

Lézerdiódák az optikai hírközlésben

DR. HABERMAJER ISTVÁN

BME Elektronikus Eszközök Tanszéke



ÖSSZEFOGLALÁS

A cikk első része ismerteti a félvezető lézerekben lejátszódó alapvető fizikai jelenségeket. A második rész áttekintést nyújt a GaAs alapú lézerdiódák konstrukciójának fejlődéséről. A harmadik részben összefoglalja az egyes lézerdióda típusok alkalmazási területeit az optikai hírközlésben. (Λ)

Annak ellenére, hogy a lézerdiódát már több éve egyre szélesedő körben alkalmazzák a hírközlésben és a mérés technikában, működésmódjának, üzemi tulajdonságainak, valamint konstrukciójának területén napjainkban is sok új eredmény születik. E közlemény ezeknek az eredményeknek a figyelemmel kísérését igyekszik megkönnyíteni azért, hogy összefoglalja a félvezető lézerek működésének fizikai alapjait valamint áttekintést nyújt a lézerdiódák konstrukciójának fejlődéséről.

1. Fizikai alapfogalmak

1.1. Einstein sugárzási törvénye

Minden lézer működési alapja a fényerősítés vagy más néven a stimulált emisszió jelensége. Ezt a jelenséget az Einstein által 1916-ban közzétett sugárzási törvények előre megjósolták, még mielőtt magát a jelenséget kísérletileg észlelték volna. Az egyszerűség kedvéért vizsgáljunk, egy az 1. ábrán vázolt két energia szintes rendszert. Ebben a rendszerben a sugárzás és a kémiai értelemben vett anyag kölcsönhatásában részt vevő elektronok vagy atomok vagy a W_1 energiájú és ΔW szélességű alacsonyabb, vagy a W_2 energiájú és ugyancsak ΔW szélességű magasabb energiaszinttel meghatározott állapotban lehetnek. Einstein fotonelmélete alapján, a kölcsönhatás egy ν frekvenciájú és $\Delta\nu$ sáv szélességű elektromágneses sugárzás és az anyag között akkor jöhet létre, ha $W_2 - W_1 = h\nu$ és $\Delta W = h\Delta\nu$ ahol h a Planck-állandó.

Az előzőekkel egybehangzó az a feltételezés is, hogy a sugárzás J_t intenzitását P térfeltételezés is, hogy a sugárzás J_t intenzitását P térbeli sűrűségű ν sebességű és $h\nu$ energiájú részecskék, fotonok energiaáramsűrűségének tekintjük. Azaz

$$J_t = h\nu P \nu \quad (1)$$

ahol ν a sugárzásnak az anyagban mérhető sebessége.

A sugárzás hatására az anyag a fotonokat absorbeálja miközben a részecskék a kisebb energiájú állapotból a nagyobb energiájú állapotba mennek át.

DR. HABERMAJER ISTVÁN

Mérnöki diplomáját 1959-ben szerezte a Budapesti Műszaki Egyetem Villamosmérnöki Karán. Egyetemi doktori disszertációját 1964-ben védte meg. 1959-től 1963-

ig a Magyar Televízió fejlesztési osztályán dolgozott. Jelenleg a BME Elektronikus Eszközök Tanszékén félvezetőfizikát és optoelektronikát ad elő. Kutatási szakterületei: félvezető eszközök mérés technikája és optoelektronikai eszközök.

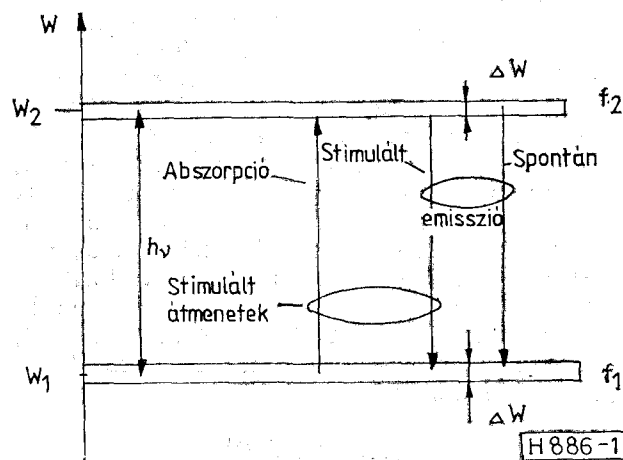
Az átmenet sebessége arányos a sugárzás intenzitásával, illetőleg az (1) összefüggés alapján a foton-sűrűséggel. Ahhoz, hogy bármilyen egyensúlyi állapot létrejöheszen, léteznie kell egy vagy több ellenkező irányú, fotonemisszióval járó folyamatnak is. Termikus egyensúly esetén az abszorpciós és emissziós folyamatoknak egyenlő sebességűeknek kell lenni, valamint mind a fotonok mind pedig a kölcsönhatásban résztvevő elektronok vagy atomok energia szerinti eloszlásának azonosnak kell lenniük a termikus egyensúlyhoz tartozó eloszlással. A fotonok egyensúlyi eloszlása Planck sugárzási törvénye alapján adható meg:

$$P_0 = \Phi [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1} \Delta W \quad (2)$$

ahol

$$\Phi = 8\pi\bar{n}^3\nu^2 \left(1 + \frac{\nu}{\bar{n}} \frac{d\bar{n}}{d\nu}\right) (hc^3)^{-1} \quad (3)$$

A Φ mennyiség a fotonok állapotsűrűsége, azaz az egységnyi térfogatban és energiaintervallumban levő fotonok, rezgésállapotok, (módusok) száma, \bar{n} az



1. ábra. Sugárzásos átmenetek két energiaszintes rendszerben

anyag törésmutatója, c a fénysebesség vákuumban, kT a termikus energia.

A termikus egyensúlyra vonatkozó feltételeknek bármely T hőmérsékleten teljesülniük kell. Ehhez viszont az szükséges, hogy a fotonemisszióval járó átmeneteknek két összetevőjük legyen (l. 1 ábrát). Az egyik a foton-sűrűségtől vagy fényintenzitástól független, úgynevezett spontán, a másik a foton-sűrűséggel arányos stimulált vagy indukált átmenet, vagy emisszió. A termikus egyensúlyra vonatkozó feltételek következménye az is, hogy ha a két vizsgált állapot betöltési valószínűsége egyenlő, az abszorpció és a stimulált emisszió valószínűségének egyenlőnek kell lenni, valamint a stimulált emisszió és a spontán emisszió sebességének a hányadosa egyenlő $P/\Phi\Delta W$ -vel.

Ezek az összefüggések akkor is igazak, ha nincs termikus egyensúly és függetlenek attól, hogy a kölcsönhatásban résztvevő részecskék elektronok, amelyekre a Pauli elv miatt a Fermi–Dirac statisztika érvényes, vagy molekulák (mint a mézerekben, atomórákban), melyek a klasszikus statisztikával tárgyalhatók [1].

Az abszorpció és a stimulált emisszió is arányos a foton-sűrűséggel. Mindkét folyamatot a sugárzás indukálja és szinkronizálja. Fizikailag a két folyamat eredőjét észleljük. Ezt az eredő folyamatot nevezik stimulált, vagy más néven indukált átmenetnek. A spontán emisszió a külső sugárzástól irányban, fázisban független, véletlenszerűen változó sugárzást eredményez, a stimulált átmenetekből határozottan megkülönböztethető.

A két energianívó közötti, a magasabb szintről az alacsonyabb szint irányába mutató eredő átmeneti sebességet, azaz az egységnyi térfogatban egységnyi idő alatt a nagyobb energiaszintről a kisebb energiaszintre kerülő elektronok számát U -t a sugárzási törvények alapján, elektronok esetében a következő formulával adhatjuk meg:

$$U = B\Phi\Delta W f_2(1 - f_1) + B(f_2 - f_1)P, \quad (4)$$

ahol B egy egységnyi térfogatban levő elektronnak egységnyi foton-sűrűség hatására az időegység alatti átmeneti valószínűsége, ha a kiindulási állapot teljesen betöltött és a végállapot teljesen üres. Az alsó energiaszint betöltési valószínűsége f_1 , a felsőé f_2 .

Az U mennyiség az úgynevezett nettó rekombinációs sebesség (ráta) a tárgyal két szintes és kétrészecskés (foton–elektron) rendszerünkben egyben megadja a fotonok keletkezésének sebességét is. A (4) kifejezés első tagja a spontán emissziót a második tag a stimulált emisszió és abszorpció különbségét, azaz a stimulált átmenetek sebességét adja meg. Ha tekintetbe vesszük, hogy abszorpció esetén a pozitív x irányba haladó sugárzás intenzitása a $J_f(x) = J_f(0) \exp(-\alpha x)$ összefüggés szerint változik és figyelembe vesszük az (1) összefüggést, akkor a csillapodó sugárzás egységnyi térfogatában, időegység alatt $\alpha|v|P$ foton abszorbeálódik. Ezt egybevetve a (4) kifejezés második tagjával az

$$\alpha = -g = \frac{B(f_1 - f_2)}{|v|} \quad (5)$$

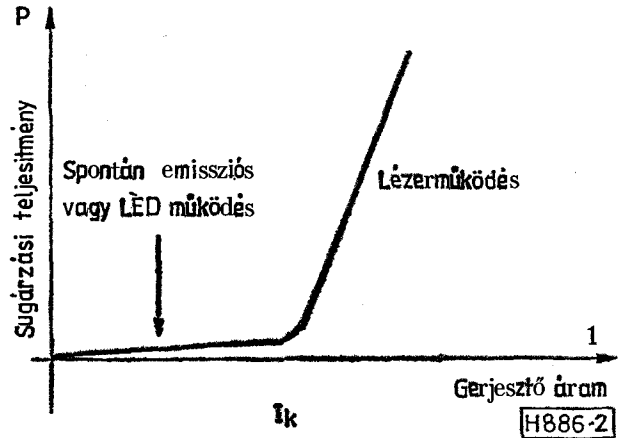
összefüggést kapjuk. Tehát, ha $f_2 < f_1$, akkor abszorpció

tényező pozitív, és az abszorpció jelensége dominál, ha $f_2 > f_1$ akkor α értéke negatív, a fényerősítést, a stimulált emisszió jelenségét észleljük. A $g = -\alpha$ mennyiség az erősítési tényező.

Az (5) kifejezést Fermi-féle arany szabályként is említi az irodalom [4].

Az Einstein-féle sugárzási törvények alaposabb megértése érdekében vizsgáljuk meg, hogy hogyan alakul az (4) kifejezés különféle optoelektronikai eszközökben.

Termikus egyensúlyban $P = P_0$, $f_2 < f_1$, valamint $U = 0$. Tehát a (4) kifejezés második tagja negatív és egyenlő az első taggal, azaz a spontán emissziót az abszorpció elnyeli.



2. ábra. Egy lézerdíóda jellegzetes transzfer karakterisztikája

Ha a betöltési valószínűségek közel az egyensúlyi értéken maradnak, de külső megvilágítás hatására $P > P_0$, akkor U előjele negatív lesz, az optikai oldalon abszorpció az elektromos oldalon az elektronok magasabb szintre történő gerjesztése, félvezetők esetében töltéshordozó párok generálása lép fel. Ez a helyzet a fotodetektorok működésekor.

Abban az esetben, ha a betöltési valószínűségek úgy térnek el a termikus egyensúlyi értéktől, hogy f_2 növekszik és/vagy f_1 csökken, de még $f_2 < f_1$, és külső megvilágítás nincs, vagy kicsiny, akkor $U > 0$. A domináló jelenség a spontán emisszió lesz, amelyet részben elnyel az abszorpció. Ez a helyzet világítódíódák LED-ek esetében.

Ha $f_2 = f_1$ -gyel az abszorpció megszűnik, az anyag teljesen átlátszóvá válik és a spontán emisszió sugárzása veszteségmentesen jut ki az anyagból. Ez a supersugárzás (super radiance) esete.

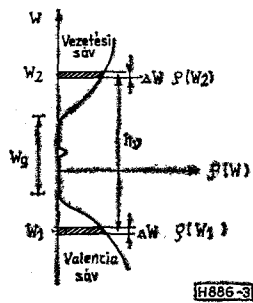
Akkor, ha $f_2 > f_1$, azaz ha az ún. populáció vagy betöltési inverzió létrejön, mind a spontán emisszióból, mind pedig egy külső fényforrásból eredő fényintenzitás erősödni fog. Így fényerősítőket hozhatunk létre.

Lézerműködés akkor következik be, ha egy fényerősítéssel rendelkező anyagot egy olyan optikai üregrezonátorba helyezünk, amelynek veszteségei egyenlőek vagy közel egyenlőek a stimulált emisszióból eredő erősítéssel. Amíg a gerjesztés kicsiny és így az üregrezonátor veszteségei nagyobbak az erősítésnél, lézerekben is az abszorpcióval vagy a stimulált

emisszióval módosított spontán emisszió dominál. Az erősítés egy gerjesztési küszöbnél, félvezető lézerekben egy I_k küszöbáramnál válik közel egyenlővé a rezonátor veszteségeivel. Minden további gerjesztés hatására mind a rezonátorban levő, mind pedig az elsugárzott elektromágneses rezgés intenzitása meredeken növekedni fog (2. ábra). Az elektromos oldalról származó bármely többleteljesítmény nagy hatásokkal kis sávzélességű sugárzássá alakul. Már aránylag kis 3–4% többletgerjesztés hatására is a (4) kifejezés második tagja jóval nagyobb lesz az első tagnál. Ez igen nagy rekombinációs sebességet biztosít, tehát alkalmassá teszi a lézert arra, hogy a kisugárzott fényintenzitást a gerjesztőáram változtatásával nagy sebességgel és jó hatásokkal moduláljuk.

1.2. Sugárzási jelenségek félvezető anyagokban

Az előző fejezetben használt két energiaszintes modell félvezető lézerek esetében közvetlenül nem alkalmazható. A 3. ábra egy tipikus félvezető anyagra vonatkozó $\rho(W)$ állapotosűrűség – energia összefüggést mutat. A $h\nu$ energiájú sugárzással kapcsolatban nagyon sok, a $W_2 - W_1 = h\nu$ összefüggéssel meghatározott, energia-nívó között jöhet létre elektronforgalom, természetesen más-más sebességgel.



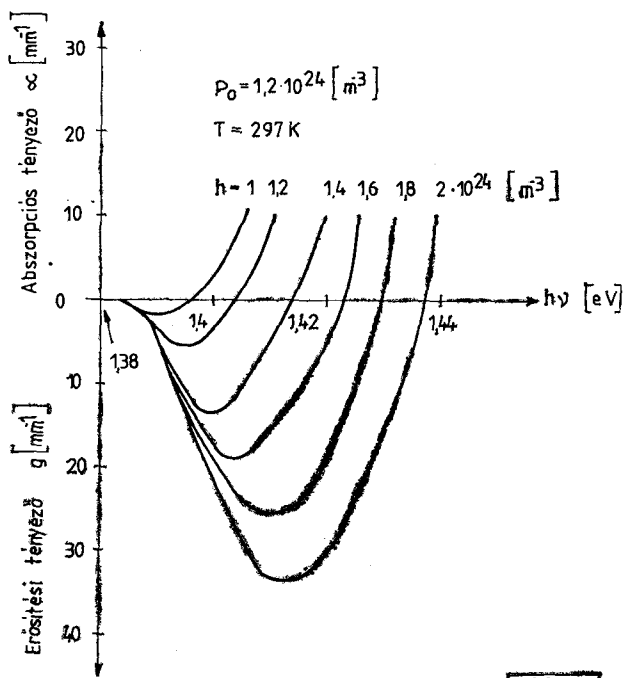
3. ábra. Félvezető anyagok állapotosűrűsége a W energia függvényében

Arra a kérdésre, hogy a (4) összefüggésben szereplő B elemi átmeneti valószínűség milyen kapcsolatban van más fizikai mennyiségekkel, a fizika csak jóval később a sugárzási törvények felfedezése után adta meg a választ. [2]

A sugárzási jelenségek kvantummechanikai tárgyalásából kitűnik, hogy a kölcsönhatáshoz az impulzus megmaradás törvényének is (kvantummechanikai értelemben) teljesülnie kell. Ezért a B mennyiségnek függnie kell az M_{12} impulzus vagy más néven momentum mátrix elemtől is, amelyet a kölcsönhatásban résztvevő elektronok hullámfüggvényeiből, valamint az elektromágneses tér hullámszámvektorából határozhatunk meg [3]. Így

$$B = \frac{q^2 |M_{12}|^2 \rho(W_1) \rho(W_2) iW}{2\epsilon m^2 v}, \quad (6)$$

ahol q az elektron töltése $\rho(W_1)$ és $\rho(W_2)$ a W_1 , ill. a W_2 energiákhoz tartozó állapotosűrűség, m az elektronok tömege, ϵ a dielektromos állandó. Gyakran az $|M_{12}|^2$ mennyiséget is az impulzus mátrix elem néven említik. Az $|M_{12}|^2$ nulla, ha a kiszemelt energiapárok között az impulzusmegmaradás törvénye nem teljesül. A $2|M_{12}|^2/hvm$ dimenzió nélküli mennyiség az



4. ábra. P-típusú GaAs abszorpciója, ill. erősítése a frekvencia függvényében [4]

ún. oszcillátor erősség. Az impulzus mátrix elemet gyakran dipólus mátrix elemnek is nevezik, mivel az elektromágneses tér és az elektromos dipólusok közötti kölcsönhatást is leírja.

Ideális, azaz adalékolatlan, kristályhiba és rácsrezgés mentes félvezetőkben az elektronok hullámfüggvényei síkhullámokkal közelíthetők. Így az impulzusmegmaradás feltétele egyben a hullámszám-megmaradás feltétele is. Ez az ún. hullámszám-kiválasztási szabály. Ennek következménye, hogy erőteljes optikai-elektromos kölcsönhatást csak az olyan félvezető anyagokban várhatunk, ahol a vezetési sáv minimuma és a valencia sáv maximuma ugyanazon hullámszámértékénél van. Ezek a direkt tiltott sávos félvezetők.

Ilyen félvezető anyagok például a legelterjedtebb, 1,45 eV tiltott sávzélességű GaAs, — és az egyre szélesebb körben alkalmazásra kerülő InGaAsP négyes ötvözet. Ez utóbbi tiltott sáv szélessége az összetételtől függően 0,78 és 0,95 eV között változik.

Ideális direkt tiltott sávos anyagokban a hullámszám-kiválasztási szabály két energiaszintet, egyet a vezetési sávban, egyet a valencia sávban engedélyez, amelyek között energiaforgalom jöhet létre egy adott frekvenciájú sugárzás hatására. Ha azzal a jogos közelítéssel élünk, hogy az egyes sávokban levő elektronok egymással termikus egyensúlyban vannak a sávokon belüli egyes energiaszintek betöltési valószínűségét a Fermi–Dirac statisztika írja le a vezetési sávra vonatkozó W_{Fn} és a valencia sávra vonatkozó W_{Fp} kvázi-Fermi szintekkel, akkor a betöltési inverzió feltétele a következő:

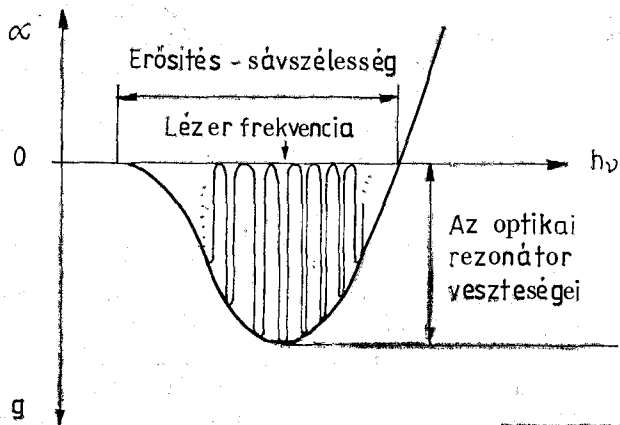
$$W_g < h\nu < W_{Fn} - W_{Fp} \quad (7)$$

Egy adott hőmérsékleten a kvázi-Fermi szintek

értékét a szabad töltéshordozók koncentrációja határozza meg. A félvezető lézerek aktív rétege jó közelítéssel elektromosan semleges. Így adott adalék-koncentráció mellett a kvázi-Fermi szintek a kisebb-ségi töltéshordozók koncentrációjából meghatározhatók. Így az $|M_{12}|^2$ mennyiség energiafüggésének ismeretében az (5) és (6) egyenletek alapján az abszorpció frekvenciafüggése meghatározható [4]. Ilyen összefüggést mutat a 4. ábra.

Reális félvezetőkhöz az adalékatomok, a kristályhibák, valamint a termikus rácsrezgések miatt a sugárzás egy adott frekvenciája mellett több energiaszint között jöhet létre sugárzásos átmenet. Ezenkívül a rácsrezgések közreműködésével sugárzás nélküli elektronforgalom is létrejöhet a sávok között. Ezért a (4) összefüggés által leírt emisszió-rekombináció kapcsolat fellazul, azaz nem minden rekombináció eredményez sugárzást, és az adott energiájú fotonoknak csak egy része hoz létre töltéshordozó párokat a vezetési, ill. a valencia sávban. Ezek a jelenségek azonban csak másodlagosan befolyásolják az alapvetően kétsávós működési mechanizmust.

A 4. ábrából láthatóan megfelelő mennyiségű töltéshordozó injektálásával egy aránylag széles frekvenciasávban hozhatunk létre erősítést. Azt a frekvenciasávot, amelyben erősítés lép fel erősítés-sáv szélességnek (gain-bandwidth) nevezik. A lézerműködés azonban csak azokon a frekvenciákon jöhet létre, amelyek az optikai rezgőrendszer elegendően nagy energiasűrűséget azaz foton-sűrűséget tesz lehetővé. Ezek a frekvenciák a rezgő rendszer geometriai méretei és törésmutatója által meghatározott úgynevezett modulfrekvenciák (lásd 5. ábra). Működéskor ezek közül egyszerre csak egy, esetleg néhány szomszédos frekvencián sugároz jelentős teljesítményt a lézer.



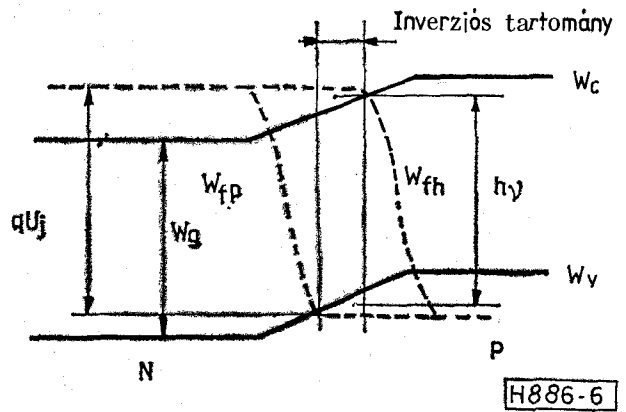
H886-5

5. ábra. A lézerműködés feltétele

2. Lézerdiódák konstrukciója

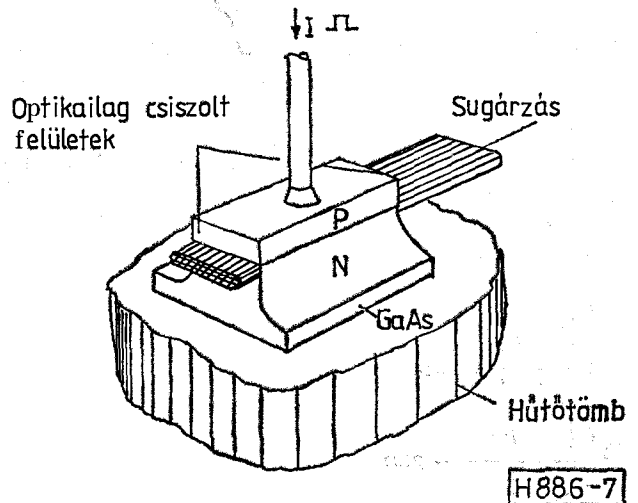
2.1. Kezdeti lézerstruktúrák

Az első félvezető lézerek kifejlesztése, a félvezető lézerek elméletének megalapozása Basov és munkatársai nevéhez fűződik [5]. Kimutatták, hogy a betöltési inverzió (7) feltétele $p-n$ átmenetekben ak-



H886-6

6. ábra. Elfajult félvezetőkhöz létrehozott lézerdióda sávdiagramja



H886-7

7. ábra. A legegyszerűbb lézerdióda vázlata

kor jön létre, ha mind a p típusú mind az n típusú oldalt elfajult, direkt tiltott sávós félvezetők alkotják, és a határfelületre jutó U_j feszültség nagyobb mint $h\nu/q$. Lásd a 6. ábrát. Ha az így kialakított dióda oldalapjai optikailag párhuzamosan csiszoltak, kialakítható egy Farby-Perot rezonátor, amelyben lézerműködés jöhet létre. Egy tipikus, a 60-as évek elejére jellemző félvezető lézer vázlatát a 7. ábra mutatja.

A dióda GaAs-ból készült, a $p-n$ átmenet felülete $\sim 0,25 \text{ mm}^2$ volt. Működési hőmérsékletük alacsony, ($< 70 \text{ K}$), küszöbáramuk nagy ($> 10 \text{ A}$) volt és ezért impulzus üzemmódban működtek. E hátrányok mellett még jellemzőjük volt az instabil működés.

2.1. A heteroátmenetes lézer

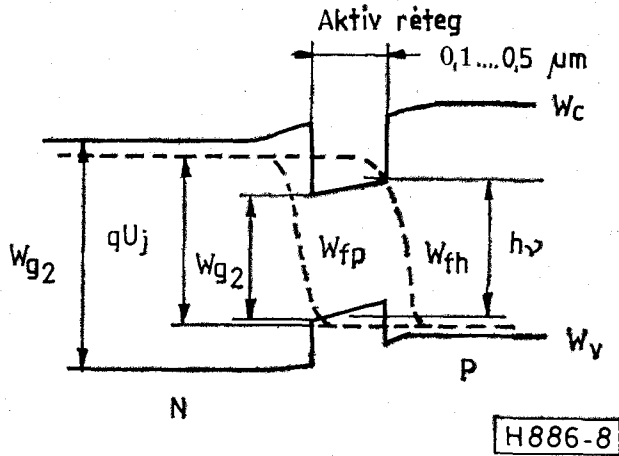
A széles körben használható félvezető lézerek kialakításában a legjelentősebb lépést az 1969–1970-es években kifejlesztett heteroátmenetes struktúrák megjelenése jelentette.

A heteroátmenetes lézer alap gondolata az, hogy a lézereknek csak egy vékony aktív rétegében, a $p-n$ átmenet közelében kell betöltési-inverziót létrehozni a lézerműködés fenntartásához. Ez azáltal is elérhető, hogy egy nem elfajult esetleg indirekt tiltott sáv

félvezetőkiből álló $p-n$ átmenet határfelületei közé egy kisebb direkt tiltott sávú félvezető réteget is létrehozunk. (Lásd a 8. ábrát).

Az aktív réteg GaAs, a szomszédos rétegek viszont $Ga_{1-x}Al_xAs$ -ből készültek folyadék fázisú epitaxiával.

A jó heteroátmenet feltétele az, hogy az aktív réteg és a szomszédos rétegek rácsállandója egyenlő legyen. Ez akkor valósítható meg, ha x értéke kb. 0,3. Ez a konstrukció lehetővé tette, hogy a lézerek szobahőmérsékleten is folyamatos üzemmódban működjenek.



H886-8

8. ábra. Heteroátmenetes lézerdióda sávdiaagrammja

Ebben az időben a kutatás fő iránya minél kisebb küszöbáramsűrűség elérése volt. Nagyon kevés figyelmet szenteltek csak a dióda optikai konstrukciójára. Az optikai rezgőrendszer a szokásos optikailag csiszolt felületek határolták. Nagy hibája volt ezeknek a lézereknek a még mindig nagy küszöbáram (1–2A) és a labilis transzfer karakterisztika, azaz bizonyos áramintervallumokban, rendszerint a küszöbáram környezetében, az egyenáramú gerjesztés ellenére a kijövő fényintenzitás impulzussorozatból állt, amelyeknek frekvenciája néhány 100 MHz volt. További hátránya a szerkezetnek az volt, hogy a kicsatoló tükröknél a $p-n$ átmenet síkjában a kilépő fényintenzitás nem volt egyenletes és stabil. Mint később kiderült az előbb említett pulzáció és inhomogén intenzitás egymással összefüggő jelenség. E hátrányok ellenére javított konstrukciójú kivétel az ún. nagyfelületű (Broad Area Laser) lézert nagy optikai teljesítmény szükséglet esetén ma is alkalmazzák.

2.2. A csíkgeometriájú lézerek

A 70-es évek közepétől a fejlesztés a megfelelő transzverzális konstrukció kialakítására irányult. Ez elsősorban abban nyilvánult meg, hogy az injektálási keresztmetszetet leszűkítették azáltal, hogy az aktív réteget a kontaktusfémezéstől nagy részben elszigetelték. Az eszközbe befolyt áram csak egy keskeny csík mentén jut el az aktív réteghez (lásd a 9. ábrát).

A keskeny (kb. 10 μm) injektálási csík előnye kétös: lényegesen csökkenti a küszöbáramot, mivel az aktív felület 10-edére 20-adára csökkent, másrészt

lehetőséget nyújt arra, hogy olyan lézereket hozzanak létre, melyek egyetlen transzverzális optikai módusban rezegnek.

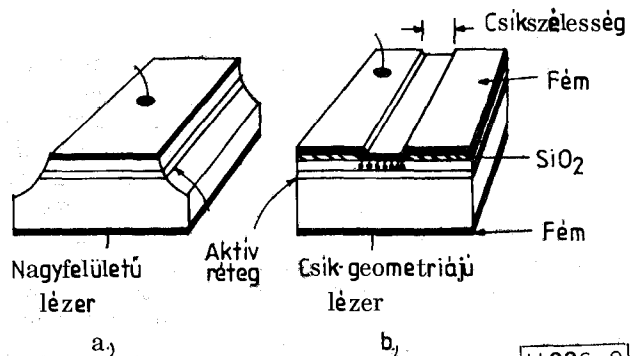
Annak ellenére, hogy ezek a szerkezetek még jelentős gyermekbetegségekkel rendelkeztek, pl. a kis élettartam, ráirányították a figyelmet arra, hogy optikailag stabil lézerműködést és ezzel együtt kis küszöbáramot csak az optikailag minden irányban egyértelműen definiált rezonátor-struktúrákkal lehet elérni.

A csík geometria bevezetésével azonban olyan elektromágneses energisűrűséget értek el a lézerekben, amelyek mechanikailag tönkretették a kilépő tükröket. Ezért ismét a $p-n$ átmenet síkjára merőleges irányú tervezésre irányult a figyelem. Az optikai teljesítménysűrűség csökkentése érdekében három vagy négy heteroátmenetből álló struktúrákat fejlesztettek ki. Ezek tulajdonságait a 10. ábra mutatja.

Ezzel a szerkezettel a sugárzó felület nagysága megnő és a teljesítménysűrűség a kritikus érték alatt marad. Ezen szempontok figyelembevételével terveztek a ma legelterjedtebben használt lézerstruktúrákat, amelyekből bemutatunk néhány jellegzetes típust.

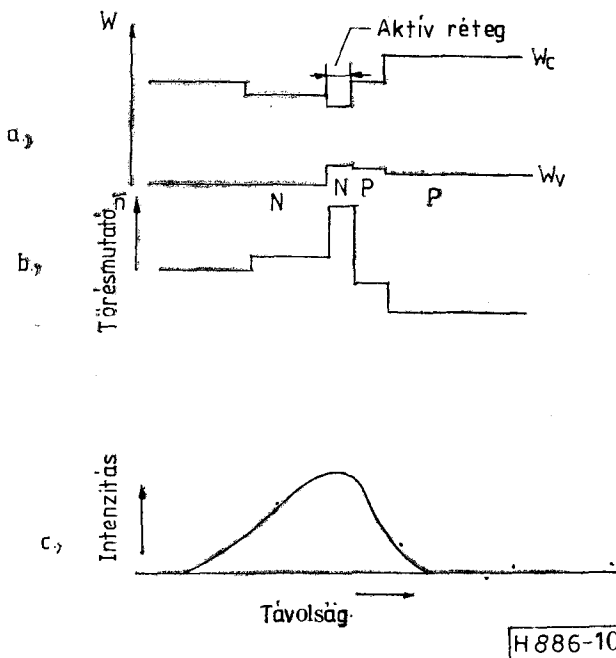
A 11. ábra olyan különböző csíkgeometriájú lézerstruktúrákat mutat, amelyekben a laterális irányú optikai hullámvezetés azáltal jön létre, hogy az injektált részben a törésmutató képzetes része, azaz az erősítés nagyobb, mint az injektálatlan térrészben. Ezek az ún. gain-guided struktúrák. A 11. a) ábra egy oxidhatárolt csíkstruktúrát mutat. A b) ábrán látható szerkezetben az injektálási csík szélességét egy $p-n$ átmenet határolja, mely a cinkkel adalékolt p típusú csík és az n típusú legfelső GaAs réteg között jön létre. A c) ábra proton-bombázott csíkgeometriát mutat. A vonalkázott proton-bombázott rész vezetőképessége a rács hibák miatt jóval kisebb, mint a nem bombázott csík vezetőképessége, így az áram a bombázatlan részre koncentrálódik. A d) ábra egy V-marásos lézerstruktúrát mutat, mely jellegzetes AEG-Telefunken konstrukció. A V alakú árkot irány szelektív marással hozzák létre, majd egy p típusú diffúzióval összekötést teremtenek az árok alján levő p típusú GaAlAs réteggel. Az oldal irányú szigetelést itt is a $p-n$ átmenet valósítja meg.

A felsorolt lézerstruktúrák tipikus küszöbárama 100 mA, az egy oldalon lesugárzott maximális opti-



H886 9

9. ábra. Nagy felületű a) és csíkgeometriájú b) lézerek összehasonlítása



10. ábra. Négy heteroátmenettel felépített lézer sávdiagrammja *a*), törésmutatóprofilja *b*) és intenzitás-eloszlása *c*)

kai teljesítmény 10 mW nagyságrendű, differenciális kvantumhatásfokuk (a befolyó áramváltozás egy elektronjára jutó elsugárzott fotonszám változás) kb. 30%. Átlagosan 100–150 Mbit/s sebességig modulálhatók.

2.3. Lézerstruktúrák beépitett laterális hullámvezetéssel

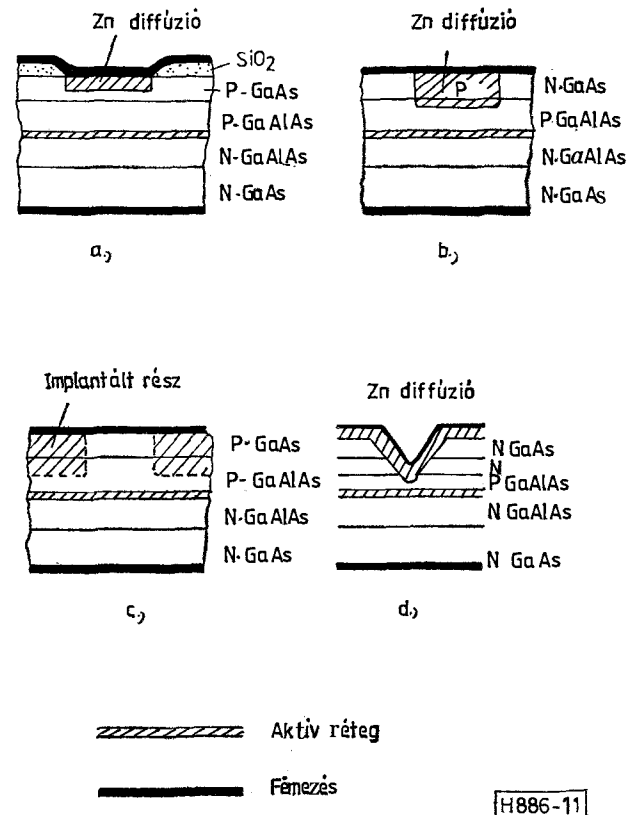
A nagyobb 500–1200 Mbit/s sebességgel modulálható lézerek kifejlesztése csak azáltal vált lehetővé, hogy egyrészt az optikai elektromágneses tér laterális irányú kiterjedését nemcsak az injekció által létrehozott hullámvezetés, eléggé labilis, hatására bízták, másrészt az aktív réteg szélességét is csökkentték. Ilyen konstrukciókat mutat a 12. ábra. A 12. *a*) ábra egy olyan alacsony meza struktúrát ábrázol, amelynél az aktív-területen kívüli burkoló rétegeket meza marással egyszerűen eltávolítják majdnem az aktív réteg mélységéig. A *b*) ábra egy árkolt alaplemezű (Channeled-Substrate Planar) lézerstruktúrát mutat. Az árambeszűkítés ugyanolyan jellegű mint a 11. *b*) ábra konstrukciójának esetében. Az optikai elektromágneses tér laterális irányú behatárolását az biztosítja, hogy az erősen abszorbeáló típusú GaAs alaplemez az aktív területen kívül vastagabb mint belül. A *c*) ábrán egy eltemetett heterostruktúrát láthatunk. Ebben a konstrukcióban oldalirányban is heteroátmenet jön létre. Az oldalirányú GaAlAs kisebb törésmutatójú, mint a GaAs aktív réteg, s így optikailag is határolja az elektromágneses teret. A *d*) ábrán látható ún. mart eltemetett heterostruktúrájú, vagy laterálisan leszűkített aktív rétegű lézerben a szubsztrátba egy legömbölyített árkot marnak, majd ezután növesztik az egymást követő különböző összetételű rétegeket. Ez a megoldás egyszerűbb technológiával nyújtja ugyanazokat az előnyöket mint a *c*) ábrán látható konstrukció.

A laterális hullámvezetéssel és az aktív réteg határolásával megvalósított lézerek kvantumhatásfoka jól megközelíti az elméleti értéket. Várható a jövőben, hogy a fenti konstrukciók a mikroszilárdos integrált technológiával az ugyancsak GaAs meghajtó áramkörökkel monolitikusan integrálhatók lesznek [6].

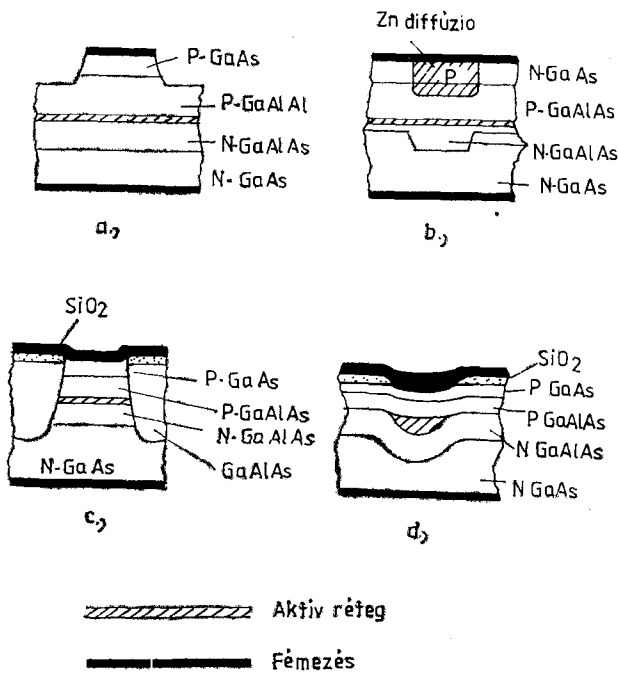
Az eddig felsorolt konstrukciók között lényeges különbségek vannak az előállítási költség tekintetében. A legolcsóbbak a gain-guided struktúrák. Ezek közül a legmegbízhatóbb a V marásos lézer. Ugyancsak jó megbízhatóságú, stabilabb működésű, de drágább az árkolt alaplemezű struktúra. Konstrukciós szempontból a legtekélyesebbnek tűnik az eltemetett heterostruktúrájú (Buried Heterostructure) lézer, azonban ha az oldalirányú epitaxiális rétegnövesztés nem tökéletes, stabilitási és élettartam problémák merülhetnek fel.

2.4. Egymódusú lézerstruktúrák

Mint az 5. ábrából látható a Farby–Perot rezonátoros lézerekben rendszerint csak egy módus frekvenciáján teljesül az oszcilláció feltétele, de a szomszédos módusok is közel állnak a lézerműködés feltételéhez. Ezért a lézer impulzusmodulációja esetén ezekben a módus frekvenciákon is jelentős teljesítményt sugároz az eszköz. Ezenkívül a hőmérsékletváltozás hatására az erősítés-frekvencia karakterisztika eltolódása miatt, módusváltás jön létre. A longitudinális módusok önfrekvenciái az átlagos 300–500 μm lézerhosszúság mellett 50–60 GHz távolság-



11. ábra. Többszörös heterostruktúras indukált hullámvezetésű csíkgeometriájú lézerstruktúrák



H886-12

12. ábra. Lézerdiódák beépített laterális hullámvezetéssel

ban helyezkednek el egymástól. Többmódusos működés esetén az optikai spektrum kiszélesedése az optikai hírközlésben használt hullámvezetők frekvenciafüggő diszperziója miatt átviteli sebességkorlátozást okozhat a nagytávolságú, nagysebességű hírközlő rendszerekben. Méréstechnikai alkalmazásokban szintén hátrányos lehet a többmódusos működés. Ezért a fejlesztés egyik iránya az egy módusban működő lézerek létrehozása.

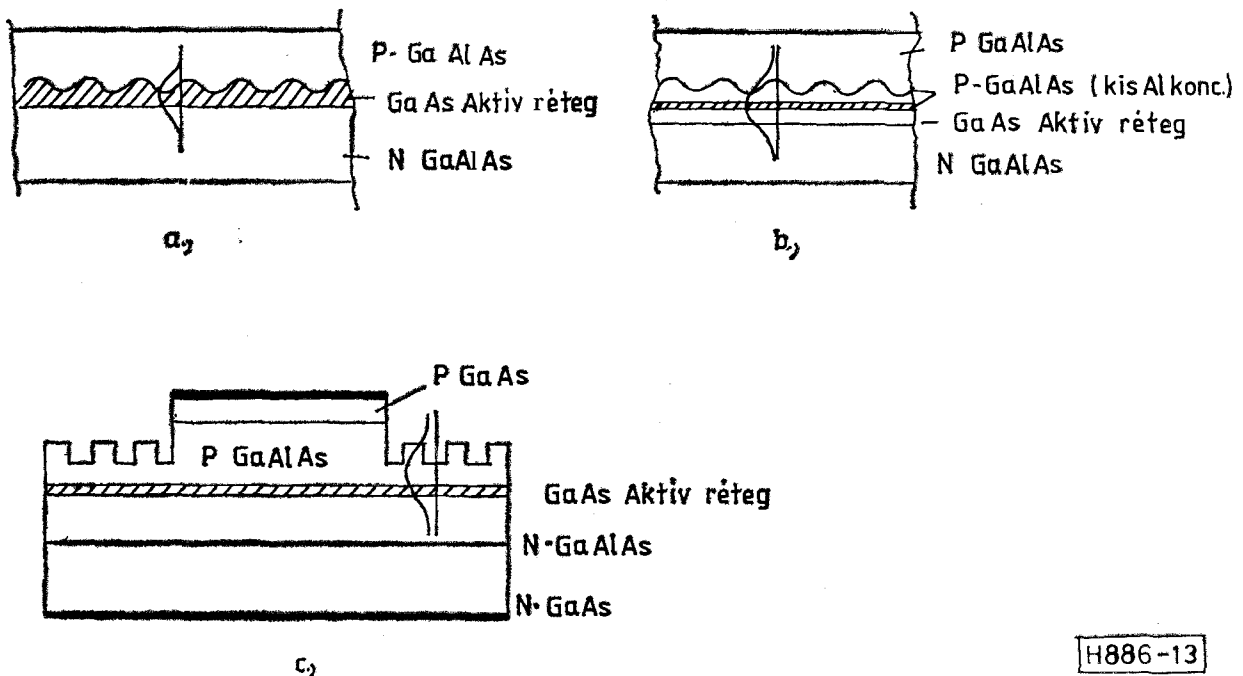
Egy módusos működést elvben két úton érhetünk el: vagy szelektívebbé tesszük az optikai rezgőrendszert, vagy szűkítjük azt a frekvenciatartományt, amelyben a félvezető erősítésre képes.

Az első megoldást az ún. elosztott visszacsatolású lézerekben alkalmazzák. Ezekben az eszközökben az optikai rezonátor nem Farby-Perot típusú, a kiscsatolás rendszerint reflexiómentes, hanem az optikai rács-hatást létrehozó, a félhullámhossz egész számú többszörösével egyező térbeli periodicitással rendelkező struktúrákkal hozzák létre az optika visszacsatolást, reflexiót. Lásd a 13. ábrát. A periodikus struktúrákat vagy az aktív rétegbe, vagy a szomszédos az aktív réteggel optikai csatolásban levő rétegekbe, vagy az aktív rétegen kívüli fényútba helyezik [4].

Az erősítés sáv szélességének lényeges csökkentése a kvantum völgyes struktúrákban lehetséges [7]. Akkor, ha az aktív réteg vastagsága az elektronok de-Broglie hullámhosszával összemérhető, azaz kb. 10 nm, mind a valencia sávban mind a vezetési sávban levő elektronok állapotsűrűség függvénye diszkrét energiaszintek között, aránylag szűk frekvenciasávokban jöhetnek létre. Egyetlen vékony aktív réteg helyett előnyösebb, ha több 4–5 nagyobb vastagságú rétegekkel elválasztott aktív réteg struktúrát hoznak létre. Ezeknek a rétegeknek az előállítására molekuláris epitaxiális rétegnövesztéssel lehetséges.

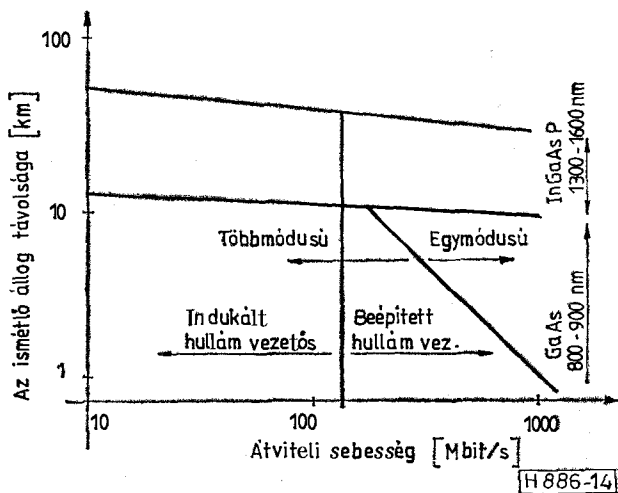
Az aktív réteg állapotsűrűségének csökkentése még azzal az előnnyel is jár, hogy lényegesen csökken a lézerműködésben részt nem vevő frekvenciákon a sugárzásos rekombináció, és így a küszöbáram is. A kvantumvölgyes lézerek jellegzetes küszöbárama 5–10 mA.

Mint az előzőekből kitűnik, az egymódusú lézerstruktúrák technológiája nagyon bonyolult, ezért



H886-13

13. ábra. Elosztott visszacsatolású lézerstruktúrák hosszmetsete: a), kettős- b), többszörös-heterostruktúrák c), külső rácsos konstrukció



14. ábra. A különböző konstrukciójú lézerdíódák alkalmazási területei az optikai hírközlésben

az előállított költségek is magasak, tömeggyártásban még nem készülnek.

Megjegyzendő hogy egymódusú lézereknek nevezik az olyan a 2.3. pontban tárgyalt konstrukciójú lézereket is, amelyek különféle másodlagos módus-stabilizáló hatásoknak köszönhetően [7], [8], folyamatos üzemmódban egy longitudinális módusban sugároznak. Impulzus üzemben azonban ezek a lézerek is többmódusos működésűek.

3. Típuskiválasztás

Az optikai hírközlésben alkalmazott lézerdíódák típusának kiválasztását az optikai hullámvezetők tulajdonságai határozzák meg. A legelterjedtebb GaAs aktív rétegű lézerek működési hullámhosszán, a 800–900 nm-es hullámhossztartományban, a legjobb egymódusú szálak csillapítása 2–3 dB/km, diszperziójuk 5–15 ps/nm km. Ezért kb. 10 km-es ismétlőállomás távolságig használható a GaAs aktív rétegű lézer úgy, hogy egymódusú szálal egymódusú lézerrel hajtunk meg. A nagytisztaságú optikai hul-

lámvezetők csillapítása és diszperziója az 1300–1600 nm-es hullámhossztartományban minimális, az előző értékek ötöd-hatodrésze. Ezért az ebben a hullámhossz tartományban működő InGaAsP aktív rétegű lézerekkel az ismétlőállomások távolsága 50–60 km-re növelhető. Mindkét alapanyag esetében 100–150 Mbit/s információ sebesség felett beépített hullámvezetős, laterálisan szigetelt aktív rétegű struktúrájú lézerek használata szükséges. A típuskiválasztás szempontjait a 14. ábra foglalja össze.

A lézerdíódák egyéb alkalmazástechnikai kérdéseit egy következő közlemény tárgyalja.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni dr. Tarnay Kálmán, dr. Kormány Teréz és dr. Gottwald Péter segítségét, amelyet hasznos észrevételeikkel nyújtottak.

IRODALOM

- [1] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Souds: Mai fizika. 42.5. és 100. fejezetek. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1969.
- [2] Dr. Marx György: Kvantummechanika. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1964.
- [3] G. Lasher, F. Stern: Phys. Rev. 133, A 553 1964.
- [4] H. C. Casey, jr., M. B. Panish: Heterostructure Lasers Academic Press. New York, 1978.
- [5] N. G. Basov, O. N. Kroklin, Y. M. Popov: Production of negative-temperature states in p–n junctions of degenerate semiconductors Sov. Phys. JETP 1961 vol. 13. pp. 1320–1321.
- [6] H. Blawvelt, N. Bar-Chaim, D. Fekete, S. Margalit and A. Yariv: AlGaAs lasers with micro-claved mirrors suitable for monolithic integration. Appl. Phys. Lett. vol 40(4) 1982. pp. 289–290.
- [7] N. Holonyak, R. M. Kolbas, R. D. Dupius, P. D. Dapkus: Quantum-Well Heterostructure Lasers IEEE J. of Quantum Electronics vol. QE–16 1980. pp. 170–186.
- [8] J. A. Copeland: Single-Mode Stabilization by Traps in Semiconductor Lasers. IEEE J. of Quantum Electronics vol. QE–16 1980. pp. 721–727.
- [9] M. Yamada, Y. Suematsu: Analysis of gain suppression in undoped injection lasers. J. Appl. Phys. vol. 52/4 1981. pp. 2653–2664.