540–547.
- SUNDERLAND, D. A. — DAPKUS, P. D. (1987): Optimizing npn and pnp heterojunction bipolar transistors for speed. *IEEE Trans. Electron Devices*. **ED-34**(2) 367–377.
- SZE, S. M. (1981a): *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. Wiley, New York.
- SZE, S. M. (1981b): Semiconductor device development in the 1970's and 1980's — a perspective. *Proc. IEEE* **69**(9) 1121–1131.
- SZE, S. M. — RYDER, R. M. (1971): Microwave avalanche diodes. *Proc. IEEE* **59**(8) 1140–1154.
- SZÉKELY, V. — TARNAY, K. (1969): A Gunn-dióda. *Híradástechnika* **20**(3) 65–77.
- SZÉP, I. (1980): A galliumarzenid alapú mikroelektronika perspektívái. *Híradástechnika* **31**(5) 161–168.
- TAGER, A. S. (1966): Lavinno-proletnyi diod i ego primeneniye v tekhnike SVCh. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **90**(4) 631–666.
- TAGER, A. S. (1977): Vysokochastotnye kharakteristiki poluprovodnikovyykh diodov so sloistnoi strukturoi. *Fiz. Tekh. Poluprov.* **11**(12) 2322–2329.
- TAGER, A. S. (1981): Perspektivnye napravleniya poluprovodnikovoi elektroniki SVCh. *Litovskii fizicheskii sbornik* **21**(4) 23–44.
- TAGER, A. S. (1979): Predelnye parametry poluprovodnikovyykh SVCh priborov i ich svyaz s kharakteristikami poluprovodnikogo materiala. *Izv. VUZ Ser. Radioelektronika* **22**(10) 5–16.
- TAGER, A. S. — MELNIKOV, A. I. — KOBELKOV, G. F. — TSEBIEV, A. M. (1959): Szovjet szabadalom 185965, bejelentve: 1959. okt. 27.
- TAKAKUWA, H. — KATO, Y. — WATANABE, S. — MORI, Y. (1985): Low-noise HEMT fabricated by MOCVD. *Electron. Lett.* **21**(4) 125–126.
- TAKEDA, Y. — KUZUHARA, M. — SASAKI, A. (1980): Properties of Zn-doped p type $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ on InP substrate. *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**(5) 899–903.
- TAKEDA, Y. — LITTLEJOHN, M. A. — HAUSER, J. R. (1981): Electron Hall mobility in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ calculated with two-longitudinal-optical phonon model. *Appl. Phys. Lett.* **39**(8) 620–621.
- TAKEDA, Y. — PEARSALL, T. P. (1981): Failure of Matthiessen's rule in the calculation of carrier mobility and alloy scattering effects in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. *Electron. Lett.* **17**(16) 573–574.
- TAKEDA, K. — MATSUMOTO, N. (1984): Valence band parameters, hole-phonon coupling constants and alloy scattering potentials for holes of III-V mixed alloy compounds. *J. Phys. C*. **17**(28) 5001–5015.
- TAKEDA, Y. — ICHIMURA, M. — SASAKI, A. (1985): Predicted extremely high mobilities of two-dimensional electrons in AlGaSb/GaSb and AlInAsSb/InAs single heterostructures. *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**(6) L455–L456.
- TAKIKAWA, M. — KOMENO, J. — OZEKI, M. (1983): Two-dimensional electron gas in a selectively doped $\text{InP/In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ heterostructure grown by chloride transport vapor phase epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* **43**(3) 280–282.

- TANAKA, S. — HAYAMA, H. — FURUKAWA, A. — BABA, T. — MIZUTA, M. — HONJO, K. (1990): Low-frequency noise performance of self-aligned InAlAs/InGaAs heterojunction bipolar transistors. *Electron. Lett.* **26**(18) 1439–1441.
- TANSLEY, T. L. — FOLEY, C. P. (1984): Electron mobility in InN. *Electron. Lett.* **20**(25/26) 1066–1068.
- TARNAY, K. (1991): A MOS struktúra inverziós rétegének fizikája. *Híradástechnika* **42**(4) 8–19.
- TAYLOR, G. N. (1980): X-ray resist materials. *Solid State Technology* **23**(5) 73–80.
- TERSOFF, J. (1984): Schottky barrier heights and the continuum gap states. *Phys. Rev. Lett.* **52**(6) 465–468.
- THIEL, A. — KOELSCH, H. (1910): Studien über Indium. *Z. anorg. Chem.* **66** 288–321.
- THIJS, P. J. A. — LAGEMAAT, J. M. — WOLTJER, R. (1988): High mobility two-dimensional electron gas in InP/Ga_{0.47}In_{0.53}As heterojunctions grown by low-pressure organometallic vapour phase epitaxy. *Electron. Lett.* **24**(4) 226–227.
- THIM, H. W. — POETZL, H. W. (1977): Search for higher frequencies in microwave semiconductor devices. *Proc. 6th ESSDERC, München, 1976, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 32*, pp. 73–79.
- THORNER, K. K. — MCGILL, T. C. — MEAD, C. A. (1967): The tunneling time of an electron. *J. Appl. Phys.* **38**(1) 2384–2385.
- TICHY-RÁCS, Á. (1989): A félvezetők ma és holnap. *Fizikai Szemle* **39**(7) 269–273.
- TONG, M. — KETTERSON, A. — NUMMILA, K. — ADESIDA, I. — AINA, L. — MATTINGLY, M. (1991): 0.23 μm gate length MODFETs on InAlAs/InGaAs/InP heterostructure grown by MOVPE. *Electron. Lett.* **27**(16) 1426–1427.
- TOWE, E. (1982): Photoluminescence of undoped In_{0.53}Ga_{0.47}As grown by the vapor phase epitaxial technique. *J. Appl. Phys.* **53**(7) 5136–5139.
- TREW, R. J. — STEER, M. B. (1987): Millimeterwave performance of state-of-the-art MESFET, MODFET and PTB transistors. *Electron. Lett.* **23**(2) 149–151.
- TRUSCOTT, W. S. — WEN, Y. F. — LEE, M. E. (1987): MBE growth of BaF₂/(Ga,In)-(As,Sb) structures. *J. Crystal Growth* **81**(1–4) 552–556.
- TSANG, W. T. (1987): Chemical beam epitaxy of Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP quantum wells and heterostructure devices. *J. Crystal Growth* **81**(1–4) 261–269.
- TSANG, W. T. (1989): From chemical vapor epitaxy to chemical beam epitaxy. *J. Crystal Growth* **95**(1–4) 121–131.
- TSANG, W. T. — SUDBO, A. S. — YANG, L. — CAMARDA, R. — LEIBENGUTH, R. E. (1989): Iron-doped semi-insulating InP grown by chemical beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* **54**(23) 2336–2338.
- TSAY, J. — SCHWARZ, S. E. — RAMAN, S. — SMITH, J. S. (1990): Multidomain Gunn diodes. *Microwave and Optical Technology Letters* **3**(2) 54–60.
- TSENG, W. F. — CHRISTOU, A. (1983): Stable tantalum silicide Schottky barrier on n-type GaAs evaluated at elevated temperatures. *Electron. Lett.* **19**(9) 330–332.
- TSU, R. — ESAKI, L. (1973): Tunneling in a finite superlattice. *Appl. Phys. Lett.* **22**(11) 562–564.

- TSUI, D. C. — GOSSARD, A. C. — KAMINSKY, G. — WIEGMANN, W. (1981): Transport properties of GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterojunction field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.* **39**(9) 712–714.
- TU, C. W. — FORREST, S. R. — JOHNSTON, W. D. (1983): Epitaxial InP/fluoride/InP(001) double heterostructure grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* **43**(6) 569–571.
- TU, C. W. — WANG, S. J. — PHILIPS, J. M. — GIBSON, J. M. — STALL, R. M. — WUNDER, R. J. (1986a): Structural and electrical properties of lattice-matched Ca_{0.44}Sr_{0.56}F₂/GaAs structures from/by molecular beam epitaxy. *J. Vac. Sci. Technol.* **B4**(2) 637–640.
- TU, C. W. — AJURIA, S. A. — TEMKIN, H. (1986b): Broad band and high reflectivity mirror using (Al,Ga)As/(Ca,Sr)F₂ multilayer structures grown by molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.* **49**(15) 920–922.
- TU, C. W. — AJURIA, S. A. — TEMKIN, H. (1987): MBE growth of (Al,Ga)As/(Ca,Sr)F₂ multilayer structures as a broad-band high reflectivity mirror. *J. Crystal Growth* **81**(1–4) 545–546.
- TURNER, G. W. — CHOI, H. K. — TSAUR, B. Y. (1987): Microwave MESFETs fabricated on GaAs layers grown on SOS substacked. *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-8**(10) 460–462.
- UNLU, H. — MORKOC, H. (1988): Strained layer InGaAs/AlGaAs quantum wells for ultrahigh frequency MODFETs. *Solid State Technology* **31**(13) 83–87.
- VAL'D-PERLOV, V. M. — KRASILOV, A. V. — TAGER, A. S. (1966): Lavinno-proletny diod — novy poluprovodnikovyy SVCh pribor. *Radiotekhnika i elektronika* **11**(11) 2008–2012.
- VALOIS, A. J. — ROBINSON, G. Y. (1985): Deep levels transient spectroscopy measurements on Si-doped AlGaAs/GaAs MODFETs. *J. Vac. Sci. Technol.* **B3**(2) 649–649.
- VARRIO, J. — RIESZ, F. — LAMMASUIEMI, J. — HOVINEN, M. — PESSA, M. (1990): An X-ray diffraction study of the effects of rapid thermal annealing on GaAs layers on Si substrates. *Materials Lett.* **10**(1–2) 49–51.
- VARSHNI, Y. P. (1967): Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica* **34**(1) 149–154.
- VESAGHI, M. A. (1982): Electrical properties of neutron-transmutation-doped GaAs below 450 K. *Phys. Rev.* **B25**(8) 5436–5450.
- VODONYANOV, L. K. — KURDIANI, N. I. (1966): Yadernoe legirovanie i opticheskie svoistva surmyanistogo indiya. *Fiz. Tverd. Tela* **8**(1) 72–76.
- VON KLITZING, K. (1988): The quantized Hall effect. *Rev. Mod. Phys.* **58**(3) 519–531.
- VOOS, M. (1983): Electronic properties of MO-CVD grown InGaAs-InP heterojunctions and superlattices. *J. Vac. Sci. Technol.* **B1**(2) 404–408.
- VOROB'EVA, V. V. — EGOVA, M. V. — KRESHCHUK, A. M. — NOVIKOV, S. V.

- SAvEL'EV, I. G. — SAIDISHEV, I. I. (1989): Struktury s 2MEG v sisteme InP/InGaAs poluchennyye metodom ZhFE. Pis'ma v ZhTF 15(11) 73–76.
- WADA, M. — KATO, K. (1990): High-microwave performance ion-implanted GaAs MESFETs on InP. *Electron. Lett.* 26(3) 197–199.
- WAKAHARA, A. — TSUCHIYA, T. — YOSHIDA, A. (1990): Epitaxial layers of indium nitride by microwave-excited metalorganic vapor phase epitaxy. *Vacuum* 41(4–6) 1071–1073.
- WAKE, D. — LIVINGSTONE, A. W. — ANDREWS, D. A. — DAVIES, G. J. (1984): A self-aligned $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ junction field-effect transistor grown by MBE. *IEEE Electron Device Lett.* EDL-5(7) 285–287.
- WALDROP, J. R. (1984): Schottky-barrier height of ideal metal contacts to GaAs. *Appl. Phys. Lett.* 44(10) 1002–1004.
- WALUKIEWICZ, W. — LAGOWSKI, J. — JASTRZEBSKI, L. — RAVA, P. — LICHTENSTEIGER, M. — GATOS, C. H. (1980): Electron mobility and free-carrier absorption in InP; determination of the compensation ratio. *J. Appl. Phys.* 51(5) 2659–2668.
- WALUKIEWICZ, W. — RUDA, H. E. — LAGOWSKI, J. — GATOS, H. C. (1984): Electron mobility in modulation-doped heterostructures. *Phys. Rev.* B30(8) 4571–4581.
- WANDINGER, L. (1981): MM-wave InP Gunn devices: Status and trends. *Microwave Journal* 24(3) 71–78.
- WANG, C. C. — CARDONA, M. — FISCHER, A. G. (1964): Preparation, optical properties, and band structure of boron monophosphide. *RCA Review* 25(2) 159–167.
- WANG, G. W. — FENG, M. — LIAW, Y.-P. — KALISHI, R. — LAN, C. L. — ITO, C. (1989): Ion-implanted GaAs/AlGaAs heterojunction FETs grown by MOCVD. *IEEE Electron Device Lett.* EDL-10(6) 264–266.
- WANG, W. I. — MENDEZ, E. E. — IYE, Y. — LEE, B. — KIM, M. H. — STILLMAN, G. E. (1986): High mobility two-dimensional hole gas in an $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunction. *J. Appl. Phys.* 60(5) 1834–1835.
- WATANABE, M. O. — OHBA, Y. (1986): Se-related deep levels in InGaAlP. *J. Appl. Phys.* 60(3) 1032–1037.
- WEINMAN, L. S. — JAMISON, S. A. — HELIX, M. J. (1981): Sputtered TiW/Au Schottky barriers on GaAs. *J. Vac. Sci. Technol.* 18(3) 838–840.
- WELKER, H. (1952): Über neue Halbleitende Verbindungen. *Zs. f. Naturforschung* 7a(5) 744–749.
- WELKER, H. J. (1976): Discovery and development of III-V compounds. *IEEE Trans. Electron Devices* ED-23(7) 664–674.
- WELKER, H. — WEISS, H. (1956): Group III–group V compounds. In: *Solid State Physics*, Vol. 3. Eds: F. Seitz — D. Turnbull. Academic Press, New York, Vol. 3, pp. 1–78.
- WHITNEY, P. S. — UWAI, K. (1988): Compensation ratios in high-purity InP using an improved Hall measurement technique. *J. Appl. Phys.* 63(5) 1585–1590.

- WIEDER, H. H. (1980): Problems and prospects of compound semiconductor field-effect transistors. *J. Vac. Sci. Technol.* **17**(5) 1009–1017.
- WIEDER, H. H. (1981): Materials options for field-effect transistors. *J. Vac. Sci. Technol.* **18**(3) 827–837.
- WILEY, J. D. — DiDOMENICO, M. (1970): Lattice mobility of holes in III-V compounds. *Phys. Rev.* **B2**(2) 427–433.
- WILLARDSON, R. K. — GOERING, H. L. (EDS) (1962): *Preparation of III-V Compounds*. Reinhold Publishing Corp. New York.
- WILLIAMS, R. E. (1984): *GaAs Processing Techniques*. Artech Book Co. Ltd., London.
- WINDHORN, T. H. — COOK, L. W. — STILLMAN, G. E. (1982): Temperature dependent velocity-field characteristics for $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ at high electric fields. *J. Electron. Mat.* **11**(6) 1065–1082.
- WINDHORN, T. H. — COOK, L. W. — ROTH, T. J. — STILLMAN, G. E. (1984): High-field transport in GaAs, InP, and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. In: *The Physics of Submicron Structures*. Eds: H. L. Grubin — K. Hess — G. J. Iafrate — D. K. Ferry. Plenum Press, New York, pp. 253–259.
- WOLF, P. (1970): Microwave properties of Schottky-barrier field-effect transistors. *IBM J. Res. Develop.* **14**(3) 125–141.
- WOLFF, P. A. (1954): Theory of electron multiplication in silicon and germanium. *Phys. Rev.* **95**(6) 1415–1420.
- WOLFRAM, P. — REIER, F. W. — FRANKE, D. — SCHUMANN, H. (1989): Very high purity InP layers grown by adduct-MOVPE. *J. Crystal Growth* **96**(3) 691–692.
- WOLTER, J. (1987): Research on layered semiconductor structures. *Philips Tech. Rev.* **43**(5/6) 111–117.
- WRIGHT, M. G. — KANA'AH, A. — CAVENETT, B. C. — JOHNSON, G. R. — DAVEY, S. T. (1989): Optically detected cyclotron resonance in $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ MBE layers. *Semicond. Sci. Technol.* **4**(7) 590–592.
- WU, K. F. — SHAW, M. P. (1989): A numerical analysis of submicrometer InP-transferred electron devices. *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-36**(3) 603–607.
- WU, X. W. — ZHANG, L. C. — BRADLEY, P. — CHIN, D. K. — VAN DUZEN, T. (1987): Nb/GaAs and NbN/GaAs Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.* **50**(5) 287–289.
- XU, J. — SHUR, M. (1988): Temperature dependence of electron mobility and peak velocity in compensated GaAs. *Appl. Phys. Lett.* **52**(11) 922–923.
- YANG, J. J. — MOUDY, L. A. — SIMPSON, W. I. (1982): Donor energy level for Se in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. *Appl. Phys. Lett.* **40**(3) 244–246.
- YEN, K. H. — BERENZ, J. J. (1982): High efficiency millimetre-wave InP TEOs made by liquid phase epitaxy. *Electron. Lett.* **18**(4) 171–172.
- YOKOYAMA, N. — OHNISHI, T. — ODANI, K. — ONODERA, H. — ABE, M. (1981): Stable contacts for GaAs. *IEOM Technical Digest*, pp. 80–82.
- YOSHINO, J. — IWAMOTO, T. — KUKIMOTO, H. (1981): Organometallic vapor phase

- ZHAO, Y. Y. — WEI, C. J. — BENEKING, H. (1982): Transferred-electron oscillations in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Electron. Lett. 18(19) 835–836.
- ZHU, L. D. — CHAU, K. T. — BALLANTYNE, J. M. (1985): Very high mobility InP grown by low pressure MOVPE epitaxy using solid trimethylindium source. Appl. Phys. Lett. 47(1) 47–48.
- ZIMMERMANN, J. — YEN, W. — PERRI, P. (1985): Study of two-dimensional gas transport properties: An approach to electron transport in TEGFETs. Physica 129B(1) 385–389.
- ZOGG, H. — MAIER, P. — MELCHIOR, H. (1987): Graded IIa fluoride buffer layers for heteroepitaxy of lead chalcogenides and CdTe on Si. J. Crystal Growth 81(1–4) 543–544.
- ZOLLNER, S. — SCHMIED, U. — CHRISTENSEN, N. E. — CARDONA, M. (1990): Conduction band minima of InP: ordering and absolute energies. Appl. Phys. Lett. 57(22) 2239–2341.
- ZOLLNER, S. — GOPALAN, S. — CARDONA, M. (1991): The temperature dependence of the energy band gaps in InP, InAs, InSb, and GaSb. Solid State Comm. 77(7) 485–488.
- ZULEEG, R. — LEHOVEC, K. (1971): High frequency and temperature characteristics of GaAs junction field effect transistors in the hot electron range. Int. Symp. on Gallium Arsenide and Related Compounds, Aachen, 1970, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 9, pp. 240–250.

Lektor: Béla

Robotika Irányítás

Németh Tibor — Vajda István

Algoritmusok adatvédelem

Németh Gábor — Horváth László

Számítógép-architektúrák

Kálmán Tamás — Vladimír Székely

Modelling in Semiconductor Electronics

Eltérőképek

Kenderasy Miklós

Különböző mikrohullámú vezetők

A sorozatban jelent meg:

Dallos György – Szabó Csaba

Hírközlő csatornák véletlen hozzáférési módszerei

Lendvay Ödön

Félvezető lézerek

Gaál József

Elektronikus áramkörök statisztikus analízise és szintézise Monte-Carlo módszerrel

Álló Géza – Hegedűs Gy. Csaba – Kelemen Dezső – Szabó József
A digitális képfeldolgozás alapproblémái

Katalin Tarnay

Protocol Specification and Testing

Heller Krisztina – Nádasdy Ferenc (szerk.)

A távközlés társadalmi és gazdasági összefüggései

Lantos Béla

Robotok irányítása

Nemetz Tibor – Vajda István

Algoritmusos adatvédelem

Németh Gábor – Horváth László

Számítógép-architektúrák

Kálmán Tarnay – Vladimír Székely

Modeling in Semiconductor Electronics

Előkészületben:

Kenderessy Miklós

Különleges mikrohullámú vevőberendezések

A kiadásért felelős az Akadémiai Kiadó és Nyomda Vállalat
igazgatója
A nyomdai munkálatokat az Akadémiai Kiadó és Nyomda Vállalat
végezte

Felelős vezető: Zöld Ferenc

Nyomdai táskaszám: 21944

Felelős szerkesztő: Sente László

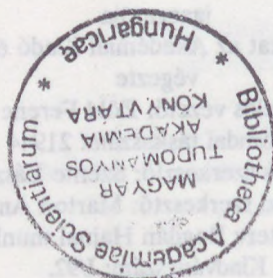
Műszaki szerkesztő: Marton Andor

A fedélterv Bogdán Hajnal munkája

Kiadványszám: I/92.

Megjelent: 19,75 ív (A/5) terjedelemben

HU ISSN 0236-6312





A mikrohullámú félvezető eszközök terén is igen sok új lehetőség tárt fel a heteroszerkezetek megvalósítása. A heteroszerkezetek lehetővé tették új fizikai elveken működő eszközök létrehozását, melyek mind jobban közelítenek az optoeletronikához.

A könyv áttekinti azokat az új anyagokat — amelyek elsősorban vegyület-félvezetők — és azokat az új módszereket, amelyek felhasználásával ezeket a bonyolult, többrétegű rendszereket létre lehet hozni. Az új anyagok új jelenségek lehetőségét rejtik. A szerzők ismertetik az elektrontranszport-jelenségeket, a rezonáns alagúthatást és kitérnek a Gunn-jelenség új vonásaira. Fontos helyet kap a tárgyalás során az anyagjellemzők és az eszközparaméterek közötti kapcsolat felderítése. Külön fejezet tárgyalja a heteroszerkezetes mikrohullámú eszközöket, amelyek új technológiai megközelítést igényelnek. A kötethez csatolt bő bibliográfia segítséget nyújt a további tájékozódásban.

A könyvet elsősorban félvezető-fizikával és -technológiával, mikrohullámú eszközökkel, valamint optoeletronikával foglalkozó szakembereknek ajánljuk. E tématerületeken az egyetemi és a posztgraduális képzésben tankönyvként is felhasználható.



MOJZES—PÓDÖR ÚJ MIKROHÚ FÉLVETŐK $\frac{1}{1}$ 50855,
50855,