

VCSEL-ek alkalmazása és modellezése direkt modulált optikai összeköttetésekben

MAROZSÁK TAMÁS TANÁRSEGÉD

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Szélessávú Hírközlő és Villamosságtan
Tanszék

tamas.marozsák@mht.bme.hu

Kulcsszavak: félvezető lézerek, lézerek direkt modulációja, VCSEL-ek modellezése

A VCSEL-ek (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) rendkívül fontos lépést jelentenek az optikai távközlésben. Működési paramétereik ma már épp olyan jók, mint a legjobb hagyományos oldalsugárzó félvezető lézereké ugyanakkor előállítási költségük a töredéke lehet. A cikk bemutatja ezen lézerek sajátosságait és alkalmazási lehetőségeit nagy sebességű direkt modulált optikai összeköttetésekben. Olyan újfajta áramköri modell kerül ismertetésre, mely képes a VCSEL-ekben működő térbeli effektusok szimulációjára, mint a diffúzió és a térbeli lyukbeégés.

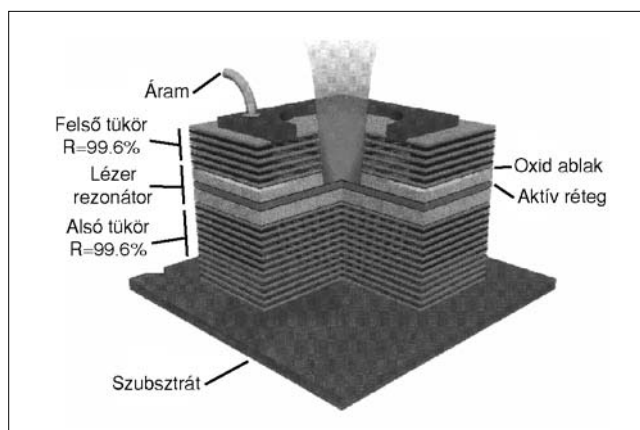
A félvezető lézer napjaink távközlésének egyik legfontosabb eszköze. A segítségével létrehozott optikai vivő több tíz gigahertzes sávszélességű digitális jelet hordozhat, vagy bármilyen, ebbe a sávszélességbe illő analóg jelet, például rádiócsatornák jeleit. Elképzelhető akár olyan rendszer is, melyben a kettőt egyszerre [1]. Az optikai átvitel előnyei, mint a kis csillapítás, nagy sávszélesség, vagy a zavarvédelem nyilvánvalóak, ám az eszközök viszonylag magas ára gátat szab széles körű elterjedésének. A technológiai fejlődés és a felhasználói igények rohamos növekedése szerencsére gyorsan elérhetővé teszik a korábban még drága technológiákat.

Ezen az úton fontos mérföldkő a VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser): a függőleges rezonátorú felület sugárzó lézer mely forradalmi árcsökkenést eredményez és elérhető közelségbe hozza a FTTH (Fiber To The Home: üvegszál az otthonokba) technológiákat. A következő oldalakon ezen lézerek sajátosságai, vizsgálati eredményei, és modellezése kerül bemutatásra. A modellezésnél használt matematikai módszer általánosan is használható problémák áramköri szimulátorral történő vizsgálatához.

VCSEL-ek felépítése

A VCSEL-ek nevükben hordozzák a legfontosabb strukturális különbséget a hagyományos oldalsugárzó lézerektől. A lézer rezonátora a félvezetőben nem planáris, hanem vertikális irányban kerül kialakításra ahogy azt az 1. ábra mutatja.

A felhasználás szempontjából ez azért nagyon jelentős, mert a lézer működéséhez nem szükséges a félvezető szelet feldarabolása, mint korábban. Az egyes lézerek rögtön gyártás után, még a szeletben tesztelhetők ami drasztikusan csökkenti a gyártási költségeket. A szeletelés egyáltalán nem befolyásolja a lézer működését, sokkal könnyebb tokozni, vagy integrálni más áramkörökkel.



1. ábra VCSEL szerkezeti felépítése

A függőleges lézer rezonátor szerkezete jelentősen eltér az oldalsugárzó lézerek planár rezonátorától. Ugyanis a rezonátor hossza, amit félvezető réteg növesztésével alakítanak ki, nem lehet nagy, tipikusan a mikron nagyságrendjébe esik. Ilyen hosszön viszont kicsi az optikai erősítés, tehát igen nagy, 99% feletti optikai reflexióra van szükség a rezonátor határain. Ilyen reflexiót csak elosztott tükrő struktúrával, DBR (Distributed Bragg Reflector) tükrökkel lehet elérni. Ez különböző törésmutatójú, ám azonos rácsállandójú, negyedhullámhossz vastagságú rétegek váltott egymásra növesztéséből áll. A szükséges reflexió eléréséhez 20 és 30 közötti réteg párra van szükség mind alul, mind felül, aminek létrehozását a MBE (molecular beam epitaxy: molekula sugaras rétegnövesztés) fejlődése tett lehetővé. A két tükrő között helyezkedik el az aktív réteg, mely általában egy, vagy néhány kvantum völgyből áll és így vastagsága tipikusan 10 nm nagyságrendjébe esik.

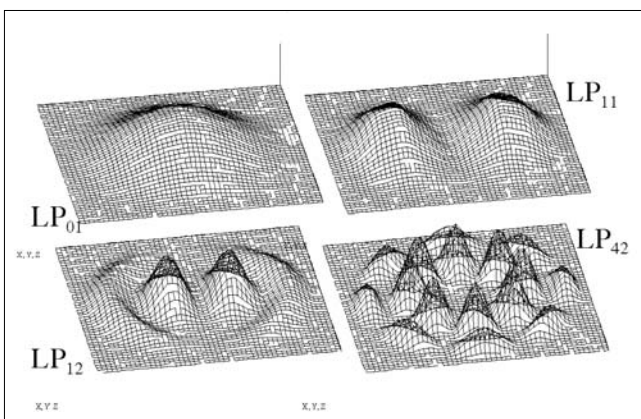
A tükrők kialakításánál minél nagyobb a törésmutató különbség a rétegek között, annál kevesebb rétegre van szükség. Ennek következménye, hogy ma még csak inkább a 850-980 nm-es hullámhosszra készülnek VCSEL-ek, mert a GaAlAs anyagrendszerben kapható

megfelelő törésmutató különbség. Az 1300 és 1550 nm-es lézerek InGaAsP anyagrendszerben készülnek, amiben ez nem érhető el és így VCSEL nem készíthető belőle. Az 1300 és 1550 nm-es VCSEL készítése ma is intenzív kutatási terület, mivel az egymódusú optikai átvitelhez ilyen hullámhosszra van szükség. A VCSEL-ek ezért ma elsősorban a multimódusú optikai összeköttetésekben terjednek, ahol a módusdiszperzió a sávzélességet körülbelül 0.5 GHz-km-re korlátozza. Cserébe olcsó és sok alkalmazás számára ez a sávzélesség is elégséges. További fontos alkalmazási terület az optikai buszok kialakítása, mivel a VCSEL-ek könnyen integrálhatók egy vonalba, ezért könnyen csatlakoztathatók optikai szalagkábelekhez, és vételi oldalon is könnyen kialakítható egy sorba integrált Si fotodiódákkal megvalósított optikai vevő sorozata.

Visszatérve a szerkezeti felépítésre fontos beszélni a transzverzális felépítésről. A henger alakú lézer rezonátor vertikális határai adottak a tükrök által, viszont a transzverzális irányokban más a helyzet. Kezdetben az aktív tartomány határát a csík lézerekhez hasonlóan az áram injektálás határozta meg. A komplex törésmutató az erősen injektált, lézer működést produkáló területeken jelentősen megváltozik, amely különbség az optikai teret behatárolja (optical confinement). Így azonban megfelelően kis aktív átmérőt nem lehet létrehozni, ezért az 1. ábrán is látható szigetelő oxid réteget helyeznek el az aktív réteg felett. Ezen „tetszőlegesen” kis ablakot lehet nyitni az áram számára, ami ezek után meghatározza a rezonátor radiális méretét. A radiális méret elsősorban a lehetséges transzverzális módusok száma miatt fontos, ugyanis a létrejövő henger alakú tápvonalban több, Bessel függvényekkel leírható módus alakulhat ki. Ezek lineárisan polarizált módusok, jelölésük $LP_{m,n}$, ahol m a szögbeneli, n a sugárirányú periódusok számát jelenti. Az első néhány módus intenzitásának eloszlását a 2. ábra mutatja.

A hagyományos oldalsugárzó lézerekhez képest a VCSEL rezonátor kis radiális mérete és az aktív réteg kis vastagsága kis aktív térfogatot eredményez, minek köszönhetően a VCSEL-ek küszöbárama rendkívül alacsony, 1mA alatti. Szintén a kis rezonátor hosszának köszönhetően a lehetséges longitudinális módusok frek-

2. ábra. A VCSEL-ben kialakuló transzverzális módusok intenzitás-eloszlása



venciában nagyon messze esnek egymástól, így az anyag optikai erősítésének sávzélességébe csak egy tud beleesni. A lézerműködés tehát egy longitudinális, és általában több transzverzális módusban történik.

A több transzverzális módusban való működés számos új, máig még teljesen nem megértett jelenséggel szolgál. A rezonátorban lévő töltéshordozók eloszlása ugyanis erősen változik az egyes módusok intenzitásának függvényében. Ahol valamely módus intenzitása nagy, ott a töltéshordozók száma lokálisan lecsökken, amit térbeli lyukbeégésnek hívnak (SHB, Spatial Hole Burning), és alapvetően befolyásolja a VCSEL-ek viselkedését. Egymódusú VCSEL nagyon kis oxid apertúra készítésével készíthető, ilyenkor azonban a kis aktív térfogatot óriási áramsűrűség fűti, ami termikus problémákhoz vezet. Ezért az egymódusú VCSEL-ek általában ma még csak kis teljesítményűek, így nem preferáltak. A probléma megoldására vannak próbálkozások, egyik legbiztosabb a móduszelektív tükrök alkalmazása, amivel nemrégiben 6mW optikai teljesítményt sikerült 850nm-es egymódusú VCSEL-ben elérni [2].

Modulációs vizsgálatok

A félvezető lézerek direkt modulációja biztosítja rövid optikai összeköttetéseknel a legnagyobb dinamikatarományt [3]. Ahhoz, hogy ennek nagyságát pontosabban ismerjük, a lézerdiódák kísérleti vizsgálataira van szükség. A dinamika tartomány alját a zaj határozza meg, felső határát pedig a nemlineáris torzítások.

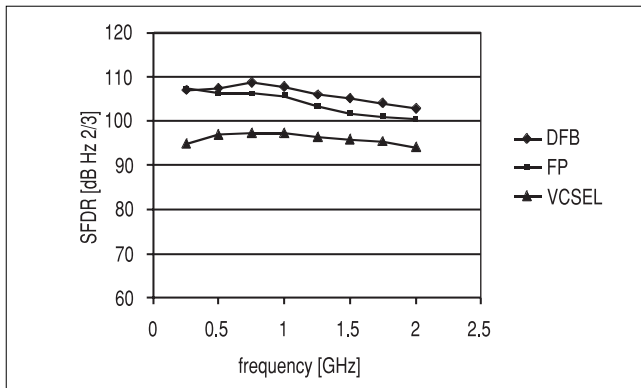
Az optikai átvitel meghatározó zajforrása a lézerdióda intenzitás zaja mindaddig, míg az átviteli csillapítás le nem csökkenti a vevő termikus zaja alá. Ez általában 10dB optikai csillapítás után következik be [3]. A dinamika tartomány alját tehát rövid összeköttetés esetén a lézer határozza meg, hosszú összeköttetés esetén pedig felső korlátot ad neki.

A nemlineáris torzítás digitális jelek átvitelénél nem kritikus, analóg jeleknél viszont meghatározó jelentőségű. A modulációs mélységet a jel-zaj viszony emelése érdekében nem lehet egy bizonyos határ fölé emelni, mert a másod-, és harmadrendű torzítási termékek az átvitelt lerontják. Tipikus példa a kábel TV, ahol sokcsatornás átvitel van és a rendszer érzékeny az intermodulációra. Egyenletesen növelve az egyes csatornák modulációs mélységeit a harmadrendű intermodulációs termékek teljesítménye a harmadik hatvány szerint növekszik, és miután ezek kiemelkednek a zajból a jel-zaj viszonyt rontani kezdik. Ezért a dinamika tartomány határát szokás úgy értelmezni, hogy a zajtól addig a kimenő jelszintig tart, mikor két egyforma vivővel történő moduláció esetén a harmadrendű intermodulációs termékek megegyeznek a zajszinttel. Ennek a neve SFDR (Spurious Free Dynamic Range), mértékegysége dB/Hz^{3/2}.

Ilyen két jeles SFDR méréseket végeztünk hagyományos 1300 nm-es oldalsugárzó, és 850nm-es VCSEL lézerekben. A hullámhossz különbség nem tette lehetővé ugyanazon fotodetektor alkalmazását, továbbá 1300

nm-en egymódusú, 850 nm-en többmódusú szálát használtunk. Mindezen körülmények azért fontosak, mert a lézerek viselkedését jelentősen befolyásolja a lézerbe visszajutó optikai reflexió a szálvégekről, fotodetektor felületéről vagy csatlakozókról. A két oldalsugárzó lézer egyike Fabry-Perot, másika DFB típusú multi kvantumvölgyes (MQW) lézer volt, melyek egyazon technológiával készültek.

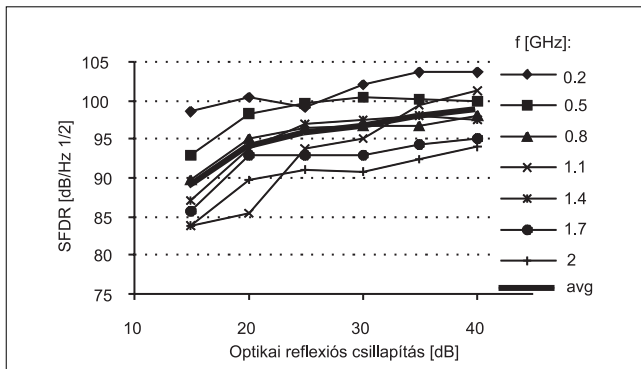
A mérési eredményeket a 3. ábra foglalja össze ahol a moduláló frekvencia függvényében láthatjuk az SFDR értékeket. A félvezető lézerekben a legfontosabb nemlineáris jelenség a relaxációs oszcilláció, melynek frekvenciájához (ROF, Relaxation Oscillation Frequency) közeledve mind a zaj, mind a modulációs torzítás emelkedik. Ezért növekvő frekvenciával csökkenő dinamika tartományt kapunk és egyben azt is jelzi, hogy a magas ROF alacsony frekvenciájú alkalmazásokban is fontos.



3. ábra Különböző lézerek mért dinamika tartománya

Az optikai reflexió a lézerdiódák működését hátrányosan befolyásolja, mivel a visszajutó fény-hullám perturbálja a lézer belső télerősség viszonyait. Már kis reflexió is a lézer zajának emelkedéséhez és a linearitás romlásához vezet. A 4. ábra 1300nm-en működő Fabry-Perot lézeren végzett mérési eredményeket mutat. VCSEL-ek esetében a helyzet hasonló, de mivel itt a tipikus működési tartomány 850nm, a probléma megoldására optikai izolátor alkalmazása nehézkes. A mérések azt mutatják, hogy legalább 40dB reflexiós csillapítás szükséges ahhoz, hogy a lézerek megközelítsék maximális dinamika tartományukat.

4. ábra Optikai reflexió hatása a lézer dinamika-tartományra



A 3. ábra VCSEL méréseinél ezt nem tudtuk biztosítani, ezért a valóságos SFDR magasabb, ahogy erre az irodalomban is található példát [4]. Esetünkben a VCSEL-ek dinamika tartománya alulmaradt a hagyományos élsugárzó lézerekhez képest, azonban a mért 95 dB/Hz^{3/2} körüli érték a legtöbb alkalmazás számára elegendő. A IEEE 802.11b (wireless LAN), 2.5 GHz-en 94 [5], míg egy $\pi/4$ DQPSK-t használó PCS (personal communication system) 1900 MHz-en 72-83 dB/Hz^{3/2} [6] SFDR-t igényel.

VCSEL-ek modellezése

A VCSEL-ek működésének rate egyenleteken alapuló pontos modellezése eltér a hagyományos oldalsugárzó lézerekétől. (Homogén fényvezető szálban a fény terjedését a Maxwell egyenletekkel lehet meghatározni. Szabad töltéshordozókat is tartalmazó, veszteséges, diszperzív és nemlineáris közegben a fény jelenségeket rate egyenletekkel szokás leírni. A rate egyenletek levezethetők a Maxwell egyenletekből, de heurisztikus úton is megkaphatjuk, ha a lézer aktív területén a fotonok és elektronok kölcsönhatását vizsgáljuk. – Szerk. megj.)

Mivel ezek a lézerek egyetlen longitudinális, viszont általában több transzverzális módusban működnek, szükség van az aktív térfogatban zajló helyfüggő folyamatok figyelembe vételére. A már említett térbeli lyukbeégés leírása megköveteli, hogy a töltéshordozó sűrűség változását a hely függvényében is ismerjük. Ez azt jelenti, hogy az egyenletekben a töltéshordozó sűrűséget, szemben a hagyományos lézerekkel, nem kezelhetjük egyszerű számként, hanem csak helyfüggvényként. Továbbá az optikai intenzitás helyfüggése is más és más a különböző módusokban, ahogy azt a 2. ábra bemutatta. Ezért az intenzitás helyfüggését is figyelembe kell venni és külön egyenletet írni minden optikai módusra, használva a modális erősítés fogalmát [7]. Mindezeket figyelembe véve a következő rate egyenletekből indulhatunk ki:

$$\frac{dn_e(t, \underline{r})}{dt} = \frac{i(t, \underline{r})}{q} - \frac{n_e(t, \underline{r})}{\tau_e} - v_g \cdot g(t, \underline{r}) \cdot n_p(t, \underline{r}) \quad (1)$$

$$\frac{dN_{p,i}}{dt} = v_g \cdot g_i \cdot N_{p,i} + \beta \cdot \frac{N_e}{\tau_e} - \frac{N_{p,i}}{\tau_p} \quad (2)$$

n_e a töltéshordozó sűrűség, t az idő, \underline{r} a helyvektor, i a pumpáló áram, q az elektron töltése, τ_e az elektronok átlagos élettideje, v_g a csoportsebesség, g az optikai erősítés, n_p a fotonok sűrűsége, $N_{p,i}$ a fotonok száma az i -edik módusban, g_i az i -edik módus modális erősítése, β a spontán emissziós faktor, τ_p a fotonok átlagos élettideje, N_e pedig az elektronok száma az aktív rétegben és kifejezhető n_e -vel. A két egyenletben $g(t, \underline{r})$ és g_i kifejezhető $n_e(t, \underline{r})$ és $n_p(t, \underline{r})$ segítségével, $n_p(t, \underline{r})$ pedig megkapható a módusfüggvények és $N_{p,i}$ ismeretében. Az i index azt jelzi, hogy fotonokra vonatkozó egyenlet-

ből annyi van, ahány módus lehetséges. Az egyenlet rendszer megoldása a tér diszkrétizálása után numerikusan lehetséges, azonban meglehetősen hosszadalmas. Bonyolult vizsgálatok pedig, mint például intermoduláció vizsgálata, napokig tartó számításokat igényel. Ezért olyan megoldást kerestem, amely lehetővé teszi a probléma másképpen történő megoldását.

Áramkör szimulátorok rendkívül hatékonyan oldják meg az elektromos hálózatokat leíró differenciál egyenlet rendszereket, ráadásul könnyen választhatunk a sokféle vizsgálati módszer, mint DC, AC, tranziens analízis, vagy harmonic balance (keverés, intermodulációk frekvencia tartományban való vizsgálata) közül. Ezért elvégeztem a fenti egyenletek elektromos ekvivalenséne megalkotását.

A fő gondot az jelenti, hogy míg egy áramköri szimulációban vagy csak az idő, vagy csak a frekvencia lehet független változó, a fenti problémában a térbeli koordináta is kell. A probléma áthidalását az teszi lehetővé, hogy az optikai intenzitás helyfüggését módusonként előre ismerjük és időfüggetlennek tekinthetjük. Ugyanezt meg kell tenni a töltéshordozó sűrűség helyfüggésével is, azaz a töltéshordozó sűrűséget előre kiválasztott, korlátozott elemű függvénysor segítségével kell leírni:

$$n_e(t, r) = \sum_j n_{e,j} \cdot \Phi_j(r) \quad (3)$$

ahol $\Phi_j(r)$ valamilyen helyfüggvények, $n_{e,j}$ pedig azok időfüggő amplitúdói. Így szeparáltuk a hely és időfüggést. Az r helyvektorról áttérhetünk egyszerű radiális koordinátára, mert az aktív réteg nagyon vékony és ezért a töltéshordozó eloszlás vertikális irányban nem változik, a szög szerinti függéstől pedig az egyszerűség kedvéért eltekintünk.

Ha a $\Phi_j(r)$ függvények ortogonálisak, akkor az (1) elektronokra vonatkozó egyenlet szeparálható j darab egyenletté, hasonlóan a fotonokra vonatkozó egyenletekhez. Ehhez egyenként meg kell szorozni az egyenletet a $\Phi_j(r)$ bázisfüggvényekkel és integrálni kell a tér felett. A keletkező integrálokból kihozhatók a csak idő-

függő amplitúdók és csak helyfüggő integrálok maradnak. Ezek előre kiszámíthatók, hiszen mind a foton eloszlások, mind az elektron eloszlás bázisfüggvények ismertek, így az integrálok a további számítások szempontjából konstansok. Végezetül egy olyan egyenletrendszert kapunk ami i db foton és j db elektron egyenletből áll, és matematikailag helyfüggetlenek:

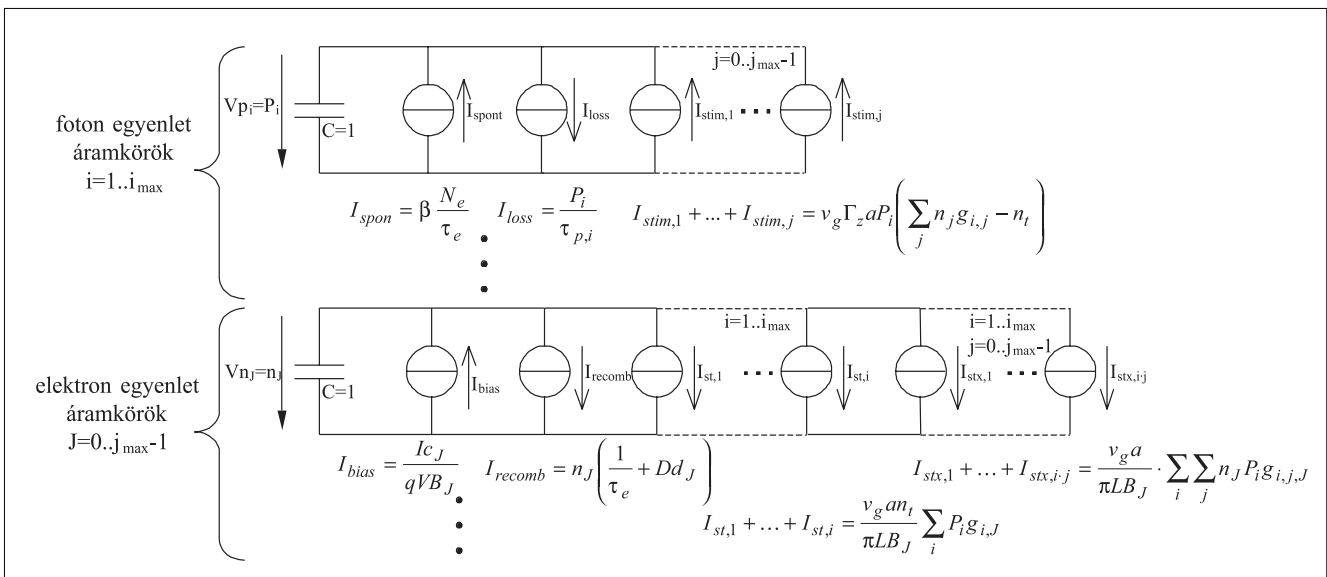
$$\frac{dN_{p,i}}{dt} = v_g \Gamma_z a N_{p,i} \left(\sum_j n_{e,j} g_{ij} - n_t \right) + \beta \cdot \frac{N_e}{\tau_e} - \frac{N_{p,i}}{\tau_p} \quad (4)$$

$$\frac{dn_{e,j}}{dt} = \frac{I \cdot c_j}{q \cdot B_j} - \frac{n_{e,j}}{\tau_e} - \frac{v_g a}{\pi L B_j} \cdot \sum_i \sum_j n_{e,j} \cdot N_{p,i} \cdot g_{i,j,j} + \frac{v_g a \cdot n_t}{\pi L B_j} \sum_i N_{p,i} g_{i,j} \quad (5)$$

A $g_{i,j}$ és $g_{i,j,j}$ konstansok térbeli integrálok eredményei, és a foton illetve elektron eloszlás függvények átlapolódásának mértékét fejezik ki. A c_j konstansok az injektáló áram és az elektron eloszlások átlapolódása, a B_j konstansok pedig normalizáló konstansok. L a rezonátor longitudinális hossza, Γ_z a longitudinális confinement faktor, a pedig optikai erősítés konstans (differenciális erősítés). Az egyenleteket $N_{p,i}$ és $n_{e,j}$ -re kell megoldani, melyek az elmondottak értelmében mind időfüggő amplitúdókat jelentenek.

A VCSEL-ek működésében fontos még a diffúzió figyelembe vétele. Ahol az optikai intenzitás, azaz a stimulált emisszió gyakorisága nagy, ott a töltéshordozók száma lecsökken, ezt hívtuk térbeli lyukbeégésnek. Az elektronok diffúzióból eredő laterális mozgása ezt a lyukat betölteni igyekszik, amit mindenképpen figyelembe kell venni. Ez a $\Phi_j(r)$ függvények ügyes választása esetén megtehető, csupán az elektronok egyenlete bővül ki egyetlen $-n_{e,j}/(\gamma_j/R)^2$ taggal ahol γ_j és R szintén helyfüggésből eredő konstansok.

5. ábra
VCSEL többmódusú működésének áramköri modellje a térbeli effektusok figyelembevételével



A VCSEL-ekre vonatkozó rate egyenletek imént ismertetett átírása először [8]-ban található, azután mások is alkalmazták egyszerűbb esetekre és sokszor hibásan, nem kellő matematikai megalapozottsággal.

A (4)-(5) egyenletek áramköri megfelelőjét úgy kapjuk, ha az $n_{e,j}$ töltéshordozó sűrűség amplitúdókat és az $N_{p,i}$ fotonszámokat feszültségekné feleltetjük meg, az egyenletek jobb oldalán szereplő tagokat (amik a keletkezési gyakoriságok, rate-ek) pedig áramoknak. Az egyenletek bal oldalán így egy feszültség deriváltja szerepel, ami egyenlő az egyenletek jobb oldalán szereplő sok tag összegével, tehát áramok összegével. Ezek az áramok ráadásul függenek más egyenletek bal oldalán található feszültségeitől, tehát feszültség vezérelt áramgenerátorok.

Összességében az egyenletek áramköri ekvivalense az 5. ábra szerinti lesz. Az ábrán i_{max} a lehetséges optikai módusok száma, j_{max} az figyelembe vett töltéshordozó sűrűség eloszlás bázisfüggvények száma. Ez minél nagyobb, annál pontosabb eredményt kapunk, viszont rohamosan nő az részáramkörök, és azokban az áramgenerátorok száma.

A most vázlatosan bemutatott módszer a matematikai probléma helyfüggetlenné tételére és az áramköri ekvivalens megalkotására ugyan erre a speciális esetre történt, de az elv általános és más problémák áramköri megközelítésére is alkalmas lehet.

Az EU COST keretprogramjának keretében mód nyílt a modell által szolgáltatott eredményeket más modellek eredményeivel összehasonlítani. Így meggyőződhetünk a modell helyes működéséről, gyorsaságáról és rugalmasságáról. A szimulációkat az APLAC szimulátor program segítségével végeztem, melyben FOR ciklusok használatával tetszőlegesen nagy létra hálózatok is pár sorban definiálhatók, az integrálási konstansokat pedig szimuláció előtt beolvassa. A szimuláció bemenő paraméterei anyagi konstansok, a lézer struktúrájának paraméterei, valamint j_{max} . Ezekből kiszámításra kerülnek a $g_{i,j}$ és $g_{i,j,j}$, c_j és B_j konstansok miután bármilyen, bármennyi szimuláció gyorsan lefutatható.

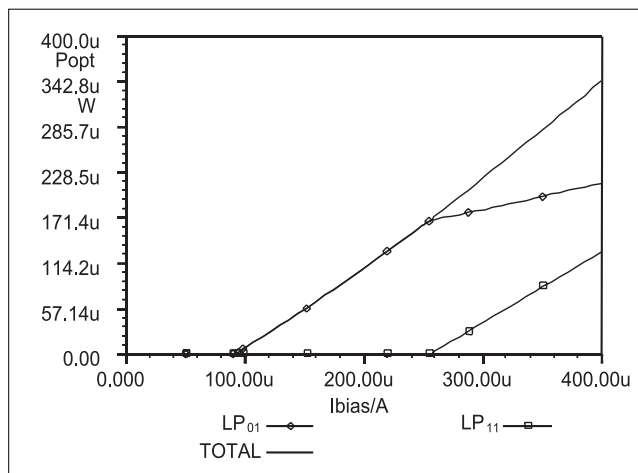
A most következő szimulációs eredmények a COST együttműködés bemenő paramétereivel készültek [9]. Két optikai módus volt lehetséges, j_{max} -nak pedig 11-et választottam, ami már igen pontos eredményeket szolgáltatott.

Statikus vizsgálat, DC analízis

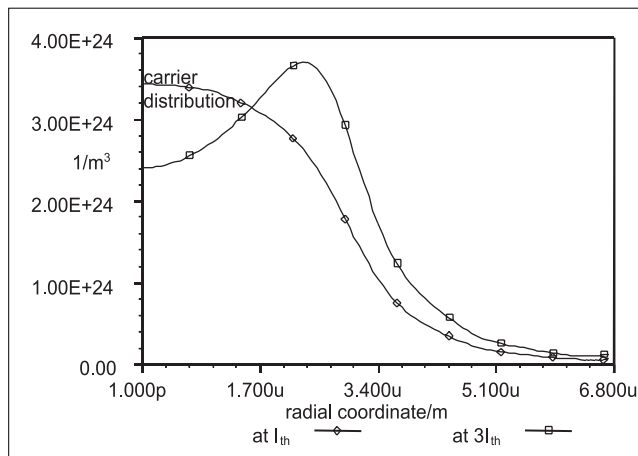
A DC analízis eredményét a 6. ábra mutatja. A lézer pumpáló áramát változtattam 0-tól 400µA-ig 1µA-es lépésközzel, minden pontban elvégezve a DC analízist. Az ábrán az látható, hogy a lézerműködés megindulása az LP₀₁ módussal kezdődik $I_{th} = 95µA$ környékén, ami szokatlanul kis küszöbáram az oldalsugárzó lézerekhez képest. Az áram növekedtével az alaplómódus intenzitása egyre nő, és az intenzitás maximumánál a töltéshordozó sűrűség lokálisan lecsökken (térbeli lyukbeégés).

A töltéshordozók diffúziója és az áram injektálása fenntartja a módust, azonban a kisebb intenzitású helyeken a töltéshordozó sűrűség erősen megnő az árammal, ahogy ezt a 7. ábra is mutatja. Ez növeli a második módus és a töltéshordozó sűrűség átlapolódását, míg végül az is elegendő erősítést nyer és beindul $I_{th2}=260µA$ környékén.

Érdeemes még azt megfigyelni, hogy az áram injektálása $r_a = 3µm$ sugárig történt, ugyanakkor az ábrán is látható, hogy jelentős töltéshordozó sűrűség van jelen $r > 3µm$ tartományban a diffúzióknak köszönhetően. Ez szintén hozzájárul a magasabb rendű módus működéséhez (az átlapolódás mértékében), valamint azt is bizonyítja, hogy a modellben a diffúzió implementálása sikeres volt.



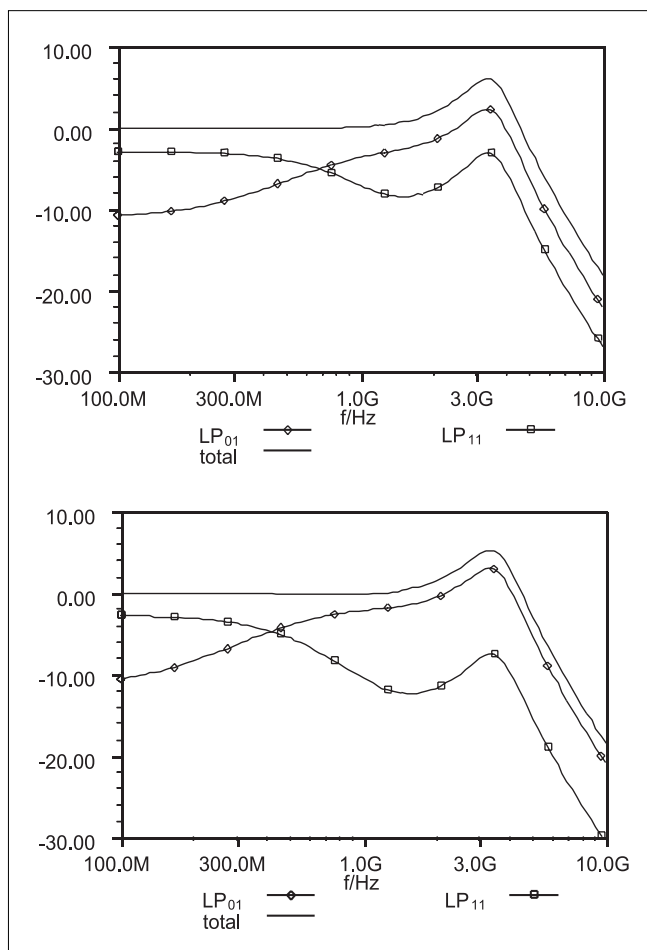
6. ábra DC szimuláció eredménye. Az optikai teljesítmény alakulása a különböző módusokban



7. ábra DC szimuláció eredménye. A töltéshordozó sűrűség alakulása a radiális távolság függvényében az LP₀₁ és az LP₁₁ módus indulásának közelében ($\sim I_{th}$ és $\sim 3 \cdot I_{th}$)

Kisjelű, dinamikus vizsgálat

A szimulációhoz olyan munkapontot választottam, amelyben már mindkét módus működött: $I=400µA$ -t. A módusokra és a teljes optikai teljesítményre vonatkozó szimulált átviteli függvényeket a 8. ábra mutatja két kü-



8. ábra AC szimuláció eredménye.
 $D=10 \cdot 10^{-4}$ (fent) és $D=15 \cdot 10^{-4}$ (lent)

lönböző diffúziós állandó mellett. Kis frekvenciákon az átvitelhez inkább a magasabb, LP_{11} módus járul hozzá, ami érthető, hiszen a DC szimuláció is azt mutatta, hogy a második módus differenciális meredeksége nagyobb. Aztán egy bizonyos frekvencia felett a második módus válasza kezd gyengülni, és az alpmódus válasza felerősödik. Ennek a frekvenciának az értéke a diffúziós állandótól függ, $D=10 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ esetén 700 MHz körül van, $D=10 \cdot 10^{-4}$ esetén 450 MHz körül, tehát 3/2-szeres állandónál a frekvencia a 2/3-ára esik. Az történi, hogy bizonyos modulációs frekvencia felett a második módus nem tud töltéshordozókat nyerni a diffúziós folyamatból, mivel azt a modulációs sebességet a diffúzió már nem tudja követni.

Így az az érdekes jelenség áll elő, hogy nagy frekvenciákon a optikai teljesítmény-áram görbéből kiolvasható differenciális meredekségben gyökeres változás áll be. Az teljes optikai teljesítményt a jelenség nem befolyásolja, hiszen a beinjektált töltéshordozók mindenképpen hozzájárulnak a stimulált emisszióhoz, ha tudnak diffundálni akkor a második módust erősítve, ha nincs rá idejük, akkor az első.

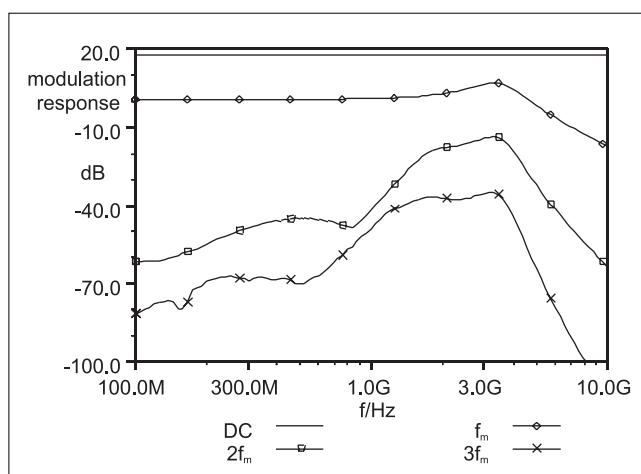
A gyakorlatban ez a jelenség akkor okozhat problémát, ha az optikai átvitelben módus szelektív elem van. Tipikusan ilyen lehet a lézer-üvegszál csatlakozás, vagy egy rossz csatlakozó.

Torzítás vizsgálat, harmonic balance analízis

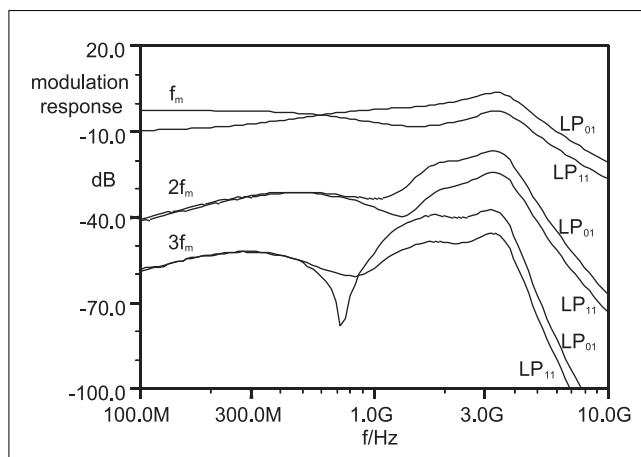
A legérdekesebb eredményeket a 9. és 10. ábra mutatja, ami harmonic balance szimuláció eredménye.

A görbék a harmonikusok szintjének alakulását mutatják tiszta szinuszos gerjesztés esetén. A moduláló jel frekvenciája f_m , amplitúdója $I_{\text{bias}}/10$ volt, a lézer munkaponti árama $I_{\text{bias}}=3I_{\text{th}}$.

A moduláló jel első öt harmonikusa került figyelembe vételre, de csak a második és harmadik került ábrázolásra, mivel ezek a meghatározóak a lézerek alkalmazásakor. Ezek szintje ugyanis egyértelmű viszonyban áll a lézer nemlineáris karakterisztika másod- és harmadfokú tagjának együtthatójával és így egyértelműen utalnak az intermodulációs termékek szintjére is.



9. ábra
 Harmonic balance szimuláció,
 a harmonikusok szintjének alakulása szinuszos modulációnál



10. ábra
 Harmonic balance szimuláció,
 a harmonikusok szintjének alakulása az egyes módusokban

Látható, hogy a lézerek nemlinearitása növekszik a relaxációs oszcilláció felé közeledve, ahogy ezt a mérések is mutatták. A diffúzió hasonló módon befolyásolja a harmonikusokat, mint az alapharmonikust, tehát

bizonyos frekvencia felett az LP_{11} módus intenzitása alá esik az LP_{01} -nek. Az alapharmonikus átviteli függvénye megegyezik a kisjelű analízisnél kapottal, ami megnyugtató.

Érdekes észrevételt tehetünk, ha megnézzük a kapott számokat. A második harmonikus ($2f_m$) görbéi a 10. ábrán -40dB szintről indulnak, míg ha megnézzük a 9. ábrát, ahol a két módus összteljesítménye látszik, -60dB körüli szintet látunk. Ez azt jelenti, hogy a két módus intenzitása kvázi ellenfázisban adódik össze a második harmonikus frekvenciáján.

Hasonló igaz a harmadik harmonikusra és mindez nem igaz az alapharmonikusra. A jelenség a diffúziós határfrekvencia felett megszűnik, és a harmonikusok szintje, tehát a torzítás hirtelen megnő. A diffúzió határfrekvenciája környékén mély leszívás látható a harmadik harmonikus LP_{01} görbéjén, amit általában a relaxációs oszcilláció, és az SHB mint nemlineáris hatások ellenfázisú működésének tulajdonítanak [10]. Azonban az LP_{11} módusban a dolog nem ugyanúgy történik, ezért az eredő harmonikus szintben ez a leszívás már alig jelenik meg, a mérésekben pedig egyáltalán nem.

Összefoglalás

A bemutatott szimulációs eredmények jól mutatják, hogy az itt bemutatott VCSEL modell képes számot adni sok, térbeli effektusokból eredő újszerű jelenségről. A modell rugalmasan bővíthető és gyors, elve alkalmazható más problémák áramkört szimulációjánál is.

A szimulációk azt mutatták, hogy a VCSEL-ek módusai nem egyformán viselkednek, ami alkalmazásuk esetén gondot jelenthet, például egy módus szelektív optikai elem jelenléte esetén. Tipikusan ilyen lehet a lézer fényének üvegszáliba való csatolása. Nagy teljesítményű, egymódusú VCSEL lenne tehát kívánatos, de amint azt a mérések is mutatták, a többmódusúak is jó paramétereket mutathatnak az alkalmazásokban.

Irodalom

- [1] T. Marozsak, E. Udvarý, T. Berceli:
A combined optical-wireless broadband Internet access: transmission challenges, IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, pp.997-1000, vol., May 2001.
- [2] Asa Haglund et al:
Single Fundamental Mode Output Power Exceeding 6mW in VCSELs with a Shallow Surface Relief, will be published in IEEE Photonics Technology Letters, February 2004.
- [3] T. Marozsák, A. Kovács, E. Udvarý, T. Berceli:
Direct Modulated Lasers in Radio Over Fiber Applications, MWP2002 International Topical Meeting on Microwave Photonics, Techn. Digest, pp.129, Japan, 2002.
- [4] Christina Carlsson et al:
Analog Modulation Properties of Oxide Confined VCSELs at Microwave Frequencies, Journal of Lightwave Technology, vol.20, Sept. 2002.
- [5] C. Faulkner:
RFIC Design Challenges for WLAN and 3G Systems, Microwave Eng., pp.23-28, Jan/Feb 2003.
- [6] J. C. Fan et. al.:
Dynamic Range Requirements for Microcellular Personal Communication Systems Using Analog Fiber-Optic Links, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.45, pp.1390, 1997.
- [7] L.A. Coldren, S.W. Corzine:
Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley & Sons Publication, 1995.
- [8] K. Moriki, H. Nakahara, T. Hattori, K. Iga:
Single transverse mode condition of surface-emitting injection lasers, Electron. Commun. Japan, Part 2, vol.71, pp.81-90, 1988.
- [9] <http://www.ele.kth.se/COST268/WG1/DynVCSELTask/WGExercise2.html>
- [10] J.S. Gustavsson et al:
Harmonic and Intermodulation Distortion in Oxide-Confined Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers, IEEE J. of Quantum El., vol.39, Aug. 2003.

Hírek

„Negyedik Magyar WDM Workshop”

A tervek szerint 2005. februárjában ismét megrendezésre kerül a kétévenként ismétlődő konferencia. Az egynapos konferencián meghívott neves külföldi előadók mellett számíthatunk a magyar előadókra is. A konferenciára az optikai eszközökről, berendezésekről, korszerű hálózati technológiákról szóló előadásokat várnak.

A konferencia kiemelt témája lesz az IP és az optikai réteg integrációja, valamint az ASON és a GMPLS.