

Els làsers

Ramon Vilaseca i Alavedra* i Miquel Garriga i Bacardi†

Introducció

Com és ben sabut, la paraula làser és l'acrònim de *light amplification by stimulated emission of radiation*, i designa un dispositiu o sistema físic capaç de generar llum amb propietats especials, que són l'elevada coherència, monocromaticitat i direccionalitat (propietats que considerarem més endavant). L'interès dels làsers és doble. D'una banda, per si mateixos, els làsers constitueixen un sistema dinàmic dissipatiu molt ric on s'acoblen fortament, és a dir, *no linealment*, els àtoms (o molècules, o electrons, etc.) amb la radiació electromagnètica, en un grau de complexitat controlable i amb capacitat de generació de comportaments espaciotemporals variats. D'altra banda, tenen interès per les múltiples aplicacions científiques i tècniques de la radiació que generen, aplicacions que van augmentant cada dia i que els converteixen en uns instruments imprescindibles en molts laboratoris d'investigació en física, química, biologia, etc., i en moltes àrees (cada vegada més nombroses) de l'activitat tecnològica actual.

Fent una mica d'història, recordarem que el primer làser (làser de robí) va ser construït l'any 1960 per T. H. Maiman, el qual no treballava en una universitat, sinó als laboratoris de recerca d'una empresa americana, la Hughes Aircraft Company. L'interès creat va ser molt gran, i l'any següent ja es va aconseguir un làser de He-Ne, i a continuació molts altres tipus de làser: de semiconductors, de CO₂, etc., que comentarem més endavant. Amb pocs anys es van desenvolupar làsers de materials molt variats, i amb diferents propietats. En els darrers anys els avenços continuen a bon ritme, si bé ara, més que desenvolupar-se nous tipus de làsers, el que domina són els avenços en la seva tecnologia: els làsers són cada vegada més eficients i fiables, més petits o més pràctics, més barats.

***Ramon Vilaseca i Alavedra** (Sant Guim de la Plana, 1949) és doctor en Física per la Universitat de Barcelona (1976). Ha estat treballant successivament al Laboratoire d'Optique Quantique (École Polytechnique, París), a la Universitat Autònoma de Barcelona, a la Universitat de València, i actualment és Catedràtic de Física Aplicada a la Universitat Politècnica de Catalunya (Departament de Física i Enginyeria Nuclear – ETSEIT).

†**Miquel Garriga i Bacardi** (Bellpuig, 1960) és doctor en Física per la Universitat de Stuttgart (1990). Ha estat successivament a l'Institut Max-Planck de Recerca de l'Estat Sòlid (Stuttgart), al Centre Nacional de Microelectrònica (CSIC, Madrid) i actualment, és investigador de l'Institut de Ciència de Materials de Barcelona, CSIC.

Com a antecedents dels làsers, hem d'assenyalar, en primer lloc, la predicció teòrica, feta per Einstein el 1917, de l'existència del fenomen de l'emissió estimulada, el qual va poder ser observat per primera vegada uns anys més tard. En segon lloc, la invenció d'un dispositiu germà, el *màser*, l'any 1954, per C. H. Townes als EUA i A. M. Prokhorov i N. G. Basov a l'URSS. El màser es diferencia del làser solament en el fet que s'amplifiquen microones en lloc de llum. Les microones són també ones electromagnètiques, però de freqüència molt més petita. I, finalment, l'any 1958 A. L. Schawlow i el mateix Townes van fer la primera previsió teòrica de com hauria de ser un làser.

Ja que hem fet esment de les freqüències de les ones electromagnètiques, és bo assenyalar que, de fet, el *domini òptic* de l'espectre electromagnètic no és constituït solament, com a vegades es pensa, pel subdomini corresponent al *visible* (és a dir, a la llum), sinó també pels subdominis veïns de l'*infraroig* o IR (freqüències més baixes) i de l'*ultraviolat* o UV (freqüències més altes). Cobreixen, globalment, un interval ampli de freqüències: entre $\nu \sim 10^{13}$ i 10^{16} Hz (expressat en longituds d'ona, correspon a $\lambda \sim$ entre 10^{-4} i 10^{-7} m, ja que $\lambda = c/\nu$, on c és la velocitat de la llum). La freqüència d'emissió d'un làser pot caure en qualsevol d'aquests subdominis.

L'estructura general d'un làser és la que es representa a la figura 1. La radiació electromagnètica és generada en el si del medi amplificador, per la qual cosa aquest medi ha de ser alimentat energèticament mitjançant un sistema de bombatge. La radiació generada *rebota* unes quantes vegades en els miralls que defineixen una cavitat òptica (o ressonador òptic), amb la finalitat de fer-se més intensa i monocromàtica, i sols una petita part de l'energia electromagnètica que hi ha dins de la cavitat va sortint gradualment a través del mirall de sortida (el qual és solament parcialment reflector). Aquesta energia que surt és la que podem aprofitar per a les aplicacions dels làsers. Així doncs, l'ordre que seguirem en aquesta exposició és el següent: en una primera part, ens introduïrem dins el làser, n'estudiarem per separat les dues parts bàsiques: primer, el medi amplificador junt amb el sistema de bombeig, i tot seguit la cavitat òptica. Per raons de brevetat, sols podrem considerar en detall un dels diferents tipus de làser; hem triat, per la creixent rellevància actual, els làsers de semiconductors (o díodes làser), que seran descrits en detall en un apartat espe-

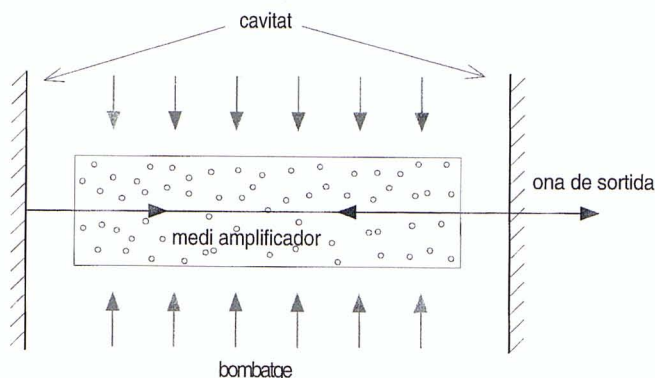


Figura 1: Estructura bàsica d'un làser

cial. En la segona part de l'article, sortirem fora del làser, i resumirem primer les propietats de la radiació que genera, i en considerarem a continuació, breument, les aplicacions científiques i tecnològiques.

Medi amplificador i sistema de bombatge

Per comprendre el que succeeix en el medi amplificador hem de recordar breument quins són els fenòmens més bàsics (de primer ordre) d'interacció entre una ona electromagnètica i un àtom (o molècula, o qualsevol entitat material bàsica). Aquests, tal com ja Einstein el 1917 va endevinar, són tres (figura 2):

- Absorció.
- Emissió espontània.
- Emissió estimulada.

El primer significa que l'àtom absorbeix un fotó (és a dir, una quantitat d'energia $\Delta E = h\nu$, on $h = 6,63 \times 10^{-34}$ Js és la constant de Planck i ν és la freqüència de l'ona electromagnètica) de l'ona que hi està incidint, i passa d'un estat d'energia E_1 a un estat d'energia $E_2 = E_1 + \Delta E$ (per exemple, un electró de l'àtom salta d'una determinada òrbita a una de radi més gran). El segon i el tercer signifiquen que quan un àtom està inicialment en un estat d'energia *excitat* (és a dir, superior al fonamental), pot caure en un estat d'energia inferior i emet l'energia sobrant, ΔE , en forma d'un fotó. Aquest fotó, interpretat clàssicament, vol dir que s'emet una ona electromagnètica de freqüència $\nu = \Delta E/h$. En el cas de l'emissió espontània, el fotó es pot emetre pràcticament en qualsevol direcció de l'espai, i en un instant a l'atzar; podem caracteritzar el procés per la *vida mitjana*, τ (fig. 2), de l'àtom en l'estat excitat (temps que tarda l'àtom, estadísticament, a emetre el fotó), la qual sol ser molt curta ($\tau \sim 10^{-7}$ s en un àtom aïllat, per a una emissió en el domini òptic).

En canvi, l'emissió estimulada requereix que una ona de freqüència $\nu = \Delta E/h$ (on ΔE continua sent l'energia

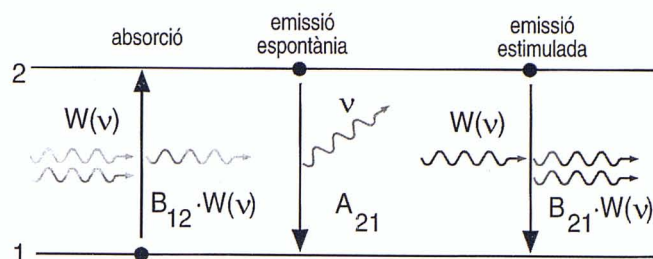


Figura 2: Processos bàsics d'interacció entre un àtom i una ona electromagnètica. 1 i 2 representen estats atòmics d'energia E_1 i E_2 , ν és la freqüència de l'ona, la qual ha de verificar: $E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu$, on h és la constant de Planck, i $W(\nu)$ és la densitat d'energia de l'ona de freqüència ν . Les expressions de la figura representen la probabilitat que el procés tingui lloc en un segon; els "coeficients d'Einstein" respectius verifiquen les relacions: $B_{12} = B_{21}$, $A_{21} = B_{21} 8\pi\nu^3/c^3$. En el cas de l'emissió espontània, la vida mitjana τ del nivell excitat és $\tau = A_{21}^{-1}$.

que perdrà l'àtom) estigui incidint sobre l'àtom; aquesta ona pot provocar la desexcitació de l'àtom, amb la peculiaritat important que ara el fotó emès serà idèntic, en totes les seves característiques, als fotons incidents. És a dir, l'ona emesa se superposarà perfectament a l'ona incident, i adoptarà exactament la mateixa direcció de propagació, freqüència, longitud d'ona, polarització i fase. Per tant, podem considerar que el fenomen de l'emissió estimulada és un regal de la natura que ens permet amplificar una determinada ona electromagnètica sense deteriorar-ne cap de les propietats bàsiques. Aquest fenomen és el que s'utilitza en el làser. La figura 3 mostra esquemàticament el que succeeix en el medi amplificador en iniciar-se l'emissió del làser: en primer lloc, cal confiar que l'emissió espontània ens proporcioni un primer fotó que es propagui en la direcció de l'eix més llarg per iniciar l'ona electromagnètica que avançarà en aquella direcció (podem confiar-hi: en un segon s'emeten molts milions de fotons!). A continuació, aquest primer fotó, en trobar-se amb un àtom veí, provocarà, per emissió estimulada, la generació d'un segon fotó de les mateixes característiques, i així successivament. Si tenim en compte que com més intensa es va fent l'ona, més probable és que provoqui l'emissió estimulada en l'àtom següent (cf. peu figura 2), no és difícil imaginar-se que en uns breus instants l'ona pot assolir un nombre molt elevat de fotons, tots propagant-se en la mateixa direcció. S'ha d'observar que l'emissió espontània es manté tot el temps, però ens és perjudicial (excepte en el fet de proporcionar el primer fotó!) perquè emet fotons en qualsevol direcció, que no podem aprofitar i que ens fan perdre àtoms en l'estat excitat.

El punt tecnològicament difícil en els làsers és el d'a-

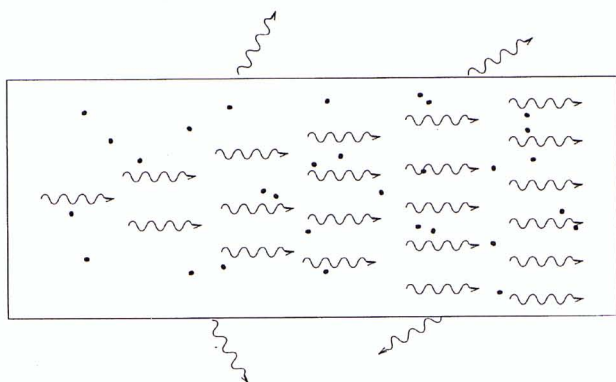


Figura 3: Medi amplificador d'un làser, on s'observa la seqüència de processos d'emissió estimulada que amplifiquen l'ona que es genera. També s'hi indiquen fotons que són generats per emissió espontània

conseguir una *inversió de població*. En efecte, observem que perquè hi hagi l'emissió estimulada, els àtoms, en la figura 3, han d'estar, majoritàriament, en un nivell *excitat* d'energia (si no, el fenomen que dominaria és el de l'absorció, en lloc del d'emissió estimulada). Per aconseguir això es requereix el sistema de bombatge, el qual ens puja els àtoms des del nivell fonamental (en el qual inicialment es troben) fins a un nivell energètic excitat. Aquest bombatge ha de ser prou eficient perquè ens compensi les pèrdues de població del nivell excitat que provoquen contínuament l'emissió espontània¹ i, també, les col·lisions i altres interaccions entre els àtoms (*mecanismes de relaxació*).

Bombatge, relaxació i emissió són esquematitzats en la figura 4, la qual representa una de les situacions més típiques en els medis amplificadors dels làsers. El bombatge puja els àtoms del nivell fonamental (0) a un nivell excitat alt (1), del qual van caient per relaxació als nivells 2 i 0 (o a qualsevol altre nivell proper de l'àtom que pogués existir), amb unes vides mitjanes (inverses de la probabilitat de transició per unitat de temps) corresponents a τ_{12} i τ_{10} . Si els àtoms, en aquest flux dinàmic, es van acumulant més al nivell 2 que al 3, automàticament aconseguirem una inversió de població entre aquests dos nivells i, per tant, podrem tenir emissió làser. Perquè això sigui possible, a més d'un bombatge prou intens, és obvi que caldrà que les vides mitjanes prenguin valors favorables. Per exemple, τ_{12} convindrà que sigui el més petit possible respecte de τ_{10} ; també caldrà que $\tau_{30} < \tau_{23}$, perquè el nivell inferior de la transició làser (nivell 3) estigui menys poblat que el nivell superior (nivell 2). La perícia dels científics consisteix a tro-

¹Com que $A_{21} \sim B_{21}\nu^3$ (cf. peu fig. 2), resulta que l'emissió espontània és inapreciable en el domini de les microones (ν petita), mentre que és molt important en el domini òptic (ν gran). Per això es va inventar el màser 6 anys abans que el làser!

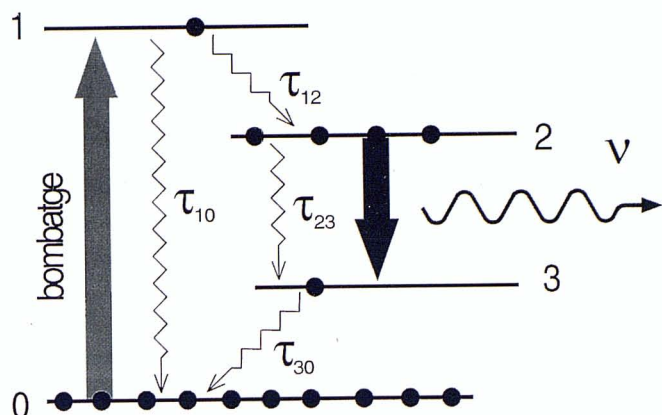


Figura 4: Nivells d'energia d'un àtom, o ió, o molècula. El bombatge puja àtoms al nivell 1. D'aquest, o dels altres nivells, els àtoms decauen a causa dels mecanismes de relaxació (fletxes en ziga-zaga); τ_{ij} representa la vida mitjana de l'àtom en el nivell i , a causa del descens cap al nivell j . Del nivell 2 al 3 els àtoms també cauen per emissió estimulada, generant l'ona làser

bar substàncies i nivells energètics concrets d'aquestes que verifiquin les condicions indicades. Se n'han trobat moltes fins ara, i continuen trobant-se'n de noves. La llista de substàncies i de transicions energètiques corresponents omple un llibre sencer, si bé, com és obvi, sols es desenvolupen tècnicament i comercialment aquelles que són més eficients i menys costoses econòmicament.

La taula 1 mostra una classificació dels diferents medis amplificadors, on s'indiquen també els possibles tipus de transició entre els nivells d'energia que defineixen la transició làser, i s'hi donen alguns exemples de medis concrets, on s'assenyala la longitud d'ona de la radiació làser que generen i la zona de l'espectre electromagnètic a la qual correspon. El medis de tipus atòmic són àtoms o ions en estat gasós. Els de tipus molecular són també en estat gasós, excepte el làser de colorants, en el qual les molècules orgàniques de colorant (rodamina, coumarina, etc.) es dissolen en un líquid de tipus alcohol. Els d'estat sòlid es refereixen a cristalls dielèctrics dopats amb impureses, que són el veritable medi amplificador. Els de semiconductor els considerarem amb més detall més endavant. S'ha de destacar que, per a les transicions electròniques en àtoms o molècules, els nivells energètics de la figura 4 corresponen a diferents òrbites dels electrons al voltant del nucli atòmic (o dels nuclis moleculars). Això fa que el salt energètic entre els nivells 2 i 3 a la figura 4 sigui elevat, i, per tant, la freqüència de la llum emesa serà elevada i correspondrà en general a l'UV, al visible ($\lambda \sim 0,4$ a $0,75\mu\text{m}$) o a l'IR proper. En canvi, en el cas de transicions vibracionals que quan la molècula salta del nivell 2 al 3 l'energia que llibera és de vibració dels nuclis (els nuclis passen a vibrar amb

menys energia) i, per tant, és més petita: la freqüència de la radiació emesa cau a l'IR mitjà ($\lambda \sim 3$ a $30 \mu\text{m}$). Finalment, les transicions rotacionals (canvi en l'energia de rotació de la molècula) donen freqüències encara més baixes, corresponents a l'IR llunyà ($\lambda \sim 30$ a $1.000 \mu\text{m}$).

res, ja que, variant la velocitat de llançament dels electrons abans que passin per l'ondulador (constituït per camps magnètics orientats alternativament amunt-avall) que els fan zigzaguejar, podem variar-ne la freqüència d'oscil·lació i, per tant, la de la radiació que emeten. El

Taula 1: Medi amplificador

Tipus de medi	Transició	Exemples
Atòmic	electrònica	He-Ne (632,8 nm; vermell), He-Cd , Cu Ar⁺ (514,5 i 488,0 nm; verd-blau), Kr⁺
Molecular	electrònica	N₂ (337,1 nm; UV) Excímer: XeF (350 nm; UV)
	vibracional	Làser de colorants (líquid) (370 a 800 nm) CO₂ (10,6 μm ; IR), CO (5 μm ; IR) Químics: HF (2,6 a 3,3 μm ; IR)
	rotacional	HCN , NH₃ (81 μm ; IR), CH₃OH
Estat sòlid	electrònica en ions d'impuresa	Robí , (Cr³⁺:Al₂O₃) (694,3 nm; vermell) Nd:YAG (1,06 μm ; IR; 530 nm; verd) Microxips Ti:Safir (Ti³⁺:Al₂O₃) (660 a 1.180 nm; vermell a IR) Alexandrita Fibra òptica dopada amb Er (1,54 μm ; IR)
	electrònica en vacants	Centre de color: NaCl:OH (1,42 a 1,85 μm ; IR)
Semiconductor (díodes làser)	electrònica en unió p-n	AlGaAs (0,87 μm ; IR) InGaAsP (1,15 a 1,67 μm ; IR) GaInP , AlGaInP (0,65 μm ; vermell) PbSnSe (10 μm ; IR) Variants: pou quàntic, VCSEL, conjunts...
Altres	modulació de la velocitat dels electrons	Electrons lliures (IR; VIS...)
	electrònica en capes profundes	raigs X
Curiosos		Làser sense inversió de població Làser d'àtoms

Cal destacar que alguns d'aquests làsers, en particular els de colorants i els de Ti:safir, permeten variar a voluntat, de manera contínua, la freqüència o longitud d'ona d'emissió. Això és perquè just al costat dels nivells 2 i 3 (figura 4) hi ha molts altres nivells (definint bandes més àmplies d'energia), de manera que, de fet, en podem elegir qualsevol com a nivell de la transició làser. Això s'aconsegueix mitjançant unes modificacions astutes de la cavitat òptica (secció 3), que ens permeten seleccionar quina longitud d'ona d'emissió concreta ens interessa afavorir. La invenció del làser de colorants, cap al final dels anys seixanta, va suposar, per aquesta propietat, una revolució en l'aplicació dels làsers en la física i en la química, en particular en l'espectroscòpia d'alta resolució. De fet, el làser que més àmpliament permet variar a voluntat la freqüència d'emissió és el d'electrons lliu-

problema, però, és que tècnicament un làser d'electrons lliures és complex i voluminós (cal un accelerador d'electrons potent) i, almenys de moment, no és tan versàtil com altres. Ja que parlem de volum és bo saber també que els làsers més petits són els de semiconductors (com veurem) i els microxips làser; en aquests darrers, el medi amplificador és un petit cristall dielèctric dopat, amb un gruix de l'ordre d'un mil·límetre i amb una amplada d'uns pocs mil·límetres.

Quant als mecanismes de bombatge, se n'utilitzen bàsicament tres: descàrrega elèctrica, radiació electromagnètica i corrent elèctric. La descàrrega elèctrica es pot utilitzar solament en el cas de medis gasosos, i s'aconsegueix introduint dos elèctrodes en el tub que conté el gas prop dels extrems (semblant a com es fa en un tub de neó). Els xocs dels electrons que circulen per la

descàrrega contra els àtoms els donen energia perquè pugin del nivell 0 a l'1 (figura 4). La radiació electromagnètica fa el mateix efecte: si enviem radiació de freqüència $\nu \sim (E_1 - E_0)/h$ sobre el medi amplificador (pels costats o per darrere), aquesta serà absorbida i provocarà la transició 0→1 (figura 4). Aquest sistema es pot utilitzar en tot tipus de medi amplificador. La radiació de bombatge pot ser generada mitjançant un flaix o un altre làser auxiliar (per exemple, per al bombatge del làser Nd:YAG, tant en la seva modalitat de petit microxip com en la de làser potent per a aplicacions industrials, cada vegada s'utilitzen més unes bateries de díodes làser petits i eficients). Finalment, el corrent elèctric s'utilitza sols en el cas dels làsers de semiconductors, de la manera que veurem.

És bo fer esment també d'un tipus de làser curiós que s'està investigant actualment: el *làser sense inversió de població*. En aquest cas, els àtoms es pertorben de manera que se situen en un estat de *superposició quàntica* de dos dels seus estats energètics més baixos. En aquestes condicions, els àtoms, sorprenentment, no absorbeixen la radiació, perquè es produeix una interferència quàntica destructiva entre l'absorció que tindria lloc a partir d'un d'aquests estats i la que tindria lloc a partir de l'altre. Així doncs, tan sols bombant uns pocs àtoms a un nivell excitat (sense necessitat d'assolir una inversió de població), el làser ja pot funcionar.

Cavitat òptica

La missió de la cavitat òptica és fer que la radiació passi unes quantes vegades pel medi amplificador, amb una finalitat doble: primera, que s'amplifiqui més; i segona, que es torni més monocromàtica (és a dir, amb una longitud d'ona més ben definida). Com que la primera finalitat és molt òbvia sols caldrà que considerem la segona.

És ben sabut que les cavitats electromagnètiques seleccionen la longitud d'ona de la radiació que contenen al seu interior, ja que, en un estat estacionari, l'ona, després d'un recorregut d'anada i tornada al llarg de la cavitat, ha de retornar al punt de partida amb la mateixa fase que tenia. Així, si, en el cas de la figura 1, la longitud de la cavitat és L , s'haurà de verificar que $2L = m\lambda$, on m és un nombre enter i λ és la longitud d'ona de la radiació. Això vol dir que sols uns valors discrets de L seran possibles, i, si ho passem a freqüències, com que $\nu = c/\lambda$ les freqüències possibles, ν_m , seran les següents:

$$\nu_m = m(c/2L). \quad (1)$$

És a dir, seran múltiples de la quantitat $c/2L$ (figura 5). De fet, si tenim en compte que sols es podran amplificar les freqüències que coincideixin (o quasi coincideixin) amb la transició amplificadora (figura 4), resulta que solament un o uns pocs dels *pics* de la figura 5 es podran realment generar. Si volguéssim tenir solament un pic, es podrien posar elements òptics dins la cavitat del

làser que ens eliminarien els pics no desitjats. És important assenyalar que, de fet, l'amplada en freqüència d'un pic de la figura 5 en un làser és molt i molt petita (correspon a la barra vertical de la figura, més que a la corba superposada, la qual fa referència a una cavitat sense medi amplificador), ja que l'emissió estimulada és un efecte fortament competitiu que afavoreix sempre l'amplificació de les freqüències on tenim més intensitat (és a dir, la freqüència central de cada pic) i, per tant, va *aprimant* els pics.

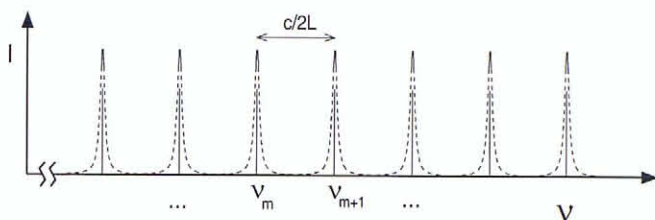


Figura 5: Intensitat generada I en funció de la freqüència ν , tenint en compte la condició de ressonància amb la cavitat òptica de longitud L . Cada pic representa un "mode longitudinal"

En les consideracions anteriors sols hem tingut en compte la dependència *longitudinal* de l'ona, és a dir, en la direcció de l'eix de la cavitat. En les direccions transversals, el fenomen de la difracció fa que l'ona, en la seva propagació, es vagi obrint. La manera de compensar això és fer que els miralls de la cavitat siguin lleugerament corbats (còncaus). Segons l'amplada del làser (en relació amb la llargada), la repartició d'intensitat en un pla transversal a la direcció de propagació pot prendre formes molt diferents i curioses (*modes transversals* de la cavitat), algunes de les quals es mostren a la figura 6. Si el làser és molt estret i llarg, el mode més *estret* i, per tant, l'únic que es pot amplificar és el TEM₀₀, el qual mostra una repartició transversal d'intensitat gaussiana, amb el màxim a l'eix i amb decreixement gradual cap als costats. Es pot considerar com el mode més senzill possible. En el cas d'un làser ample, podríem tenir una superposició de molts modes transversals.

Les cavitats òptiques no tenen sempre la forma del tipus Fabry-Perot, com la de la figura 1 (dos miralls paral·lels entre si). També s'utilitzen molt les cavitats en *anell*, on l'ona es reflecteix successivament en tres o quatre miralls (o més, en alguns casos), fins a tornar al punt de partida. En alguns casos se substitueix el mirall del darrere per una xarxa de difracció, amb la qual cosa, controlant l'orientació de la xarxa, podem seleccionar la longitud d'ona que volem que s'amplifiqui (és el cas dels làsers de colorants sintonitzables, per exemple). La cavitat més curiosa és, poïser, la del làser de fibra òptica, en la qual

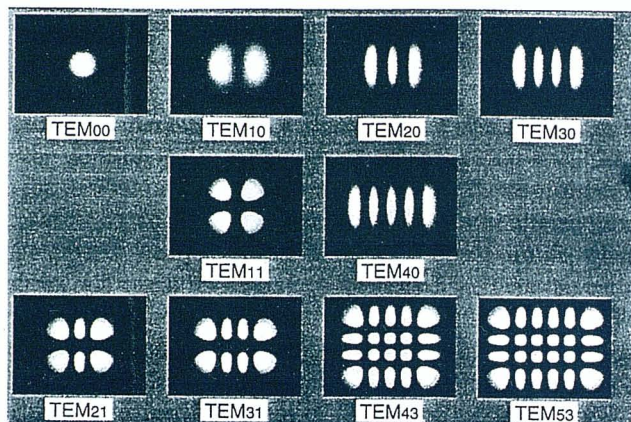
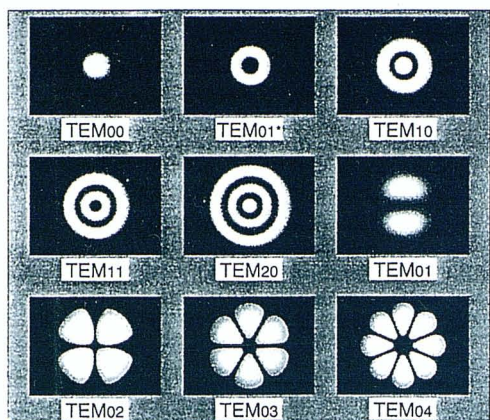


Figura 6: Repartició d'intensitat en els modes transversals d'un làser. A dalt es representen modes que apareixen en el cas de diafragmes circulars en la cavitat. A baix, els modes que apareixen en el cas de diafragmes rectangulars o quadrats

la llum va guiada per reflexió total dins la fibra i, per tant, és altament flexible. Comentem, finalment, que la reflectància del mirall de sortida sol ser elevada en làsers com ara el de He-Ne o el d'Ar⁺ (>98%), la qual cosa requereix la fabricació del mirall mitjançant tecnologia de multicapes. Aquestes són dipòsits molt prims de materials dielèctrics perfectament transparents, però la interferència constructiva entre les ones reflectides en cada una de les superfícies entre les capes produeix una alta reflectància global.

Làsers de semiconductors

Els làsers de semiconductors són un cas singular entre els làsers per diferents motius. Són els làsers més petits (típicament $0,1 \times 0,4 \times 0,4 \text{ mm}^3$, però n'hi ha de molt més petits), són els més utilitzats, sobretot en l'optoelectrònica de consum i telecomunicacions, i el mecanisme de bombatge, injecció d'electrons, és particular d'aquest tipus de làser.

Nivells electrònics. En un làser de semiconductors, els estats electrònics que participen en la transició òptica

no tenen unes energies discretes com en els àtoms lliures. En un sòlid, la densitat d'àtoms és tan gran i la interacció entre els estats electrònics dels àtoms és tan forta que, en lloc de nivells discrets, trobem intervals d'energia permesos on hi ha tot un seguit d'estats que els electrons poden ocupar. Aquestes *bandes* estan separades entre elles per intervals d'energia prohibits: els *gaps*. L'amplada del *gap fonamental*, és a dir, el gap que separa els estats ocupats dels estats lliures o desocupats, és la magnitud que determina en gran mesura les propietats de transport del sòlid.

Així, en un aïllant el gap fonamental és gran, més de 3 eV. Un electró volt (eV) és l'energia que guanya un electró lliure en ser accelerat per una diferència de potencial d'un volt, aproximadament $1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$. Cal proporcionar de cop tota l'energia del gap a un electró per fer-lo canviar d'estat deixant la banda ocupada per anar a parar a un estat de la banda lliure i poder moure's pel sòlid sota l'acció, per exemple, d'un camp elèctric. En un metall o conductor, en canvi, la darrera banda ocupada està només parcialment plena, de manera que el gap és zero. Això vol dir que hi ha estats lliures molt pròxims als estats ocupats d'energia més alta, cosa que permet considerar els electrons com a lliures ja que cal molt poca energia (l'agitació tèrmica dels àtoms, per exemple) per fer-los canviar d'estat. N'hi ha prou a aplicar un petit voltatge perquè els moviments a l'atzar dels electrons lliures s'orientin en una direcció determinada i es produeixi un corrent elèctric. Un semiconductor és un material que té un gap petit, diferent de zero i típicament menor de 3 eV, fet que permet modificar-ne gairebé a voluntat les propietats de transport. Els semiconductors més rellevants tecnològicament són els elements de la columna IV de la taula periòdica (Si, Ge) o els compostos de les columnes III-V (GaAs, AlAs, InAs, InP) i II-VI (CdSe, ZnSe, ZnTe) i aliatges binaris, ternaris o fins i tot quaternaris d'aquests compostos. El gap fonamental depèn de quins àtoms formen el material i de la constant de xarxa del cristall (figura 7a).

En un semiconductor, la darrera banda ocupada és la formada a partir dels nivells atòmics dels electrons de valència i per això s'anomena també *banda de valència*. La primera banda lliure s'anomena *banda de conducció*, ja que els electrons, un cop són en aquesta banda, es poden moure amb certa facilitat pel cristall i respondre a forces externes conduint electricitat, calor, etc. Els electrons de valència dels àtoms en els semiconductors esmentats pertanyen als nivells *s* i *p* dels àtoms lliures. La banda de conducció en un semiconductor típic prové majoritàriament dels nivells *s*, mentre que la banda de valència prové majoritàriament dels nivells *p* triplement degenerats.

Les transicions òptiques que generen la radiació làser (transició 2-3 a la figura 4) tenen lloc entre els estats d'energia més alta de la banda de valència i els estats

d'energia més baixa de la banda de conducció, amb la condició que aquesta transició sigui permesa. A més a més de l'energia hi ha altres nombres quàntics que s'han de conservar en la transició. El més important en els sòlids cristallins és el *vector d'ones*, que està relacionat amb la forma espacial de la funció d'ona de l'estat electrònic. Les transicions òptiques tan sols són permeses entre nivells amb el mateix vector d'ones. Si el mínim de la banda de conducció i el màxim de la banda de valència tenen el mateix vector d'ones, la transició és permesa (pel que fa al vector d'ones) i llavors el semiconductor és diu de *gap directe*. Alguns exemples són el GaAs, InP, InAs. Quan els dos extrems tenen vectors d'ones diferents, la transició òptica requereix la participació d'altres interaccions (amb vibracions de la xarxa o amb àtoms d'impureses) per tal de conservar el vector d'ones. En aquest cas es diu que el semiconductor és de *gap indirecte* (Si, Ge, AlAs, GaP).

Els valors d'energia permesos en funció del vector d'ones formen el que s'anomena *estructura electrònica*. En els semiconductors el màxim de la banda de valència el formen tres bandes. A banda de l'energia dels extrems, la *dispersió* (o curvatura) en funció del vector d'ones (figura 7b) determina en gran mesura les propietats optoelectròniques del semiconductor. Aquesta curvatura es descriu amb la *massa efectiva*, anomenada així perquè és indicativa de la facilitat amb què una força externa pot moure els electrons de la banda. Les tres bandes de valència s'anomenen doncs: *lleugera* (amb una massa petita, similar però més gran a la de la banda de conducció), *pesada* i *separada* per spin-òrbita. Aquesta darrera té una energia lleugerament inferior a causa de la interacció spin-òrbita, un fenomen d'origen relativista que es dona en els àtoms lliures.

Mecanisme de bombatge. Una de les característiques més útils i interessants dels semiconductors és la facilitat amb què se'n poden modificar a voluntat les propietats de transport. Això s'aconsegueix amb el procés de *dopatge*, és a dir, la introducció en petites quantitats (entre parts per mil i parts per milió) d'impureses concretes: se substitueixen alguns dels àtoms que formen el semiconductor pur per altres amb estructura electrònica similar, però amb un electró de més (impureses donadores, com ara As en Si) o de menys (impureses acceptores, com ara B en Si). Aquesta diferència d'electrons introdueix nous estats electrònics dins del gap i molt pròxims a la banda de conducció o de valència respectivament. S'obtenen així els semiconductors de tipus *n*, amb *electrons* ocupant estats de la banda de conducció, i els semiconductors de tipus *p*, amb estats lliures, *forats*, a la banda de valència. Aquests electrons i forats tenen estats lliures molt pròxims i l'energia necessària per fer-los canviar d'estat es redueix sensiblement. El material condueix i la seva conductivitat augmenta amb la densitat d'impureses.

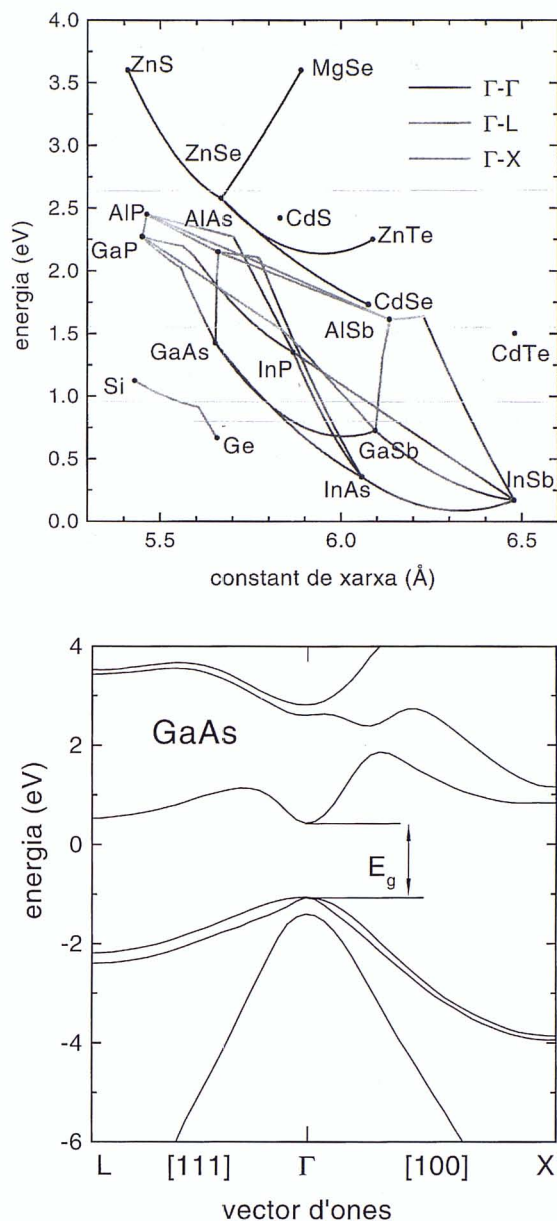


Figura 7: a) *Gap fonamental dels semiconductors i els seus aliatges més importants en funció de la constant de la xarxa cristal·lina. S'indica també si el gap és directe (Γ - Γ) o indirecte (Γ -L o Γ -X). Les línies horitzontals es corresponen amb les finestres de transmissió de les fibres òptiques usades per a les telecomunicacions (0,8, 0,95 i 1,55 eV que equivalen a 1,55, 1,3 i 0,8 μm respectivament) i al color blau de l'espectre visible (2,64 eV o 470 nm).*

b) *Estructura electrònica del semiconductor GaAs. Les línies corresponen als estats propis d'energia dels electrons en funció del vector d'ones i s'anomenen bandes d'energia; la banda de valència és la darrera (amb energia més gran) banda ocupada i la banda de conducció és la primera (amb energia més petita) banda lliure. L'interval d'energies per al qual no hi ha estats permesos pels electrons s'anomena gap fonamental (E_g). Es representen les bandes per a dues direccions ([100] i [111]) del vector d'ones*

Quan canviem el tipus de dopatge en una regió molt estreta d'un semiconductor obtenim el que s'anomena *unió p-n*. En una zona pròxima a la unió, els electrons de la part *n* es recombinen amb els forats de la part *p*, procés que arriba a un equilibri quan es forma un camp elèctric que modifica la variació espacial de l'estructura electrònica i impedeix la posterior difusió de portadors a través de la unió. Aplicant un voltatge extern es pot alterar aquest equilibri i modificar el camp elèctric intrínsec de la unió *p-n*, impulsant així la difusió d'electrons i forats cap a la zona de la unió, on es recombinen. Si el semiconductor és de gap directe i les transicions electròniques dipolars són permeses, la recombinació es farà emetent espontàniament un fotó d'energia igual a la del gap. Aquest és, de fet, el principi de funcionament dels LED (díodes emissors de llum).

La cavitat òptica. Ja tenim, doncs, el medi actiu, una unió *p-n* on la inversió de població s'aconsegueix injectant electrons a la banda de conducció i forats a la banda de valència amb un voltatge extern. Per aconseguir emissió làser només ens cal afegir una cavitat ressonant que ens seleccioni els modes longitudinals que s'amplifiquen. Això s'obté definint dos miralls en dos plans perpendiculars al pla de la unió *p-n*. Els primers intents de fabricació de làsers de semiconductors fracassaren perquè s'intentà fabricar aquests miralls polint dues cares laterals del xip on s'havia definit la unió *p-n*. La solució va ser definir aquests miralls clivant el xip per les direccions naturals d'exfoliació del semiconductor. En el cas de semiconductors del grup III-V els plans d'exfoliació són plans {110}. L'índex de refracció dels semiconductors és prou gran com per obtenir reflectivitat ($\sim 30\%$) suficient per a l'oscil·lació làser sense haver d'afegir miralls externs. Així s'obtingué el primer làser de semiconductors, anomenat també *làser d'homoestructura* (figura 8). En un cristall de GaAs s'ha definit una unió *p-n*. L'amplada de la zona activa és $\sim 1\ \mu\text{m}$, mentre que el feix de llum emès és molt més ample ($\sim 4\ \mu\text{m}$). Això fa que hi hagi moltes pèrdues per absorció de la llum fora de la zona activa. El guany també disminueix perquè molts dels portadors no es recombinen a la unió sinó que passen de llarg accelerats pel camp elèctric local. Aquests dos factors feien que el corrent llindar dels làsers d'homoestructura fos massa elevat ($\sim 10^5\ \text{A/cm}^2$) per funcionar de manera contínua a temperatura ambient.

La guia d'ones: confinament òptic. Les característiques de la unió *p-n* fan que l'acció làser s'estengui a tota la zona de la unió, on hi ha inversió de població. Una primera reducció del corrent llindar s'aconsegueix limitant l'acció làser a una cinta dins del pla de la unió, o sigui, introduint un *confinament lateral* de la radiació làser (figura 9). El mètode més senzill és el *confinament lateral per guany* que consisteix a reduir un dels contactes pels quals s'injecten electrons a una cinta metàl·lica

estreta ($\sim 40\ \mu\text{m}$). Així sols es té inversió de població en una amplada similar a la de la cinta. A més a més, la zona activa, pels processos que hi tenen lloc, acaba tenint un índex de refracció lleugerament més gran que la resta de la unió *p-n*, afavorint el confinament de l'ona lluminosa a la regió del contacte. En el *confinament lateral per índex* es defineix explícitament amb litografia una rasa o una carena amb índex de refracció més gran que fa de guia d'ones per a la radiació làser.

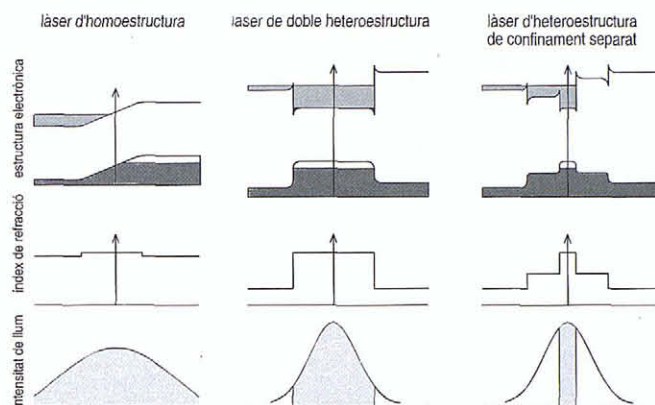


Figura 8: Evolució de la zona activa dels làsers de semiconductor. A dalt, nivells d'energia del mínim de la banda de conducció i del màxim de la banda de valència al llarg d'una secció transversal del làser perpendicular a la direcció d'emissió. Al mig, valors de l'índex de refracció en la mateixa secció. A baix, intensitat de llum emesa i fracció de llum dins de la zona activa

La primera reducció sensible de corrent llindar s'obtingué amb els làsers d'heteroestructura, on la zona activa és una unió *p-n* amb semiconductors diferents (per exemple GaAs i AlGaAs) a les dues bandes de la unió. Un làser de doble heteroestructura (DH-làser) és una llesca de $0,1$ a $0,4\ \mu\text{m}$ de GaAs entre dues capes *p* i *n* de $\sim 1\ \mu\text{m}$ d'un material de gap més alt (figura 8). Les barreres de potencial que suposen la diferència de gaps entre els dos materials confinen els portadors lliures en la zona activa, i augmenten la inversió de població. Tenim, doncs, una disminució del corrent llindar per *confinament electrònic* fins a valors de l'ordre de $10^3\ \text{A/cm}^2$. Aquests tipus de làser foren els primers que funcionaren en mode continu a temperatura ambient. A més a més, el material de gap més gran té un índex de refracció més petit que el material de la zona activa. Així, tota l'heteroestructura actua com una guia d'ones que confina la llum a la zona activa. També, la longitud d'ona d'emissió làser correspon a la zona on el material de la barrera és transparent, i es redueixen les pèrdues per absorció.

Com més estreta és la zona activa, més aviat s'obté la inversió, fins que per a gruixos menors de $\sim 0,15\ \mu\text{m}$ la part de la llum *confinada* a la zona activa es fa massa

petita per ser amplificada. L'efectivitat del confinament es pot augmentar si es té en compte que la mida òptima de la guia d'ones per confinar la llum és més gran que la mida òptima per confinar els electrons. Així, un disseny encara millor és el dels làsers d'*heteroestructura de confinament separat* (SCH-làser), on es desacobra el confinament òptic de l'electrònic (figura 8). Dues capes de gap gran i índex de refracció petit envolten una zona de $\sim 0,5 \mu\text{m}$ que fan de guia d'ona de llum. Al mig de la guia hi ha la zona activa de $\sim 0,02 \mu\text{m}$ amb el gap encara més petit.

La complexitat creixent de les estructures làser fa que les tècniques usals de la microelectrònica no siguin suficients per construir-les i, paral·lelament al desenvolupament dels làsers i d'altres dispositius optoelectrònics, s'han desenvolupat tècniques de creixement i litografia adients. Sense aquestes tècniques les longituds d'ona d'emissió làser possibles serien les corresponents als semiconductors amb gap directes, però les longituds d'ona més interessants per a les aplicacions de telecomunicació es corresponen amb les finestres de transmissió a l'infraroig de les fibres òptiques a base d'òxid de silici, és a dir, 1,3, 1,55 i $0,8 \mu\text{m}$. Per a altres aplicacions (impressores, lectors de discos compactes, pantalles actives) calen longituds d'ona més curtes, en el visible. Per a obtenir longituds d'ona determinades és possible combinar dos, tres o més semiconductors dels grups IV, III-V i II-VI. La figura 7 és indicativa de la varietat de longituds d'ona que es poden generar amb els diferents aliatges de semiconductors.



Figura 9: Confinament lateral de la radiació làser. Per tal de reduir el corrent llinar es limita l'acció làser a una zona llarga i estreta de la unió p-n. Es representen seccions transversals dels dos mètodes més comuns. Per a prototips s'usa el confinament lateral per guany (esquerra), més senzill de fabricar, mentre que per a les aplicacions tecnològiques s'obté un millor comportament amb el confinament lateral per índex, on la guia d'ones es defineix amb litografia

Els làsers d'estructura senzilla s'obtenen per epitàxia en fase líquida (LPE, *liquid phase epitaxy*) que consisteix a precipitar una o diverses capes primes semiconductoras per refredament de solucions metall-semiconductor sobre un substrat. Permet fer créixer capes de molt alta quali-

tat de gruixos superiors a 100 nm . Per a gruixos més petits s'usen les tècniques d'epitàxia de feixos moleculars (MBE, *molecular beam epitaxy*) i de deposició química en fase vapor de compostos metal·loorgànics (MOCVD, *metal-organic chemical vapor phase epitaxy*). L'MBE té lloc en una cambra de buit ultraalt ($p \sim 10^{-11} \text{ Torr}$). En unes cel·les d'efusió es sublimen els elements que componen el semiconductor. Els feixos moleculars obtinguts es dipositen sobre un substrat. Permet el control de les capes dipositades fins a gruixos monoatòmics i subatòmics. S'usa sobretot per a la fabricació de prototips i per a la recerca de noves heteroestructures. L'MOCVD no requereix un buit tan alt. Consisteix a fer passar un flux de gasos metal·loorgànics (dimetil-galli, dimetil-alumini, arsina, fosfina) a prop d'un substrat calent. El gasos reaccionen a la superfície, formant el semiconductor desitjat. És el procés usat industrialment per a la fabricació dels làsers de semiconductors. No té, però, un control tan precís dels gruixos com l'MBE i fa servir gasos altament tòxics.

Confinament electrònic. El control precís de les composicions i dels gruixos de les capes dipositades que permeten les tècniques d'epitàxia descrites han obert tota una sèrie de possibilitats a l'hora d'escollir la longitud d'ona d'emissió. Si reduïm el gruix de la zona activa en un làser de confinament separat més enllà del recorregut lliure mitjà dels electrons i dels forats, arriba un moment que aquests *senten* les parets de potencial que suposen els intervals d'energia prohibits de les capes veïnes. El moviment dels electrons es veu limitat en la direcció perpendicular a les capes. Al llarg d'aquesta direcció els electrons deixen de tenir un continuïum d'energies permès i els estats electrònics són nivells discrets d'energia, i són un altre cop similars als nivells atòmics. Els electrons i forats estan confinats en el que s'anomena *pou de potencial*. La transició làser té lloc entre el primer nivell dels electrons i el primer nivell dels forats. L'energia de la transició augmenta si es disminueix l'amplada del pou. Així es poden aconseguir longituds d'ona d'emissió en el rang d'energies entre els gaps del material del pou i de la barrera. Aquest no és, però, l'únic avantatge dels *làsers de pou quàntic* (QW-làser). En restringir el moviment dels electrons a dues direccions, canvia la densitat d'estats electrònics de les bandes de valència i conducció, i augmenta el nombre d'estats que participen en la transició làser, i disminueix així el corrent llinar. S'han arribat a construir làsers de pou quàntic on la llesca activa és tan sols una capa monoatòmica de InAs ($2,8 \text{ Å}$). A la pràctica, per tal d'obtenir una intensitat de llum raonable, la zona activa consta d'uns quants pous quàntics separats pel material de la barrera. Són els anomenats *làsers de pou quàntic múltiple*. Si la distància entre els pous quàntics es fa prou petita perquè els nivells electrònics dels diferents pous interaccionin entre ells obtenim una *superxarxa*, on els nivells

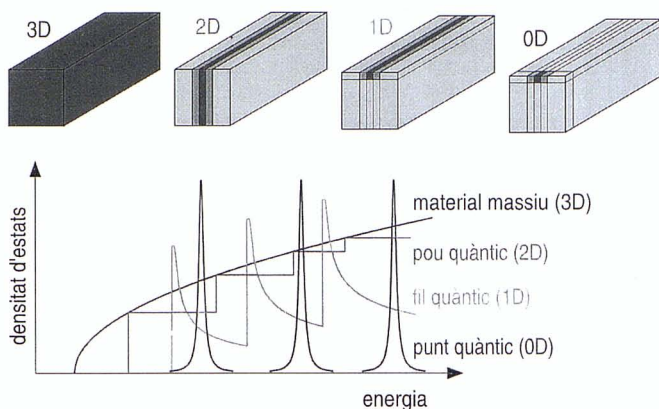


Figura 10: A dalt, esquema de les heteroestructures de semiconductors usades en làsers normals (3D), de pou quàntic (2D), de fil quàntic (1D) i de punt quàntic (0D). A sota, de manera esquemàtica, la densitat d'estats electrònics disponibles a la banda de conducció de la zona activa en funció de l'energia. Només els estats d'energia més baixa participen en l'emissió làser. A mesura que restringim el moviment dels electrons augmenta l'energia del nivell més baix i, sobretot, la densitat d'estats en aquesta energia. Això fa que el corrent lliard disminueixi en reduir les dimensions de la zona activa des de 3 fins a 0 dimensions

discrets dels pous quàntics esdevenen *minibandes* en un procés similar a la formació de les bandes electròniques dels semiconductors massius a partir dels nivells atòmics. La nova estructura electrònica fa de les superxarxes un material nou, amb propietats diferents a les dels seus components. Les tècniques actuals d'epitàxia i litografia permeten obtenir estructures làser on el moviment dels electrons es restringeix a dues i, fins i tot, a tres dimensions. Cada limitació augmenta la densitat d'estats disponible per a la transició làser (figura 10). Per la forma de la zona activa, aquests làsers s'anomenen de *fil* i de *punts* quàntics (*quantum wire laser*, *quantum dot laser*).

Semiconductors fets a mida. Els primers làsers d'heteroestructura s'havien de fer amb materials amb constant de xarxa molt semblant. S'evitaven així els defectes cristallins originats en la relaxació de la xarxa necessària perquè el material dipositat s'adaptés a la xarxa cristal·lina del substrat. Aviat, però, es veié que sempre i que els gruixos individuals no sobrepassessin l'anomenat *gruix crític* era possible fer créixer sense defectes pràcticament qualsevol heteroestructura de semiconductors. El gruix crític depèn del semiconductor que es diposita i de la diferència de la seva constant de xarxa amb la del substrat. És més, combinant llesques de materials sotmesos alternativament a compressió i extensió és possible d'obtenir superxarxes on el gruix acumulat de cada material és molt més gran que el mateix gruix crític.

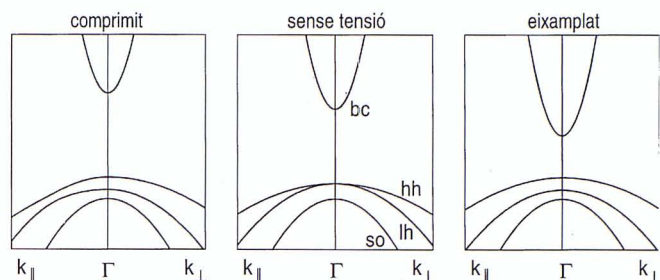


Figura 11: Estructura electrònica d'un semiconductor amb la constant de xarxa natural (centre) o dipositat epitaxialment sobre un substrat amb constant de xarxa més petita (esquerra) o més gran (dreta). Es representen per dues direccions del vector d'ones: al llarg de la direcció de creixement ($k_{\perp}$) i en el pla de creixement ($k_{\parallel}$). Els efectes més importants en els làsers amb zona activa tensada són: canvi del gap i, per tant, de la longitud d'ona emesa; separació dels diferents tipus de forats limitant l'acció làser a un sol tipus; augment de la massa transversal i, per tant, de la densitat d'estats amb la corresponent reducció del corrent lliard (només per als semiconductors comprimits, figura de l'esquerra)

Totes aquestes tècniques han originat el que s'anomena *enginyeria del gap*, que consisteix a realitzar amb una elecció convenient de materials i gruixos el perfil de gaps i índexs de refracció prèviament definits com els més adequats per a una aplicació determinada.

El fet que la banda de valència dels semiconductors usals sigui degenerada amb tres tipus de portadors (lleugers, pesats i separats per spin-òrbita) ens dona, en el cas de les superxarxes tensades, un grau més de llibertat. La deformació de la xarxa necessària perquè un semiconductor creixi epitaxialment sobre un altre amb constant de xarxa diferent, trenca la degeneració del cim de la banda de valència i en modifica substancialment la dispersió en funció del vector d'ones en les direccions paral·leles a les capes, és a dir, la massa efectiva longitudinal (figura 11). Aquesta massa efectiva ens dona la densitat d'estats de la banda de valència que intervenen en la transició làser. És, per tant, un dels factors importants en l'expressió del coeficient d'emissió estimulada. En un làser de pou quàntic amb la zona activa tensada, el gruix del pou i l'alçària de les barreres determina la separació dels nivells discrets de cada tipus de forats, mentre que la tensió és la que principalment defineix la separació entre els nivells dels dos tipus de forats i el valor de la massa efectiva longitudinal. Disposem així d'una *enginyeria de la banda de valència* que ens permet dissenyar gairebé a voluntat les característiques dels forats que participen en la transició làser.

Potser, l'exemple més complex de tots és l'estructura dels *làsers blaus*. Els semiconductors habituals te-

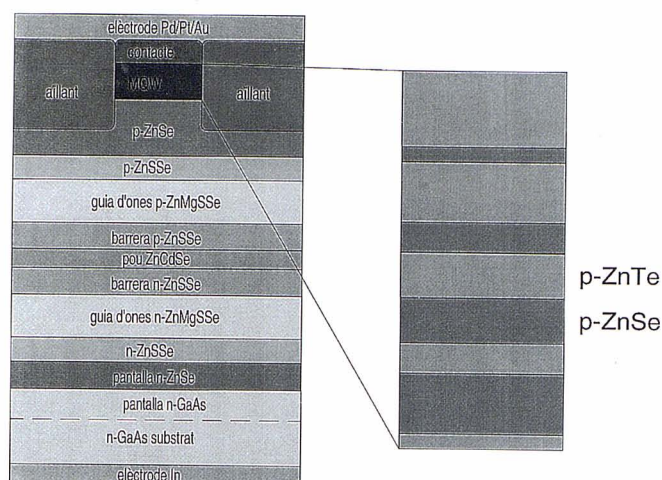


Figura 12: Estructura d'un làser de semiconductors II-VI que emet llum blau verd. La zona activa és un pou quàntic tensat de $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ amb barreres de $\text{Zn}_{1-x}\text{S}_x\text{Se}$. La gran barrera Schottky que hi ha entre els metalls i els semiconductors de la zona p s'ha evitat amb el contacte digital fet per una superxarxa d'uns 30 períodes (per simplificar només n'hem dibuixat quatre) de p-ZnTe i p-ZnSe. El gruix de ZnTe va augmentat i el de ZnSe disminuint des de l'heteroestructura làser fins al contacte

nen el gap massa petit i s'han de fer servir semiconductors II-VI (ZnSe, ZnTe, CdTe), o bé compostos III-V amb el N com a catió (GaN, AlN). La figura 12 mostra l'estructura d'un làser que funcionarà 100 hores a temperatura ambient, emetent a 515 nm. L'estructura s'ha fet créixer sobre substrat de GaAs. La zona activa és un pou quàntic de $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$, confinat entre capes de $\text{Zn}_{1-x}\text{S}_x\text{Se}$. Aquestes i les capes de $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{S}_y\text{Se}_{1-y}$ formen la guia d'ones que, pel fet de ser bastant gruixudes, s'han fet amb la mateixa constant de xarxa que el GaAs. Dopar aquests materials de tipus p va ser un dels problemes més difícils de resoldre. S'aconseguí afegint radicals lliures de N obtinguts amb tècniques de plasma. Un altre punt crític és el contacte de la zona p amb el metall. El contacte directe donava una barrera Schottky que dificultava la injecció de portadors. El problema es resolgué amb el *contacte digital*, que consisteix a fer un pou quàntic múltiple alternant ZnSe i ZnTe, amb constants de xarxa molt diferents i, per tant, en tensió. El gruix de les diferents capes es va modificant des de molt ZnTe a la zona del metall fins a molt ZnSe a la zona de la guia d'ones. Així la barrera Schottky insalvable es converteix en un pendent suau.

Una altra de les característiques del làser que es pot millorar és la puresa de la longitud d'ona emesa. Aquest és un factor molt important per a les telecomunicacions, ja que longituds d'ona diferents viatgen per la fibra òptica a velocitats diferents i això limita la velo-

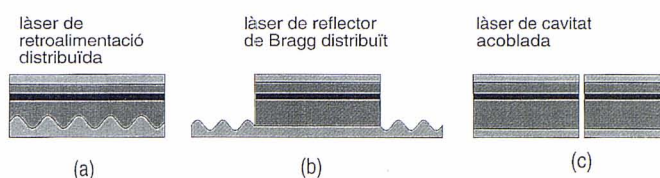


Figura 13: Secció transversal al llarg de la direcció d'emissió d'heteroestructures làser amb els diferents tipus de modificacions que s'usen per optimitzar-ne les característiques dinàmiques. Consisteixen en una millor definició de la longitud d'ona emesa, ja sigui definint una xarxa de difracció interna (a) o externa (b) o amb dues cavitats amb condicions de ressonància diferents (c)

citat a la qual es poden transmetre bits (0s i 1s) sense que se superposin a l'altre extrem de la fibra. Tot i que la mida de la cavitat Fabry-Perot és molt petita, la dispersió de les bandes d'electrons fa que hi hagi modes longitudinals que estan molt prop de la condició llinar, i si el làser es fa servir en mode dinàmic, és a dir, encenent-lo i apagant-lo repetidament per enviar la informació, la llum emesa pot *saltar* entre modes longitudinals pròxims, i introduir errors en la transmissió. Per resoldre aquest problema, s'han d'introduir mecanismes que seleccionin el mode longitudinal d'emissió làser amb més efectivitat que la cavitat Fabry-Perot. Un exemple són els làsers de retroalimentació distribuïda (DFB-làser) on amb litografia es crea una xarxa de difracció consistent en una modulació periòdica de l'índex de refracció entre les dues cares de la cavitat ressonant (figura 13). El període d'aquesta xarxa de difracció selecciona un dels modes longitudinals i millora sensiblement les propietats dinàmiques del làser. Una altra possibilitat per purificar els modes longitudinals consisteix a situar dos làsers amb la mateixa estructura, però de longituds diferents (un 20%), un a continuació de l'altre. Tan sols aquells modes que ressonin amb les dues cavitats seran amplificats.

Estructures periòdiques artificials són també la base dels làsers més petits que avui es construeixen, els *làsers de cavitat vertical i emissió per la superfície* (VCSEL-làser o VCSEL). La cavitat ressonant s'obté dipositant per sobre i per sota de la capa activa dos miralls dielèctrics formats per multicapes de dos semiconductors, similars als recobriments antireflectors dels instruments òptics (figura 14). Els gruixos de cada capa es trien per obtenir canvis de fase a cada interfície que donin interferència constructiva i, per tant, reflectivitats de fins al 99% per a la longitud d'ona d'emissió. Com que la reflectivitat per als modes longitudinals a les cares clivades és només del 30%, quan se sobrepassa el corrent llinar, el mode més amplificat és el perpendicular al substrat i la llum s'emet per la superfície dels

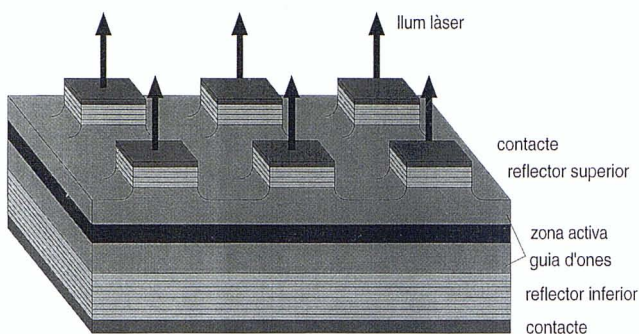


Figura 14: Conjunt de làsers de cavitat vertical amb emissió superficial. Els gruixos de les diferents capes no s'han dibuixat a escala. Els reflectors superior i inferior tenen cadascun uns 5 μm , mentre que la guia d'ones i la zona activa juntes fan uns 0,5 μm . S'han arribat a construir conjunts amb centenars de làsers

làsers i no pels extrems. La dificultat addicional que suposa la construcció de les multicapes de semiconductors es veu compensada per la possibilitat de fabricar amb litografia centenars de làsers alhora. Només cal definir les zones de la superfície del xip que volem que emetin llum i atacar químicament la resta de la superfície. Les aplicacions més immediates d'aquest tipus de làsers són les transmissions d'informació, la computació òptica en paral·lel i les pantalles actives.

Propietats de la radiació làser

La radiació electromagnètica emesa per un làser gaudeix d'unes propietats que resumim a continuació, considerant diferents aspectes:

Freqüència. Com hem indicat, cada tipus de làser emet en una determinada freqüència o banda de freqüències. Amb el conjunt de tots els làsers (complementats, en alguns casos, amb processos no lineals com ara el del doblament de freqüència), podem cobrir pràcticament tot el domini òptic de l'espectre electromagnètic: IR, visible i UV.

Monocromaticitat. La radiació emesa per un làser en règim continu és la més monocromàtica que es pugui aconseguir. Teòricament, cada pic de la figura 5 podria arribar a estar definit, en freqüència central, amb una precisió de 16 xifres significatives. A la pràctica s'ha arribat a superar ja en alguns casos les 12 xifres significatives! Cal fer observar que, segons l'expressió (1), tenir la ν estabilitzada amb 14 xifres requereix la mateixa estabilitat en el valor de L , la longitud de la cavitat. Això requereix unes tècniques enginyosíssimes, que sols s'han assolit en alguns laboratoris mundials: calen sistemes antivibratoris, estabilització de temperatura (cap persona s'hi pot acostar, per no provocar un escalfament!), servomecanismes electrònics, senyals de referència òptics

insensibles a detalls com ara el camp magnètic terrestre, etc. En els làsers comercials, els més utilitzats, l'estabilitat és molt inferior, però tot i així en els de He-Ne se solen tenir com a mínim unes 4 xifres ben definides, i unes 3 xifres en els de semiconductors més senzills.

Coherència. La *coherència* significa el grau de regularitat de l'ona electromagnètica generada. Es parla de la *coherència longitudinal*² (distància mitjana, en la direcció de propagació, fins a la qual la sinusoide es manté regular) i *transversal* (concepte semblant, en direcció perpendicular a la de propagació). La radiació làser té una elevadíssima coherència. De fet, la coherència longitudinal és en relació molt directa amb la monocromaticitat. Si tenim en compte que, per a una ona, les incerteses en ν i t (temps) són complementàries, és a dir, $\Delta\nu \cdot \Delta t \geq 1$, que en un temps Δt la llum recorre una distància $l = c\Delta t$ (on $c = 3 \times 10^8$ m/s), i que al mig del domini òptic és $\nu \sim 10^{14}$, llavors en el cas indicat abans de $\nu/\Delta\nu \sim 10^{12}$, tenim una longitud de coherència fabulosa, de l'ordre de 3.000 km! Per a un làser comercial senzill de He-Ne és de l'ordre de 10 cm, la qual ja és enormement superior a la que presenten les altres fonts de llum.

Duració temporal. La radiació làser pot ser emesa no sols de manera contínua, sinó també de manera impulsional, havent-se aconseguit impulsos en un marge de durades temporals extraordinàriament ample: ms, μs , ns (1 nano = 10^{-9}), ps (1 pico = 10^{-12}) i fs (1 femto = 10^{-15}). En el domini dels fs sols s'hi pot entrar amb mètodes òptics, mitjançant el làser; l'electrònica, per exemple, encara no hi ha arribat. És obvi l'interès de la radiació impulsional per a l'estudi dels processos dinàmics ràpids que tenen lloc en el si de medis materials com ara els dels semiconductors, molècules, etc.

Direccionalitat. A diferència d'una bombeta de llum o d'un tub fluorescent o, fins i tot, d'un LED, un làser emet l'energia concentrada en un petit angle sòlid, és a dir, en una direcció espacial determinada. És una de les propietats més útils dels làsers amb vista a les seves aplicacions tecnològiques, ja que permet *enviar* l'energia al punt que ens interessa, en línia recta, amb gran precisió i sense pèrdues. L'obertura del feix és la mínima possible, és a dir, la produïda pel fenomen de la difracció (un feix perfectament paral·lel, sense obertura, és un fet impossible en una ona real, d'amplada finita): l'angle d'obertura és $\theta \sim \lambda/D$ (on D és el diàmetre del feix a la sortida del làser), és a dir, d'uns mrad per a un feix d'uns pocs mm de diàmetre. Si obrim el feix, la divergència és menor, i, així, com a exemple, podem dir que s'ha aconseguit enviar impulsos de llum a la Lluna, on incideixen en àrees menors a 1 km^2 (mesurant el temps d'anada i tornada, després de reflectir-se la llum en els miralls deixats al

²A vegades, en lloc del concepte *coherència longitudinal* s'usa el de *coherència temporal*. Ambdós estan relacionats per la velocitat de la llum.

mar de la Tranquilitat pels astroanutes Armstrong i Aldrin, s'ha aconseguit mesurar la distància Terra-Lluna amb una precisió d'uns 15 cm!).

Potència. Finalment, hem de dir que la potència d'un làser no és en general especialment elevada. El fet singular, com hem dit, és que aquesta potència estigui concentrada en un domini molt petit de freqüències i en un angle sòlid molt petit. Els làsers d'emissió contínua són els de menor potència, és clar. Podem donar-ne algunes xifres: He-Ne: de 0,5 a 50 mW; díodes làser: de 0,5 mW a 10 W (una bateria de díodes làser); Ar⁺: de 0,1 a 25 W; els més potents són el de CO₂ (de 1 W a 30 kW) i el de Nd:YAG (de 1 a 600 W). El rècord sembla el d'un làser químic de HF, amb 1 MW! Els làsers a impulsos, en particular el de Nd:YAG, sobretot en règim de nanosegons i picosegons, proporcionen potències pic elevadíssimes, entre 100 MW i 10 GW (10⁸ a 10¹⁰ W), i més en algun cas especial.

Aplicacions científiques

Les singulars propietats de la radiació làser que acabem de resumir és lògic que hagin obert les portes a nombroses aplicacions científiques en els camps de la física, química, biologia i medicina. Avui en dia són molts els laboratoris de recerca on el làser figura com una de les eines imprescindibles. Seria impossible esmentar-ne totes les aplicacions, i menys descriure-les, en tan poc espai. Per tant, donarem tan sols algunes pinzellades d'algunes de les aplicacions en el camp de la física, per fer-nos-en una idea.

Una de les aplicacions més importants i òbvies és en el camp de l'espectroscòpia (tant física com química, tant d'àtoms com de molècules o sòlids, i tant a un fotó com a dos fotons i efecte Raman). Amb una radiació tan monocromàtica, i sintonitzable en alguns casos, és lògic que es puguin obtenir espectres d'absorció, transmissió o reflexió amb una extraordinària resolució (figura 15), que ha arribat fins a 10 xifres significatives (amb la qual cosa es poden detectar efectes tan fins com l'estructura hiperfina, efectes d'electrodinàmica quàntica com ara el *Lamb shift* i, fins i tot, l'efecte de reculada degut a l'impuls que el fotó exerceix sobre l'àtom en el moment de ser absorbit o emès). Ja que mencionem l'efecte de reculada degut a l'impuls del fotó, hem d'assenyalar l'aparició d'un nou camp de recerca en física, un dels més espectaculars i efervescent avui en dia, el de l'òptica atòmica. Aquesta es dedica a controlar el moviment d'un o d'uns pocs àtoms a l'espai, mitjançant l'aplicació de feixos de llum làser. Gràcies a l'impuls dels fotons que interactuen amb l'àtom, aquest es va frenant (absorbeix fotons que li arriben en direcció contrària a la seva velocitat), fins a arribar a estar pràcticament quiet a l'espai. S'arriben a *atrapar i refredar* petits grups d'àtoms, als quals sols els queda un petit moviment residual, que es mesura en nK (nanokelvin)! Amb aquests àtoms domes-

ticats, els quals tenen una longitud d'ona associada de De Broglie bastant gran, es fan actualment interessants experiments de difracció (es fan passar per una escletxa, o una doble escletxa, o una xarxa de difracció, etc.), els quals permeten estudiar els aspectes més fonamentals de la física quàntica. S'han aconseguit fins i tot els primers precursors del que s'anomena *làser d'àtoms*, en el qual els àtoms es refreden i es passen tots a un únic estat col·lectiu (*condensació de Bose*) on tots tenen la mateixa fase, de la mateixa manera que tots els fotons d'un feix de llum làser tenen també la mateixa fase.

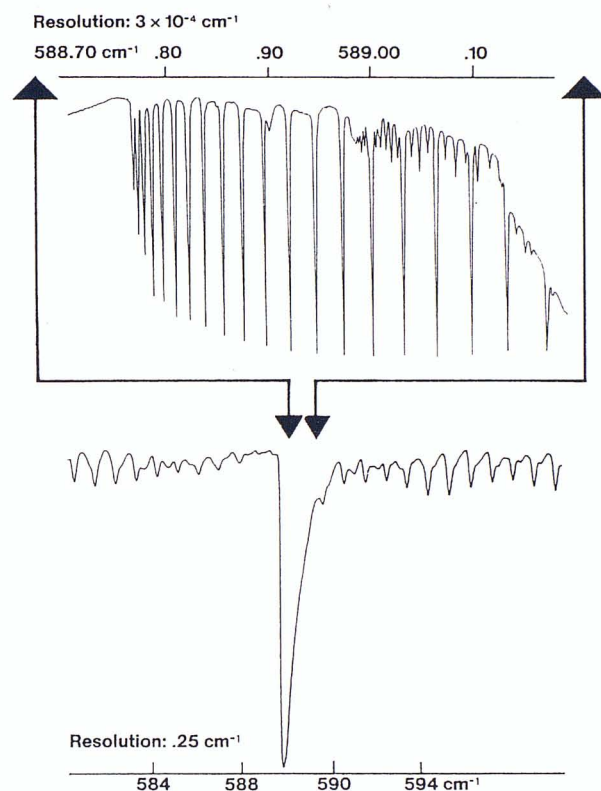


Figura 15: A baix, espectre de transmissió d'una substància, en funció de la freqüència ν (expressada en cm^{-1} ; $1 \text{ cm}^{-1} = 3,1010 \text{ Hz}$), enregistrat amb un espectròmetre convencional. A dalt, una petita part de l'espectre anterior, enregistrat utilitzant un díode làser molt monocromàtic. Observeu la gran riquesa de detalls que es detecta en el segon cas!

Les aplicacions en metrologia també són òbvies: amb ones electromagnètiques tan perfectes, on la λ i la ν poden arribar a estar tan ben definides, la velocitat de la llum, c , es pot mesurar millor que mai ($c = \lambda\nu$). De fet, ha estat gràcies a l'existència dels làsers i al fet que la seva freqüència s'ha pogut comparar directament amb la del patró de temps (el rellotge de Cs) que fa uns quants anys es va canviar el patró de longitud, i es va assignar a c el valor fix: $c = 299.792.457 \text{ m/s}$. S'ha mesurat també amb més precisió que mai la constant fonamental de Rydberg, i altres, i es poden mesurar també tota

una varietat de temps de relaxació atòmics, moleculars, d'estat sòlid, etc. Igualment es provoquen ionitzacions atòmiques selectives, dissociacions moleculars i reaccions químiques.

També són extraordinaris els avenços que el làser ha permès en òptica, ja sigui en interferometria, processament d'imatges, holografia, etc. Igualment interessants són les aplicacions en formació de capes fines de diferents materials (ablació làser). I fins i tot hi ha aplicacions en camps aparentment tan allunyats com la relativitat (mesura de l'isotropia de l'espai quant a la velocitat de propagació de la llum, efectes de la gravetat sobre la radiació electromagnètica), cosmologia, física nuclear i partícules i gravitació.

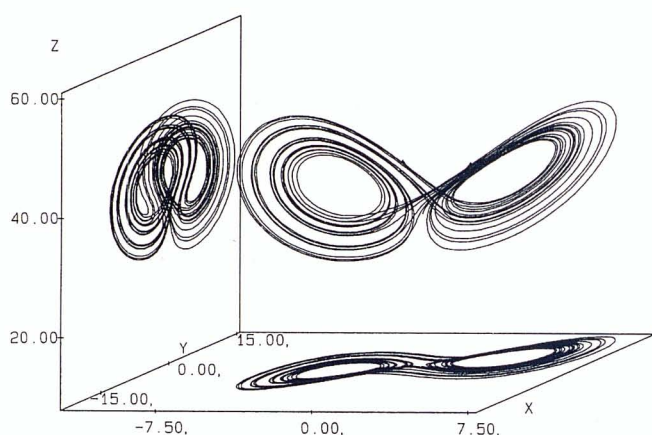


Figura 16: El conegut atractor caòtic de Lorenz. En el cas d'un làser, la variable 'x' representa l'amplitud de l'ona generada, 'y' la polarització induïda en el medi amplificador, i 'z' està relacionada amb la inversió de població. Observeu com l'amplitud de l'ona varia caòticament en el temps

Per finalitzar, diguem que, tal com hem indicat en la introducció, l'interès científic dels làsers no resideix solament en les seves aplicacions, sinó també en si mateix. En efecte, es tracta d'un sistema físic dinàmic, en el qual hi ha una interacció no lineal forta entre diferents subsistemes, en particular entre l'ona electromagnètica intensa que hi ha a l'interior de la cavitat i els àtoms, interacció que té lloc a través de la polarització elèctrica induïda en el medi i la inversió de població. La situació d'emissió estacionària representa un subtil estat d'equilibri, en el qual el guany degut a l'emissió estimulada i saturat per la mateixa intensitat de l'ona està compensat per la sortida d'energia electromagnètica, i tot això en presència de mecanismes de relaxació. En síntesi, es tracta d'un sistema no lineal dissipatiu on les variables que el descriuen presenten una dependència en el temps i en l'espai (aquesta darrera és deguda al fenomen de la difracció de la llum), per la qual cosa pot presentar la riquesa de comportaments espaciotemporals que la ciència actual

de la dinàmica de sistemes no lineals ens està revelant: des de comportaments periòdics i caòtics purament temporals fins a formació d'estructures complexes espaciotemporals, amb presència de vòrtexs òptics i altres tipus de singularitats. Per exemple, el paradigmàtic model de Lorenz per al caos determinista apareix de manera natural en els làsers d'infraroig llunyà i ha permès la primera aplicació de l'esmentat model en un sistema físic real, a part dels circuits electrònics fets expressament (figura 16).

Aplicacions tecnològiques

Les aplicacions tecnològiques són ja també molt importants i van augmentant gradualment en el temps, en combinar l'acció dels làsers amb l'electrònica i l'optoelectrònica en general. En donarem també únicament unes petites indicacions generals.

D'una banda, tenim l'aplicació dels làsers de semiconductors en comunicacions òptiques, en les quals generen l'ona portadora que es propaga per la fibra o guia òptica, i al mateix temps poden ser modulats, per transmetre un missatge digital, a cadències tan ràpides com algunes desenes de gigabits per segon. Permeten també generar solitons òptics (senyals que no es deformen en ser transmesos per la fibra) i també gravar i llegir memòries òptiques, com ara la lectura de discos compactes i de CD-ROM. L'expansió actual de les comunicacions no seria possible sense la contribució de les comunicacions òptiques. Els làsers de semiconductors han fet també molt populars les impressores làser, per l'alta qualitat d'impressió que permeten.

D'altra banda, els làsers d'alta potència (CO_2 , Nd:YAG i excímer, sobretot) s'utilitzen en les indústries per al processat de materials: tall (de tots tipus de materials, des de teixits i plàstics fins a planxes metàl·liques gruixudes), soldadura, perforació (trepant), marcatge i tractament superficial (enduriment, etc.). Gràcies a la possibilitat de direccionalització i focalització del feix a distància, d'aplicació de control numèric i d'emissió, si cal, a través del capçal d'un robot (figura 17), permeten treballar qualsevol tipus de forma en els materials.

També van estenent-se'n les aplicacions en control i mesura: sensors de posició o de desplaçament en cadenes de muntatge, sensors de control de qualitat de producció de diferents productes, sensors anti-robatori, lectors de codis de barres (en botigues i supermercats, per exemple), alineació de components (edificis), telemetria, velocimetria, mesura de diàmetres de partícules, etc. Els giroscopis moderns dels avions i d'altres naus aèries actuals estan basats en el làser.

Cada vegada són més conegudes les seves aplicacions en medicina (en particular en clíniques i hospitals del nostre país), com a bisturí que cauteritza els teixits de manera que sagnen menys, operacions a l'ull humà (cauterització de vasos sanguinis en la retina de diabètics,

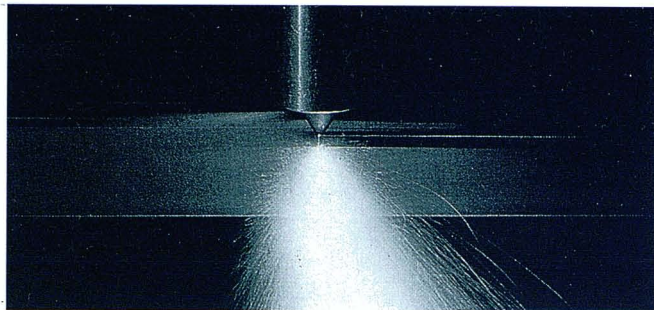


Figura 17: Robot industrial de soldadura mitjançant làser de CO_2

fixació de la retina, operacions sobre el cristallí), destrucció de coàguls i de tumors, eliminació de càries dental, entre d'altres.

Els làsers tenen també aplicacions militars, si bé en general no constitueixen l'element destructor, sinó l'element auxiliar que guia els projectils o els míssils cap a l'objectiu enemic (mitjançant irradiació del mateix i captació de l'ona reflectida o difosa), o que serveix per apuntar amb una pistola o fusell, o que mesura amb precisió i rapidesa la distància als objectius enemics.

Referències

- SILFVAST, W. T., *Laser Fundamentals*, Cambridge University Press (Cambridge, 1996). Una referència general recent sobre làsers.
- TUR, J. i MARTINEZ, M. R., *Tecnología y práctica del láser*, Marcombo-Boixareu (Barcelona, 1987). Referència de divulgació.
- CASEY, H. C. i PANISH M. B., *Heterostructure Lasers: Part A, Fundamental Principles; Part B Material and Operating Characteristics*, Academic Press (New York, 1978).
- CHOW, W. W., KOCH, S. W. i SARGENT III, M., *Semiconductor-Laser Physics*, Springer (Berlín, 1994).
- LUXON, J.T. i PARKER, D. E., *Industrial Lasers and Applications*, Prentice Hall (Englewood Cliffs, 1992).

Podem assenyalar també les aplicacions estètiques en arts (restauració de pintures antigues), espectacles o sales de festes. I, per acabar, mencionarem com a detall quin és el làser més potent que hi ha actualment al món: es tracta d'un làser construït al Lawrence Livermore National Laboratory (Califòrnia) per aconseguir la fusió nuclear controlada (possible font d'energia per al futur). És de Nd:YAG amb molts amplificadors de Nd:vidre, els quals omplen un enorme edifici i permeten generar impulsos de durada de l'ordre del nanosegon i potència pic de l'ordre de 10 TW (10^{13} W), és a dir, superior a la potència de totes les centrals elèctriques de la Terra juntes... (Afortunadament, les impulsions sols duren 1 nanosegon!). Uns quants d'aquests impulsos s'envien simultàniament sobre una petita pastilla sòlida de material fusible (podria ser, en particular, de deuteri o triti), amb la intenció de provocar sobre ella una ona d'implosió que comprimiria el material fins a densitats milers de vegades superiors a la de la matèria sòlida habitual i que l'escalfaria fins a temperatures de l'ordre de 10^7 K. D'aquesta manera, el procés de la fusió nuclear podria engegar-se i alliberar molta més energia que la consumida en l'alimentació dels làsers. De fet, se sap que aquest làser encara no és suficientment gran per produir en prou quantitat la fusió nuclear, però s'està practicant: s'està estudiant què li succeeix a la matèria quan se la sotmet a irradiacions tan espectaculars.