Korszerű fotodiódák vegyület-félvezetőkből

RIESZ FERENC
MTA Műszaki Fizikai Kutatóintézet

A fénytávközlés és a korszerű optikai méréstechnika nagysebességű és kiszajú fényérzékelő detektorokat igényel. Vegyület-félvezetők alkalmazásával a hagyományos, elemi félvezetőkből készült eszközöket meghaladó teljesítőképességű fotodetektorok készíthetők. A kutatás fő iránya nagy erősítésű, ugyanakkor kiszajú eszközök kifejlesztése. A cikk ezeket az eszközöket mutatja be, elsősorban eszközfizikai szempontból, példákat szolgáltatva a vegyület-félvezetőknél az utóbbi években felfedezett fizikai jelenségek gyakorlati alkalmazására.

1. Bevezetés

A távközlés talán legdinamikusabban fejlődő ága jelenleg a fénytávközlés [1]. A nagysebességű és nagytávolságú adatátvitelhez gyors és kis zajú fényforrások és detektorok szükségesek. Hasonló igényeket támaszt a korszerű optikai méréstechnika is. A vegyület-félvezetőknek számos olyan — az elemi félvezetőknél nem létező — tulajdonsága van [2], amely különösen előnyös a fotodetektor-alkalmazásoknál. A nagyobb elektronmozgékonyság gyorsabb működést eredményez, a közvetlen (direkt) sávszerkezet az optikai alkalmazásoknál fontos (pl. lézerdióda nem is készíthető elemi félvezetőkből). A vegyület-félvezetők egymással bizonyos körülmények között elegyíthetők, igy az anyagjellemzők (pl. tiltott sáv) az alkotórészek arányának alkalmas megválasztásával megtervezhetők (band-gap engineering). Ezen a módon igen változatos, az elemi félvezetőkkel megvalósíthatatlan eszközszerkezetek hozhatók létre. Természetesen hiba lenne azt gondolni, hogy a vegyület-félvezetők teljesen kiszorítják az elemi félvezetőket, az utóbbi években azonban olyan új, vegyület-félvezetőkön alapuló konstrukciók jelentek meg, amelyek kitágíthatják a fotodiódák működési korlátait.

Ezek az eszközök a nemzetközi irodalomban is új szerkezeteknek számítanak, olyannyira, hogy a magyar nyelvű szakirodalomban még nem honosodtak meg ezek elnevezései. Ezért az *1. táblázatban* — más használt szakkifejezéssel együtt — összefoglaljuk a cikkben használt elnevezéseket.

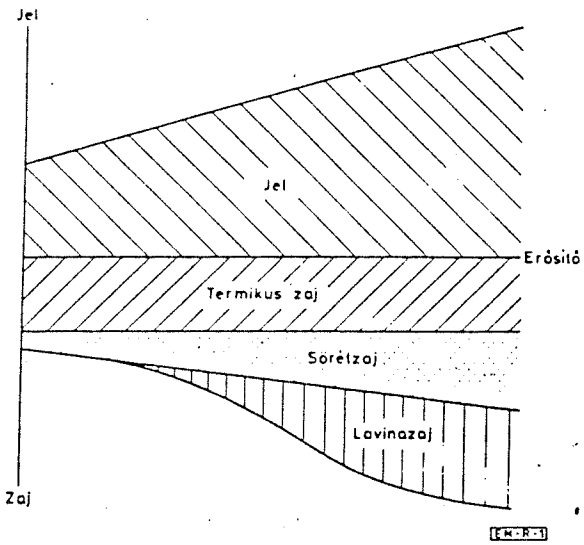
1. táblázat

Magyar elnevezés	Angol elnevezés	Rövidítés
Lavina-fotodióda	avalanche photodiode	APD
Különálló elnyelési és sokszorozási tartomány	Separate absorption and multiplication region	SAM
Különálló elnyelési, átmeneti és sokszorozási tartomány	Separate absorption, grading and multiplication region	SAGM
Csatorna lavina fotodióda	channeling APD	
Lépcsősor lavina-fotodióda	staircase APD	
Gőzfázisú epitaxia	vapour phase epitaxy	VPE
Folyadékfázisú epitaxia	liquid phase epitaxy	LPE
Molekulasugaras epitaxia	molecular beam epitaxy	MBE
Leválasztás szerves fémvegyületekből	metalorganic chemical vapour deposition	MOCVD
Kémiai sugárepitaxia	chemical beam epitaxy	CBE

2. A fotodiódákról általában

A fotodiódák működésének fizikai alapjaival a magyar nyelvű szakirodalom is részletesen foglalkozik [1, 3], ezért itt csak a legfontosabb ismereteket foglaljuk össze. Ha egy pn-átmenet kiürített rétegében fény nyelődik el, a keletkezett elektron-lyuk párokat az átmenetben uralkodó térerősség szétválasztja; ez áramot eredményez (ha a lezárás nem szakadás). A fotodióda érzékenységét jellemzi a kvantumhatásfok, amely azt fejezi ki, hogy egy beeső foton hány elektronlyuk párt gerjeszt. Fontos paraméter a zaj is, ugyanis ez határozza meg a legkisebb detektálható fényteljesítményt. A fotonok által keltett áramot a további földolgozás érdekében fel kell erősíteni. Ez magában az eszközben is megtörténhet, ha a fotodiódát a letörés környezetébe feszítjük elő; ekkor a fotoáram az ütközési ionizáció következtében megsokszorozódik. Az ebben az üzemmódban működő eszköz a lavina-fotodióda.

A lavina-fotodiódák előnye azonban nem elsősorban az, hogy belső erősítéssel rendelkeznek, hanem az, hogy jel/zaj viszonyuk kisebb. Ennek megértéséhez tekintsük át röviden a fotodiódák zajforrásait [4]! Ezek:



1. ábra. Lavina-fotodiódák zaja az erősítés függvényében

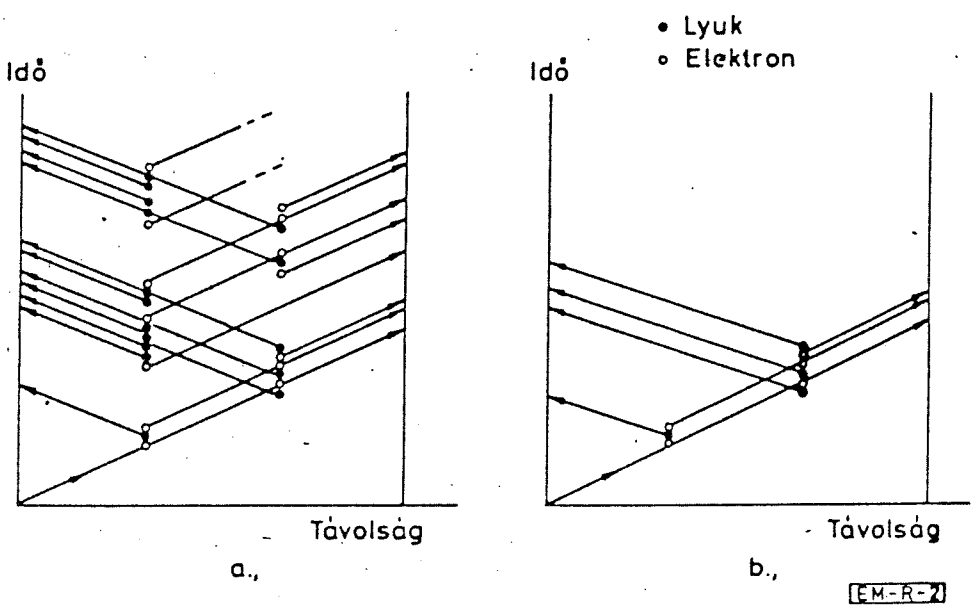
— a sörétzaj,
— a terhelő ellenállás (illetve a földolgozó áramkör) termikus zaja,
— lavina-többletzaj (a lavina-fotodiódáknál lép föl, eredete a lavinasokszorozás statisztikus természete).

Sörétzajt kelt a fotoáram és a sötétáram is (ez utóbbi a fotodióda záróirányú, „haszontalan" árama). A lavinafolyamat megsokszorozza a fotoáramot és a sörétzajt is, a termikus zajt azonban nem, mivel az az erősítés után, a terhelő ellenálláson keletkezik. Tehát a lavinaerősítés javítja a jel/zaj viszonyt azzal, hogy csökkenti a termikus zaj hozzájárulását *(1. ábra)*. Növekvő erősítéssel azonban a lavina-többletzaj is nő. Belátható, hogy létezik egy olyan, legkedvezőbb erősítésérték, ahol a jel/zaj viszony a legnagyobb. Kis zajú lavina-fotodiódák tervezésének egyik kulcskérdése éppen a lavina-többletzaj csökkentése. A lavinazaj-tényezőt az elektronok és a lyukak ionizációs tényezőjének az aránya határozza meg; minél nagyobb a lavina-sokszorozást elindító töltéshordozó ionizációs tényezője, annál kisebb a lavinazaj [5]. Ez megérthető a *2. ábra* alapján. Ez a lavinafolyamat időbeli lefolyását mutatja abban az esetben, ha a lavinát indító elektron kétszer ütközik a lavinatartományban. Látható, hogy ha a lyukak is ionizálnak *(2a ábra)*, a lavinaerősítési folyamatba pozitív visszacsatolás van beépítve. Ezért, ha mindkét esetben ugyanakkora az erősítés, egyenlő ionizációs tényezők esetében a lavinatartományban elegendő kevesebb töltéshordozó jelenléte, mint akkor, ha csak az elektronok ionizálnak. Ha kis statisztikai ingadozás van a töltéshordozók számában, a sokszorozott áram ingadozása erősebb lesz akkor, ha a lavinatartományban csak kevés töltéshordozó van jelen, azaz egyenlő ionizációs tényezők esetén. A lyukak pozitív visszacsatolása a lavinafolyamat sebességét is csökkenti.

Mindezek alapján érthető, hogy a lavina-fotodiódák minőségének jellemzésére gyakran használják az ionizációs tényezők arányát mint „jósági tényezőt". Ez azonban anyagjellemző és a legtöbb vegyület-félvezető esetén sajnos nem túl nagy [4, 7]. Viszont vegyület-félvezetőkből olyan különleges rétegszerkezetek építhetők, amelyek segítségével ez az arány mesterségesen megnövelhető.

3. A vegyület-félvezetők mint a fotodiódák alapanyagai

A fotodióda alapanyagának megválasztását a kívánt érzékenységi hullámhossztartomány határozza meg: a hosszúhullámú küszöb fölötti hullámhosszúságú fényre a

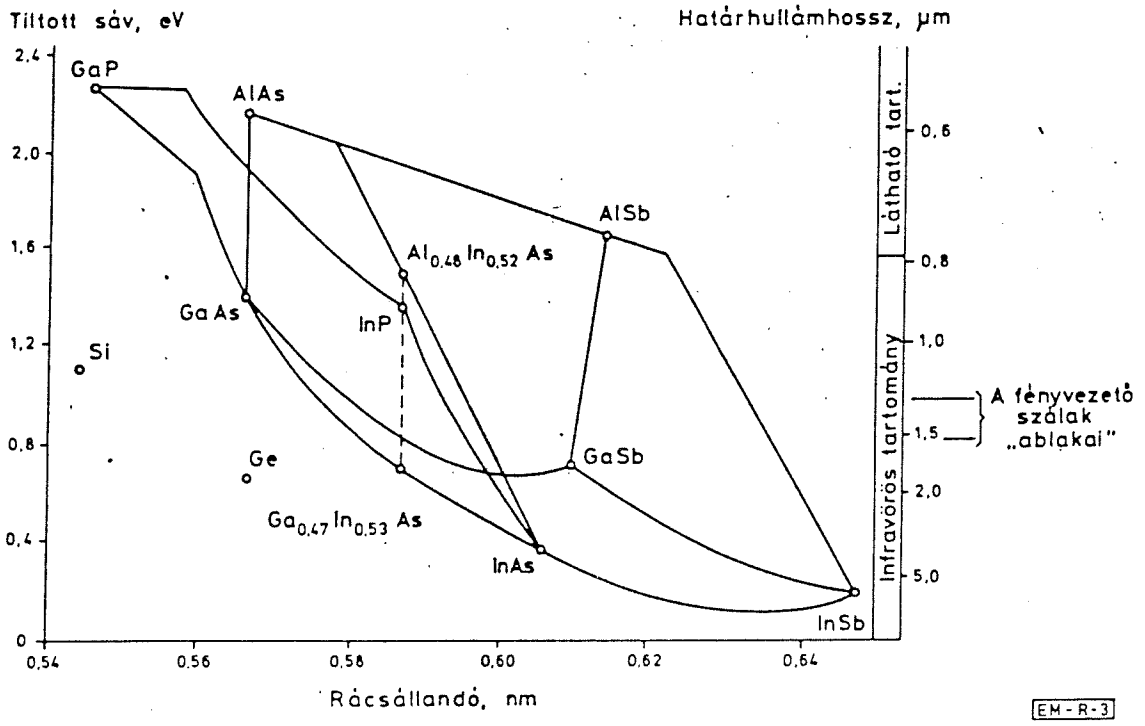


2. ábra. A lavinasokszorozás időbeli lefolyása (a) egyenlő ionizációs tényezők esetén, (b) ha csak az elektronok ionizálnak. A lavinát indító elektron az ábra bal oldalán lép be a lavinatartományba

fotodióda nem érzékeny. A *3. ábra* a legfontosabb félvezető anyagok tiltott sávszélességét mutatja a rácsállandó függvényében ([8, 9] alapján). A rácsállandó azért fontos, mert csak egymáshoz igen közel eső rácsállandójú anyagok építhetők egymásra epitaxiálisan (kivétel ez alól az, ha az epitaxiális réteg igen vékony; ezt, mint később látjuk, ki is használják egy speciális fotodiódában). Ha kétalkotós hordozóra kívánunk háromalkotós félvezető-réteget növeszteni, a rácsállandók egyenlőségének szükségessége miatt az összetétel már meghatározott (kivétel ez alól a $Ga_xAl_{1-x}As$ és — kis Al-tartalom esetén — a $Ga_xAl_{1-x}Sb$; ezeknél a rácsállandó elhanyagolható mértékben változik az összetétellel). Négyalkotós anyagokat alkalmazva a rácsállandó és a tiltott sáv értéke egymástól függetlenül állítható be. A legnagyobb gyakorlati jelentősége a $Ga_xAl_{1-x}As$, a $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ és az $Al_{0,48}In_{0,52}As$ háromalkotós, valamint a $Ga_xIn_yAs_{1-x}P_{1-y}$ négyalkotós vegyületeknek van.

A fénytávközlésben a legelőnyösebb az 1,3 μm és az 1,55 μm hullámhosszak használata, ugyanis itt a legkisebb a fényvezető szálak csillapítása. A *3. ábra* alapján erre a célra a $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ és a $Ga_xAl_{1-x}Sb$ anyagok jöhetnek szóba. A látható tartományban a $GaAs/Ga_xAl_{1-x}As$ anyagú eszközök a szilícium fotodiódák helyettesítésére használhatók. A GaAs legnagyobb előnye a szilíciummal szemben a közvetlen sávszerkezet. Emiatt ugyanis a beeső fény már egészen rövid távolságon belül (néhány mikron) elnyelődik, míg a közvetett sávú szilíciumban ez a távolság több tíz mikron. Ezért a szilícium-fotodiódáknál, hogy a beeső fény minél nagyobb hányada keltsen elektron-lyuk párokat a kiüritett rétegben, annak szélességét nagyra kell választani. Ez viszont megnöveli a töltéshordozók futási idejét, ami az eszköz működési sebességét csökkenti.

A fotodiódák rétegszerkezetének kialakítására számos rétegépítő technológiát használnak [9, 10]. A legrégebben alkalmazott és egyben a legtermelékenyebb eljárás a gőzfázisú epitaxia. Ennél a réteg az alkotóelemek vegyületeiből kémiai reakció útján jön létre. Optikai célokra alkalmasabb, igen jó minőségű rétegek készíthetők folyadékfázisú epitaxiával. Maga a berendezés nem túl költséges, viszont az eljárás nem termelékeny. Atomosan sima, meredek összetétel- és adalékprofilú, összetett rétegszerkezetek építhetők molekulasugaras epitaxiával, szerves fémvegyületek hőbontása útján és kémiai sugár-epitaxiával. Ezen eljárásoknál a rétegépülés jóval alacsonyabb hőmérsékleten történik, mint a VPE-nél. Az MBE lényegében egy rendkívül pontosan szabályozott vákuumpárologtatás. Hátránya, hogy rendkívül költséges és nem termelékeny. Az MOCVD leginkább a hagyományos gőzfázisú eljárásokra hasonlít, annál azonban jobb minőségű réteget ad, és a VPE-vel megvalósíthatatlan rétegszerkezetek készíthetők vele. A CBE az MBE és az MOCVD előnyeit egyesíti: az MBE-nél alkalmazott elemi párologtató források helyére az MOCVD-nél használatos gázforrások kerülnek; ezáltal — számos egyéb előny mellett — lehetővé válik az MBE-vel csak nehézkesen növeszthető foszfortartalmú félvezetőrétegek előállítása.

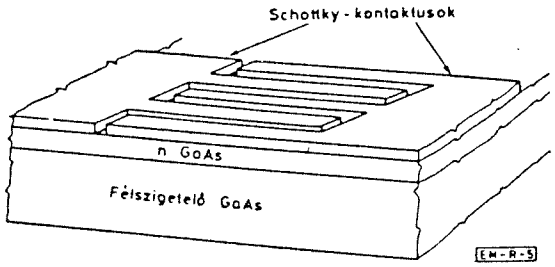


3. ábra. Félvezető anyagok tiltott sávja, illetve hosszúhullámú küszöbe a rácsállandó függvényében

4. Heteroátmenetes és Schottky-fotodiódák

A hagyományos fotodiódák egyik fogyatékossága az, hogy a beeső fény egy része még a kiürített réteg elérése előtt elnyelődik. Az így keletkezett töltéshordozók egy része rekombinálódik (részben a felületen), másik része pedig csak lassú diffúzió útján jut el a kiürített réteg gyorsító erőterébe. Ez a tény csökkenti a kvantumhatásfokot és a működési sebességet is. A probléma megoldható heteroátmenet alkalmazásával: a fény előnyör egy szélesebb tiltott sávú, ún. ablakrétegen halad át, majd teljes egészében a kiürített rétegben nyelődik el *(4. ábra)* [11]. Magas kvantumhatásfokú (a 100% is elérhető) és gyors fotodiódákat készítettek LPE-vel [12], MOCVD-vel [13] és MBE-vel [14] a $GaAs/Ga_xAl_{1-x}As$ és LPE-vel a $Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP$ heteroátmeneteket alkalmazva [15, 16].

A heteroátmenetes fotodiódák határesetének tekinthetők a fém félvezető átmenetet alkalmazó (Schottky-)fotodiódák [3]. A fémelektróda lehet többé-kevésbé átlátszó is (pl. igen vékony platina [17] vagy indium-ón-oxid [18]. Különleges Schottky-fotodióda az ún. MSM (fém-félvezető-fém) fotodióda. Ez két, egymásba nyúló fésű formájú fémelektródot tartalmaz *(5. ábra)*. Legfőbb előnye, hogy sík (planáris) fölépítésű, technológiája egyszerű és teljesen kompatibilis a GaAs monolitikus integrált áramköri technológiával, ezért alkalmazást az optoelektronikai integrált áramkörökben nyerhet [19].



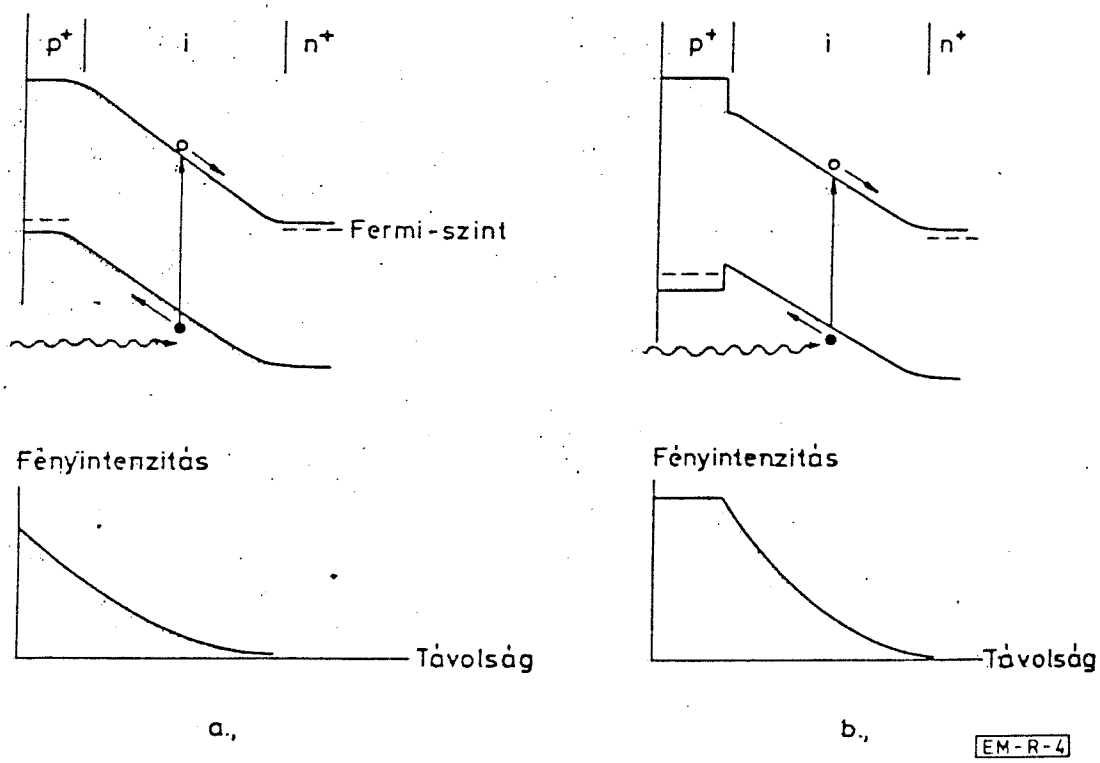
5. ábra. Fém-félvezető-fém fotodióda

Jelenleg a GaAs alapú Schottky-fotodiódákkal érték el a legnagyobb sebességet a fotodiódák között: indium-ón-oxid kontaktussal 110 GHz [18], MSM-eszközzel 105 GHz sávszélességet értek el [20]. Lavinaüzemben 10 000 értékű erősítést is mértek [21].

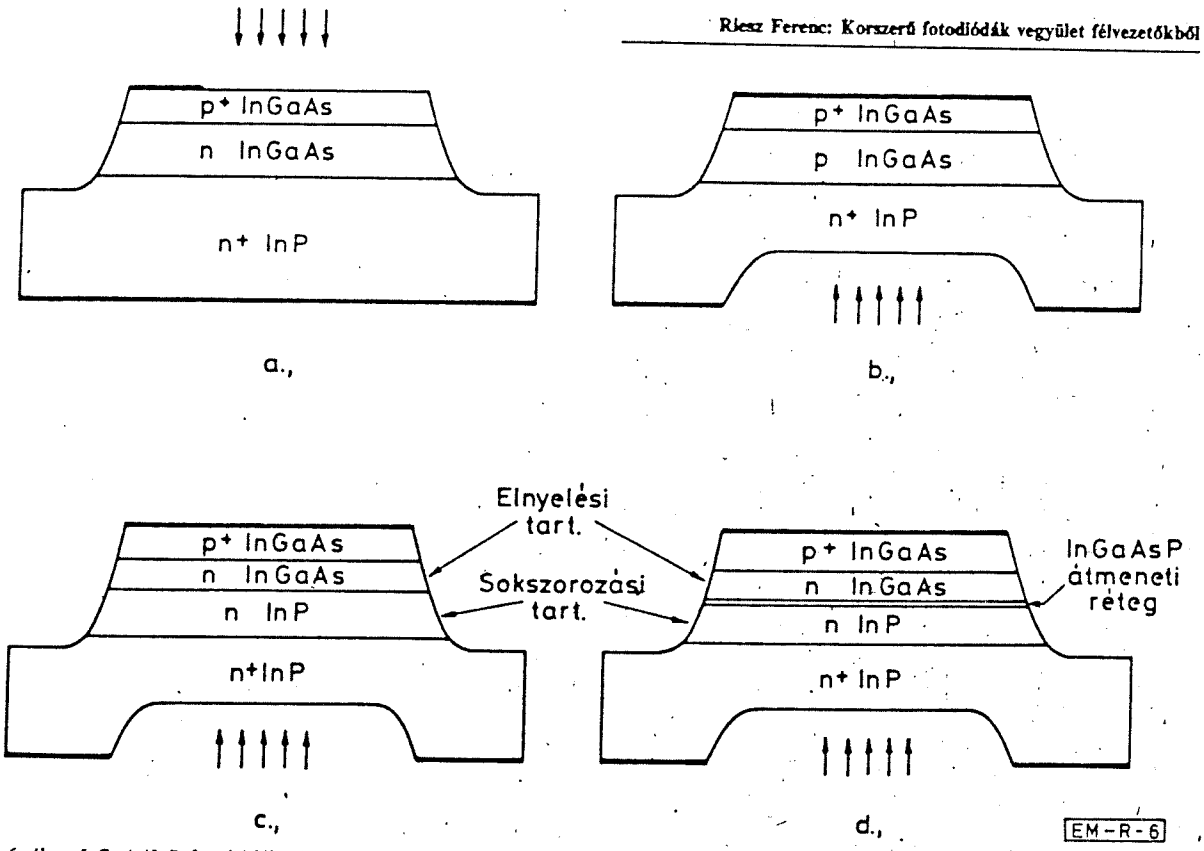
5. A lavinazaj csökkentése

5.1. A fényelnyelési és a sokszorozási tartomány különválasztása

Fénytávközlési célokra sokáig germánium lavina-fotodiódákat használtak (sőt használnak ma is). Az InP hordozóra epitaxiálisan ráépíthető $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ fölhasználásával azonban kisebb sötétáramú és nagy sávszélességű 1,3 μm-en érzékeny fotodiódákat sikerült készíteni [22]. A szélesebb tiltott sávú InP ablakrétegnek is megfelel [15, 16]. Ez a



4. ábra. Homoátmenetes és heteroátmenetes fotodiódák sávdiagramja és a fényelnyelés a felülettől való távolság függvényében



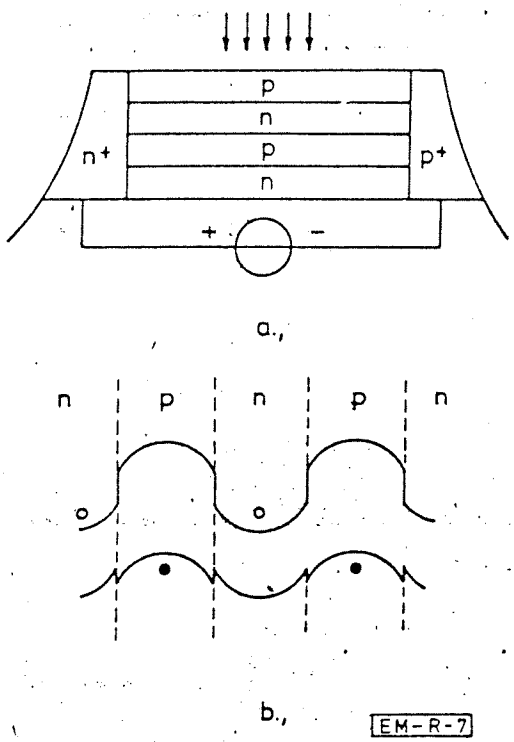
6. ábra. InGaAs/InP fotodiódák: (a) homoátmenetes, (b) heteroátmenetes; lavina-fotodiódák (c) szétválasztott elnyelési és sokszorozási tartománnyal, (d) szétválasztott elnyelési, átmeneti és sokszorozási tartománnyal

konstrukció azonban lavinaüzemmódban nem előnyös, mert bár az ionizációs tényezők aránya a $Ga_{0,47}In_{0,53}As$-ban viszonylag magas (2 az elektronok javára) [23], nagy térerősségeknél a $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ vezetési és vegyértéksávja között alagútáram folyik (hasonlóan egy téremissziós üzemmódban működő Zener-diódához). InP-ban ez a jelenség nem lép föl, mivel a tiltott sávja szélesebb. Ezt fölismerve fejlesztették ki a különálló elnyelési és sokszorozási tartománnyal rendelkező lavina-fotodiódát, amelynél a fény elnyelése $Ga_{0,47}In_{0,53}As$-ban, míg a lavonasokszorozás InP-ban valósul meg [24]. Az eszköz adalékolási és geometriai viszonyait úgy kell megszabni, hogy a sokszorozási tartományban nagy legyen a térerő, viszont az elnyelési tartományban kicsi az alagútáram elkerülése érdekében. E konstrukciónak azonban van egy fogyatékossága: a $Ga_{0,47}In_{0,53}As$/InP heteroátmenetnél a lyukak számára egy meglehetősen magas potenciállépcső van, a lyukak itt fölhalmozódnak és az eszköz sebességét csökkentik [25]. Ez elkerülhető úgy, hogy a $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ és az InP közé egy vagy több, InGaAsP anyagú átmeneti réteget növesztünk, ezzel „elkenjük" az éles potenciállépcsőt [26] (különálló elnyelési, átmeneti és sokszorozási tartomány). Ezzel az új konstrukcióval 8 GHz sávszélességet és 60 GHz erősítés-sávszélesség szorzatot is elértek már [27]. Fénytávközlési célokra ez a típus a legígéretesebb. A $Ga_{0,47}In_{0,53}As$/InP anyagú fotodiódákról a *6. ábra* ad összefoglalót.

A szilícium széles tiltott sávja miatt nem alkalmas fénytávközlési célokra, bár igen kedvező ionizációs-tényező aránnyal rendelkezik, és technológiája is jóval egyszerűbb a vegyület-félvezetőkénél. Régóta kísérleteznek olyan lavina-fotodióda kifejlesztésével, amelyben a fényelnyelési tartomány germánium, a sokszorozási tartomány pedig szilícium. A megoldást az MBE-vel növesztett ún. feszített szuperrácsok (angolul strained layer superlattice) alkalmazása jelentette. Ez olyan periodikus rétegszerkezet, amelynek egy periódusa egy igen vékony (néhány nm) Ge_xSi_{1-x} ötvözetrétegből és egy néhányszor tíz nm vastag szilíciumrétegből áll. A szilíciummal ötvözött germánium rácsállandója már közelebb esik a szilíciuméhoz. A réteg kis vastagsága lehetővé teszi azt, hogy azt a szilíciumra kristályhibáktól mentesen lehessen növeszteni; ekkor a réteg mechanikai feszültség alatt áll. Emiatt a tiltott sáv szélessége csökken, ez kiegyenlíti az ötvözés okozta tiltottsáv-növekedést; az eszköz így 1,3 μm-en érzékeny [28]. $Ge_{0,6}Si_{0,4}$/Si szuperrácsot alkalmazva fényelnyelő rétegként, nagy sávszélességű (8 GHz) és kielégítő kvantumhatásfokú (65%) eszközt készítettek [29]. Az eszköz legnagyobb előnye, hogy szilícium áramkörökkel egybeintegrálható.

5.2. Az elektronok és a lyukak térbeli elkülönítése

Csökken a lavinazaj akkor is, ha az elektronokat és a lyukakat térbelileg elkülönítjük egymástól, és csak az elektro-



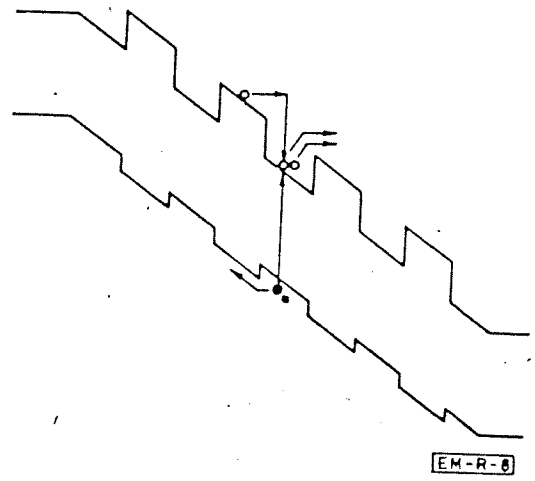
7. ábra. A csatorna lavina-fotodióda. (a) keresztmetszet, (b) sávdiagram a felületre merőleges metszetben (a töltéshordozók mozgása az ábra síkjára merőleges)

nokat engedjük ionizálni. Ez valósul meg az ún. csatorna lavina-fotodiódában *(7. ábra)* [30]. A félszigetelő hordozóra váltakozva fölvitt széles tiltott sávú p és keskeny tiltott sávú n rétegeket az eszköz két átellenes oldalán egy p^+, illetve egy n^+ kontaktusréteg fogja össze. Az eszközre kapcsolt zárófeszültség hatására a rétegek teljesen kiürülnek; így a beeső fény által keltett elektronok az n, a lyukak a p rétegbe kerülnek, és az elektromos tér a kontaktusok felé sodorja őket. Mivel a szélesebb tiltott sávú anyagban nagyobb az ionizációhoz szükséges küszöbenergia, megfelelő méretezéssel elérhető, hogy csak az elektronok ionizáljanak. A konstrukciót GaAs és $Ga_xAl_{1-x}As$ anyagok fölhasználásával meg is valósítottk [31]. Alkalmazásának útjában nagy sötétárama áll.

5.3. „Mesterségesen strukturált" anyagok alkalmazása

Ha egy félvezetőkristályba mesterségesen viszünk be periodicitást, bizonyos anyagjellemzők megváltoznak. Ennek legelterjedtebb módja az, hogy különböző félvezetőket rétegezünk egymásra váltakozva (az így kialakított szerkezet a szuperrács).

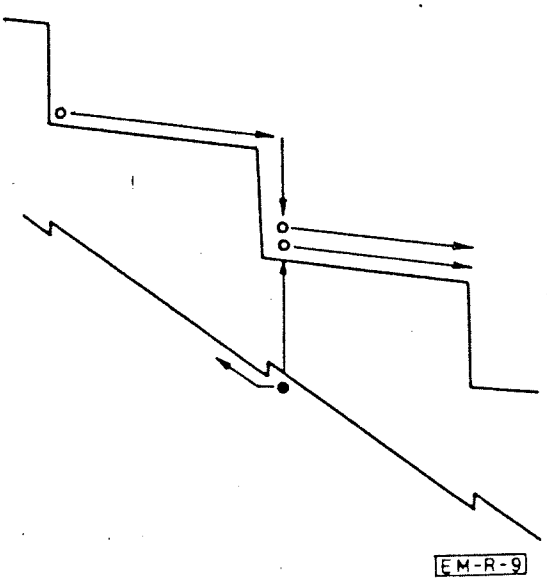
Azt, hogy szuperrácsokkal megnövelhető az ionizációs tényezők aránya, *Chin* és munkatársai jósolták meg [32], és később *Capasso* és társai kísérletileg is igazolták [33]. Az általuk vizsgált fotodióda sokszorozási tartománya $GaAs/Ga_{0,5}Al_{0,5}As$ szuperrácsból állt *(8. ábra)*. Méréseik



8. ábra. Előfeszített szuperrácsos lavina-fotodióda sávdiagramja

szerint az elektronok ionizációs együtthatója tízszer nagyobb volt a lyukakénál (ez az arány jelentősen eltér a tömbi GaAs-ra mért kb. 0,8-as értéktől). A jelenség magyarázata a következő: a szuperrácsban a vezetési és a vegyértéksávban is potenciálgátak vannak, és GaAs/GaAlAs esetében az elektronok által „látott" gát nagyobb. Így, előfeszítve az eszközt, az elektronok „lecsúszva" a potenciálgáton nagyobb mozgási energiára tesznek szert, mint a lyukak, ezzel az ionizáló képességük is megnő. A jelenség fölfedezését követően más anyagú szuperrácsok fölhasználásával is kísérleteztek ($InP/Ga_{0,47}In_{0,53}As$ [34] és $Al_{0,48}In_{0,52}As/Ga_{0,47}In_{0,53}As$ [35] fénytávközlési célokra), a mért ionizációs aránynövekedés azonban nem érte el a GaAs/GaAlAs esetében tapasztaltat.

Hasonló elvet hasznosít a változó sávszélességű rétegekből álló, „fűrészfog"-szuperrácsot tartalmazó, ún. lépcsősor lavina-fotodióda *(9. ábra)* [36]. (Változó sávszélességű réteg három- vagy négyalkotós vegyület-félvezetőből készíthető



9. ábra. Az előfeszített lépcsősor lavina-fotodióda sávdiagramja

úgy, hogy növesztés közben folyamatosan változtatjuk az összetételt.) A vezetési sáv ugrása nagyobb, mint a vegyértéksávé. Megfelelő előfeszítés esetén az elektronok a vezetési sáv „lépcsőfokain" végighaladva jelentős energiára tesznek szert, a lyukak viszont nem. Az eszközt még nem sikerült működőképes kivitelben előállítani.

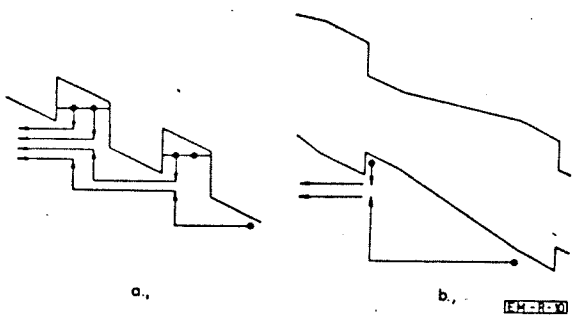
Az eddig tárgyalt esetekben az ütközési ionizáció során az ionizáló töltéshordozó a vegyértéksávból juttat elektront a vezetési sávba. Elképzelhető azonban, hogy az elektron (vagy lyuk) energiája egy másik elektronnak (illetve lyuknak) adódik át [37]. Ez a folyamat kis zajú, mert csak egyféle töltéshordozó vesz benne részt. A jelenséget kísérletileg is sikerült kimutatni $Al_{0,48}In_{6,52}As/Ga_{0,47}In_{0,53}As$ szuperrácson [38], illetve

$$Al_{0,48}In_{0,52}As/Ga_{0,47-x}Al_xIn_{0,53}As/Ga_{6,47}In_{0,53}As$$

fűrészfog-struktúrán [39] *(10. ábra)*. A szuperrácsban a keskenyebb tiltott sávú tartományok potenciálvölgyet alkotnak, amelyben a töltéshordozók kötött állapotban vannak, nem járulnak hozzá a vezetéshez. Az ionizáló részecskék ebből a kötött állapotból ütik ki a töltéshordozókat, amelyek ezáltal szabad állapotba kerülnek, képesek a vezetésre. A megvalósított struktúrában a lyukak ionizációs tényezője 20-szor volt magasabb az elektronokénál. A fűrészfog-struktúrában az ionizáló lyukak a heteroátmenetnél keletkező potenciálvölgyből ütnek ki lyukakat *(10b ábra)*. A mért ionizációstényező arány 50 volt; ez az eddigi legjobb ilyen eredmény vegyület-félvezetők esetében.

Természetesen ahhoz, hogy a jelenséget eszközben is lehessen alkalmazni, a potenciálvölgyből kiütött töltéshordozókat valahogyan pótolni kell. Az ismertetett esetekben ez termikus generációval történt. Ez lassú folyamat, eszközcélokra alkalmatlan.

Hasonló elven működő, a távoli infravörös tartományban érzékeny, de nem lavina-üzemmódú detektort is készítettek [40]: a beeső sugárzás energiájának hatására a kötöttből szabad állapotba kerülő elektronok képesek lesznek az áramvezetésre, ezáltal lecsökken az eszköz ellenállása. Ez az eszköz a jövőben helyettesítheti az erre a célra eddig használt keskeny tiltott sávú anyagokból készült detektorokat.



10. ábra. Ütközési ionizáció a vegyértéksávon belül (a) szuperrácsban, (b) fűrészfog-szerkezetben

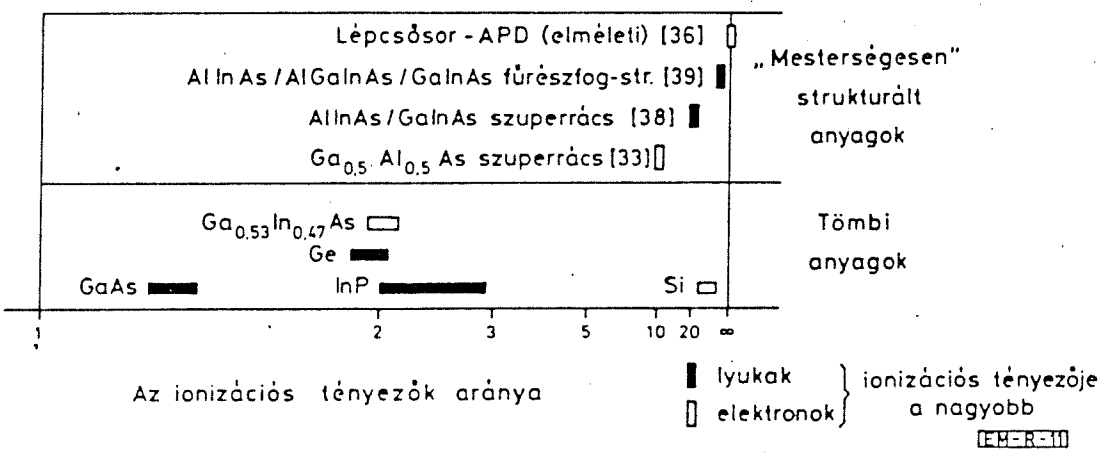
6. Összegzés

A *11. ábrán* összegezzük az egyes félvezető anyagokon, illetve a különféle eszközszerkezeteken mért ionizációs tényező-arányokat. Látható, hogy a mesterségesen strukturált anyagok alkalmazása milyen lehetőségeket rejt magában. A végső cél a szilárdtest fotoelektron-sokszorozó: ennél szigorúan csak az egyik töltéshordozó ionizál, hasonlóan a vákuum-fotoelektronsokszorozóhoz [41]. A legígéretesebb eszközszerkezet ezen a területen a szuperrácsos lavina-fotodióda. Jelentős elméleti és kísérleti munka folyik a működés fizikájának mélyebb megértése és a technológia fejlesztése érdekében.

Fénytávközlési célokra az InGaAs/InGaAsP/InP anyagú, SAGM—APD a legtöbbet ígérő. Itt a termelékeny, gazdaságos és reprodukálható technológia kidolgozása a legfontosabb.

Köszönetnyilvánítás

A szerző itt szeretne köszönetet mondani azoknak, akik munkájában támogatták és a cikk megírásában is sok hasznos



11. ábra. Félvezető anyagok [4, 7, 23] és „mesterségesen strukturált szerkezetek ionizációstényező-arányai

tanáccsal szolgáltak: *Dr. Szentpáli Bélának, Dr. Mojzes Imrének*, a *Mikrohullámú Eszközök Főosztályának vezetőjének;* valamint *Balázs Jánosnak* és *Dr. Kovács Balázsnak.*

IRODALOMJEGYZÉK

[1] Fénytávközlés. Eszközök, áramkörök és rendszerek. Szerk.: *Howes, M. J.—Morgan, D. V.*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1983.

[2] *Lendvay Ö.:* Az elektronika legújabb anyagai: $A^{III}B^{V}$ félvezetők. Finommechanika—Mikrotechnika, 24. évf. pp. 289—304.

[3] *Sze, S. M.:* Physics of semiconductor devices. 2nd Ed. John Wiley & Sons, 1981 (magyarul megjelenés alatt).

[4] *Stillman, G. E.—Wolfe, C. M.:* Avalanche photodiodes. Semiconductors and semimetals (szerk.: Williardson, R. K.—Bear, A. C.) Vol. 12., Academic Press, Inc. pp. 291—393. (1977)

[5] *McIntyre, R. J.:* Multiplication noise in uniform avalanche diodes. IEEE Trans. El. Dev. *ED—13* (1) pp. 164—168. (1966)

[6] *Emmons, R. B.:* Avalanche photodiode frequency response, J. Appl. Phys. *38* (9) pp. 3705—3714. (1967)

[7] *Capasso, F.:* Physics of avalanche photodiodes. Semiconductors and semimetals (szerk.: *Williardson, R. K.—Bear, A. C.) Vol. 22. Part D, Academic Press, Inc. pp. 1—172. (1985)*

[8] *Pearsall, T. P.—Pollack, M. A.:* Compound semiconductor photodiodes. Semiconductors and semimetals (szerk.: *Williardson, R. K.—Bear, A. C.*) Vol. 12. Part D, Academic Press, Inc. pp. 173—245. (1985)

[9] *Tsang, W. T.:* Material growth technologies. Semiconductors and semimetals (szerk.: *Williardson, R. K.—Bear, A. C.*) Vol. 22. Part A, Academic Press, Inc. (1985)

[10] *Tsang, W. T.:* Chemical beam epitaxy. IEEE Circuits and Devices Magazine 1988. Sept. pp. 18—24.

[11] *Law, H. D.—Nakano, K.—Tomasetta, L. R.:* III—V alloy heterostructure high speed avalanche photodiodes. IEEE J. Qu. El. *QE—15* (7) pp. 549—558. (1979)

[12] *Law, H. D.—Nakano, K.—Tomasetta, L. R.:* State-of-the-art performance of GaAlAs/GaAs avalanche photodiodes. Appl. Phys. Lett. *35* (2) pp. 180—182. (1979)

[13] *Ito, M.—Wada, O.—Miura, S.—Nakai, K.—Sakurai:* Planar structure AlGaAs/GaAs PIN photodiode grown by MOCVD. El. Lett. *19* (14) pp. 522—523. (1983)

[14] *Riesz F.—Szentpáli B.—Mojzes I.—Salokatve, A.—Asonen, H.—Pessa, M.:* AlGaAs/GaAs heterojunction photodiodes grown by MBE. Third Int. Symp. of Molecular Beam Epitaxy, Oct. 2—7, 1989, Velico Tarnovo.

[15] *Pearsall, T. P.—Logan, R. A.—Bethea, C. G.:* GaInAs/InP large bandwidth (> 2 GHz) PIN detectors. El. Lett. *19* (16) pp. 611—612. (1983)

[16] *Lee, T. P.—Burrus, C. A.—Dentai, A. G.:* InGaAs/InP p—i—n photodiodes for lightwave communications at 0,95 to 1,65 μm wavelengths IEEE J. Qu. El. *QE—17* pp. 232—238. (1981)

[17] *Wang, S. Y.—Bloom, D. M.:* 100 GHz bandwidth planar GaAs Schottky photodiode El. Lett. *19* (14) pp. 554—555. (1983)

[18] *Parker, D. G.:* The theory, fabrication and assessment of ultra high speed photodiodes. GEC J. Res. *6* (2) pp. 106—117. (1988)

[19] *Wada, O.:* Optoelectronic integration based on GaAs material. Optical and Qu. El. *20* (6) pp. 441—474. (1988)

[20] *van Zehgbroeck, B. J.—Patrick, W.—Halbout, J. M.—Vettiger, P.:* 105 GHz bandwidth metal-semiconductor-metal photodiode. IEEE El. Dev. Lett. *9* (10) pp. 527—529. (1988)

[21] *Safrankova, J.—Kordos, P.:* Photocurrent multiplication in GaAs Schottky photodiodes. Solid-St. El. *30* (1) pp. 93—96. (1987)

[22] *Leheny, R. F.—Nahory, R. E.—Pollack, M. A.:* $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ p—i—n photodiodes for long-wavelength fibre-optic systems. El. Lett. *15* (22) pp. 713—715. (1979)

[23] *Pearsall, T. P.:* Impact ionization rates for electrons and holes in $Ga_{0.47}In_{0.53}As$. Appl. Phys. Lett. *36* (3) pp. 218—220. (1980)

[24] *Susa, N.—Nakagome, H.—Mikami, O.—Ando, H.—Kambe, H.:* New InGaAs/InP avalanche photodiode structure for the 1—1,6 μm wavelength region. IEEE J. Qu. El. *QE—16* (8) pp. 864—870. (1980)

[25] *Forrest, J. R.—Kim, O. K.—Smith, R. G.:* Optical response time of $In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP avalanche photodiodes. Appl. Phys. Lett. *41* (1) pp. 95—98. (1982)

[26] *Campbell, J. C.—Dentai, A. G.—Oolden, W. S.—Kasper, B. L.:* High performance avalanche photodiode with separate absorption, grading, and multiplication region. El. Lett. *19* (20) pp. 818—820. (1983)

[27] *Campbell, J. C.—Tsang, W. T.—Qua, G. J.—Johnson, B. C.:* High-speed InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown by chemical beam epitaxy. IEEE J. Qu. El. *24* (3) pp. 496—500. (1988)

[28] *Lang, D. V.—People, R.—Bean, J. C.—Sergent, A. M.:* Measurement of the band gap of Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer heterostructures. Appl. Phys. Lett. *47* (12) pp. 1333—1335. (1985)

[29] *Temkin, H.—Antreasyan, A.—Olsson, N. A.—Pearsall, T. P.—Bean, J. C.:* $Ge_{0.6}Si_{0.4}$ rib waveguide avalanche photodetectors for 1,3 μm operation. Appl. Phys. Lett. *49* (13) pp. 809—811. (1986)

[30] *Capasso, F.:* The channeling avalanche photodiode: a novel ultra-low-noise interdigitated p—n junction device. IEEE Trans. El. Dev. *ED—29* (9) pp. 1388—1395. (1982)

[31] *Capasso, F.—Logan, R. A.—Tsang, W. T.—Hayes, J. R.:* Channeling photodiode: a new versatile interdigitated p—n junction photodetector. Appl. Phys. Lett. *41* (10) pp. 944—946. (1982)

[32] *Chin, R.—Holonyak, N.—Stillman, G. E.—Tang, J. Y.—Hess, K.:* Impact ionization in multilayered heterojunction structures. El. Lett. *16* (12) pp. 467—469. (1980)

[33] *Capasso, F.—Tsang, W. T.—Hutchinson, A. L.—Williams, G. F.:* Enhancement of electron impact ionization in a superlattice: a new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio. Appl. Phys. Lett. *40* (1) pp. 38—40. (1982)

[34] *Batra, J.—Lahiri, A.—Chakrabarti, P.:* InP/$Ga_{0.47}In_{0.53}As$ superlattice avalanche photodiode. El. Lett. *24* (15) pp. 964—965. (1988)

[35] *Mohammed, K.—Capasso, F.—Allam, J.—Cho, A. Y.—Hutchinson, A. L.:* New high-speed long-wavelength $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ multiquantum well avalanche photodiodes. Appl. Phys. Lett. *47* (6) pp. 597—599. (1985).

[36] *Williams, G. F.—Capasso, F.—Tsang, W. T.:* The graded bandgap multilayer avalanche photodiode: a new low-noise detector. IEEE El. Dev. Lett. *EDL—3* (3) pp. 71—73. (1982).

[37] *Chuang, S. L.—Hess, K.:* Impact ionization across the conduction-band-edge discontinuity of quantum-well heterostructures. J. Appl. Phys. *59* (8) pp. 2885—2894. (1986).

[38] *Capasso, F.—Allam, J.—Cho, A. Y.—Mohammed, K.—Malik, R. J.—Hutchinson, A. L.—Sivco, D.:* New avalanche multiplication phenomenon in quantum well superlattices: evidence of impact ionization across the band-edge discontinuity. Appl. Phys. Lett. *48* (19) pp. 1294—1296. (1986)

(Folytatás a 13. oldalon)