

LASER ET DIODE LASER

Première partie : LES BASES

TABLE DES MATIERES

I - EMISSION ET ABSORPTION	2
I.1. EMISSION SPONTANÉE	2
I.2. ABSORPTION ET ÉMISSION STIMULÉE	2
II – AMPLIFICATION PAR EMISSION STIMULEE	3
II.1. TAUX DE TRANSITION	3
II.2. PROPRIÉTÉS OPTIQUES DU MILIEU	4
II.3. EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE	4
II.4. INVERSION DE POPULATION	5
III – SEUIL D’OSCILLATIONS LASER	7
III.1. CONDITIONS D’ENTRETIEN DES OSCILLATIONS (SEUIL) :	7
III.2. CARACTÉRISTIQUE D’ÉMISSION :	7
IV – SPECTRE D’EMISSION.....	8
IV.1. SPECTRE DE GAIN.....	8
IV.2. MODES LONGITUDINAUX.....	9
IV.3. FONCTIONNEMENT MULTIMODE	9
V - DIODE LASER A EMISSION LATERALE	10
V.1. STRUCTURE D’UNE DIODE LASER	10
V.2. CONFINEMENT ÉLECTRIQUE	11
V.4. COURANT DE SEUIL	13
V.5. PUISSANCE D’ÉMISSION.....	13
V.6. RENDEMENT DE CONVERSION LUMINEUSE:	15
VI - DIODE LASER A CAVITE VERTICALE : VCSEL.....	16
VI.1. STRUCTURE DE LA VCSEL	16
VI.2. COURANT DE SEUIL	18
VI.3. PROPRIÉTÉS DE L’ÉMISSION.....	18
VII - PROBLEMES	19
VII.1. DIODE LASER À DOUBLE HÉTÉROJONCTION.....	19
VII.2. ETUDE D’UNE VCSEL.....	20

LASER ET DIODE LASER

LASER est un acronyme pour Light Amplification of Stimulated Emission Radiation. La première démonstration de l'effet Laser date de 1960 par T. H. MAIMAN (laser à rubis dopé Cr). Le laser est une source produisant une émission intense de lumière monochromatique et cohérente, dont la longueur d'onde va, selon les types, du domaine de l'ultra violet lointain (laser à excimères) au domaine de l'infra rouge (laser CO2).

Tous les types de laser (y compris les diodes laser) comportent les deux éléments suivants :

1. Un **milieu amplificateur** pour la lumière (amplification par émission stimulée).
2. Une **contre-réaction optique** qui consiste à réinjecter une partie de la lumière dans l'amplificateur : un laser s'apparente donc à un oscillateur. La contre-réaction optique est souvent obtenue en plaçant le milieu amplificateur dans une cavité optique (cavité de Fabry-Perot).

I - EMISSION ET ABSORPTION

I.1. Emission spontanée

Dans une DEL la lumière est émise par émission spontanée : les électrons et les trous ayant une durée de vie τ_{sp} se recombinent dans un semiconducteur à gap direct en émettant un photon (recombinaison radiative).

- L'électron occupe un niveau d'énergie E_2 dans la bande de conduction.
- Le trou occupe un niveau d'énergie E_1 dans la bande de valence.

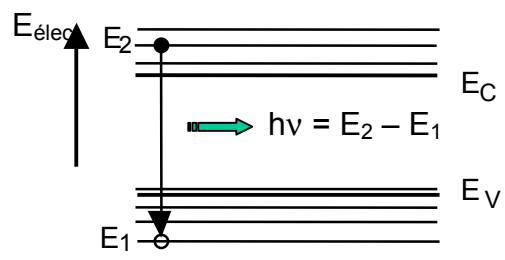
Le photon émis à l'énergie :

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1.1)$$

L'énergie du photon est un peu supérieure à l'énergie de bande interdite, mais pas très différente, on peut écrire en première approximation :

$$h\nu \approx E_G \quad (1.2)$$

Fig. 1 : dans le cas d'un semiconducteur, les niveaux E_2 et E_1 appartiennent à des continus situés dans les bandes de conduction et de valence.



Les photons sont émis de façon aléatoire, de sorte que le rayonnement produit par un grand nombre de recombinaisons spontanées est **incohérent**¹.

I.2. Absorption et émission stimulée

Pour simplifier, nous allons considérer un système constitué d'atomes isolés identiques² de densité atomique N , chaque atome possédant entre autre, deux

¹ La cohérence fait référence à l'**aspect ondulatoire** de la lumière : on dit que le rayonnement est incohérent lorsqu'il n'existe aucune relation de phase entre les différentes ondes élémentaires qui constituent ce rayonnement.

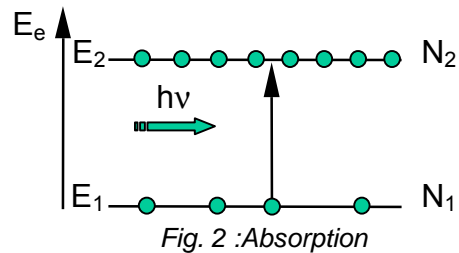
niveaux discrets d'énergie E_2 et E_1 , entre lesquels les électrons vont effectuer des transitions.

Etat fondamental : l'électron est sur le niveau E_1 ; soit N_1 la densité atomique correspondante.

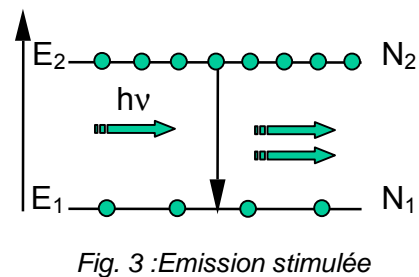
Etat excité : l'électron est sur le niveau E_2 ; soit N_2 la densité atomique correspondante.

Lorsqu'un faisceau de lumière monochromatique, d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ se propage dans le milieu, les photons qui constituent ce faisceau peuvent produire deux effets totalement symétriques :

1. Absorption : Un photon peut fournir son énergie à un électron situé sur le niveau E_1 , ce qui provoque une transition $E_1 \rightarrow E_2$. Le photon disparaît (il est absorbé).



2. Emission stimulée : En supposant qu'un électron soit présent sur le niveau E_2 , le passage d'un photon peut déclencher une transition électronique $E_2 \rightarrow E_1$ qui s'accompagne de l'émission d'un photon identique au photon incident (même fréquence et même phase).



II – AMPLIFICATION PAR EMISSION STIMULEE

Si l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption, le nombre de photons augmente au cours de la propagation du faisceau lumineux : **le milieu est amplificateur**.

Cohérence temporelle : tous les photons ayant la même phase, le rayonnement est dit cohérent.

II.1. Taux de transition

C'est le nombre de transitions $E_1 \rightarrow E_2$ (pour l'absorption) ou $E_2 \rightarrow E_1$ (pour l'émission stimulée) par seconde et par unité de volume : **unité $s^{-1} cm^{-3}$** .

Dans les deux cas les taux de transition sont proportionnels :

1. A la densité de photons dans le milieu N_v (c'est la cause du phénomène).
2. A la population du niveau de départ.

Taux d'absorption (niveau de départ E_1) :

$$R_{ab} = B_{12} \rho_v N_1 \quad (1.3)$$

Taux d'émission stimulée (niveau de départ E_2) :

$$R_{st} = B_{21} \rho_v N_2 \quad (1.4)$$

² Cette simplification ne nuit pas à la généralité du raisonnement

ρ_ν est la densité d'énergie dans le milieu, telle que :

$$\rho_\nu = N_\nu h\nu \quad (1.5)$$

B_{12} et B_{21} sont les coefficients de proportionnalité (coefficients d'Einstein) pour l'absorption et l'émission stimulée respectivement. On montre que :

$$B_{12} = B_{21} \quad (1.6)$$

II.2. Propriétés optiques du milieu

Considérons la propagation d'un faisceau parallèle de lumière monochromatique de section A , constitué de photons d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ qui peuvent donc interagir avec le milieu précédemment défini (figure 4) :

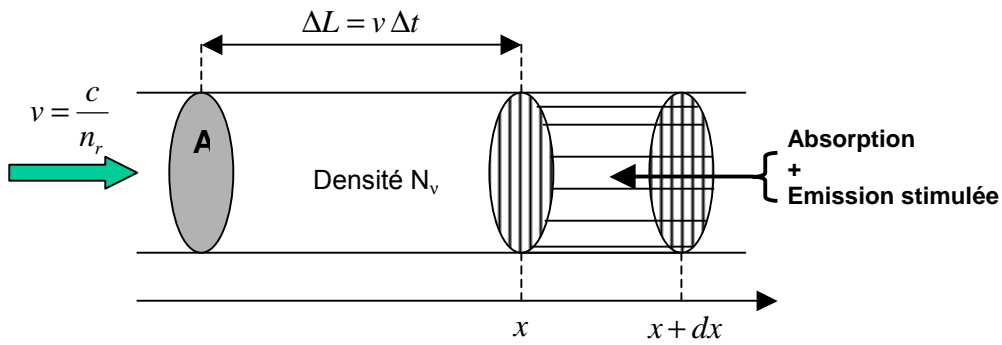


Fig. 4 : Faisceau de lumière parallèle.

La puissance optique $P(x)$ varie le long de l'axe Ox à cause de l'absorption et de l'émission stimulée : la variation de puissance au cours d'un trajet élémentaire dx est due à l'interaction du faisceau avec le volume élémentaire dV tel que :

$$dV = A dx \quad (1.7)$$

Ce qui permet d'écrire :

$$P(x+dx) - P(x) = \left\{ N^b \text{ photons émis} - N^b \text{ photons absorbés} \right\}_{\text{volume } dV} \times h\nu \quad (1.8)$$

$$P(x+dx) - P(x) = \{ B_{21} \rho_\nu N_2 - B_{12} \rho_\nu N_1 \} A dx h\nu \quad (1.9)$$

Compte tenu de :

$$P(x+dx) - P(x) = \left(\frac{dP}{dx} \right) dx \quad (1.10)$$

Il vient après simplification :

$$\left(\frac{dP}{dx} \right) = (N_2 - N_1) B_{12} \rho_\nu A h\nu \quad (1.11)$$

II.3. Equilibre thermodynamique

L'occupation des niveaux décroît exponentiellement en fonction de l'énergie du niveau (statistique de Boltzmann). Le rapport des populations des niveaux E_2 et E_1 est donné par :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT} \right) \quad (1.12)$$

Dans les conditions habituelles, la population sur le niveau d'énergie le plus élevé est toujours négligeable ($N_2 \ll N_1$), il vient donc d'après (1.11) : $\frac{dP}{dx} < 0$.

A l'équilibre thermodynamique, **le milieu est absorbant**.

Ex numérique : prenons le cas d'une transition dans le domaine visible, soit $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ et $T = 300\text{K}$. En utilisant l'eV comme unité, on obtient :

$$E_2 - E_1 = \frac{1,24}{0,6} = 2,078 \text{ eV}; \quad kT = 0,025 \text{ eV}$$

$$\text{soit :} \quad \frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{2,078}{0,025}\right) = 10^{-36}$$

N_2 peut donc être totalement négligée devant N_1 .

Expression de la puissance optique : chaque photon transporte l'énergie $h\nu$ et se déplace à la vitesse :

$$v = \frac{c}{n_r} \quad (1.13)$$

où n_r est l'indice de réfraction. La puissance optique au point x est égale à l'énergie qui traverse la section droite du faisceau de surface A par unité de temps. Tous les photons qui traversent ou qui atteignent l'abscisse x pendant le temps Δt sont à une distance inférieure ou égale à $\Delta L = v\Delta t$ du point x (voir la figure 3) : ces photons sont donc contenus dans un cylindre de surface de base A et de hauteur ΔL . L'énergie transportée pendant le temps Δt s'écrit :

$$W = \text{volume} \times \text{densité} \times h\nu = A \frac{c}{n_r} \Delta t \times N_\nu \times h\nu \quad (1.14)$$

et la puissance :

$$P = \frac{W}{\Delta t} = A \frac{c}{n_r} N_\nu h\nu \quad (1.15)$$

Coefficient d'absorption optique : Reportons cette expression dans la relation (1.11) qui peut s'écrire :

$$\frac{dP}{dx} = -(N_1 - N_2) B_{12} h\nu \frac{n_r}{c} P = -\alpha P \quad (1.16)$$

où α est une constante positive de valeur :

$$\alpha = (N_1 - N_2) B_{12} h\nu \frac{n_r}{c} \quad (1.17)$$

L'intégration de la relation (1.16) est immédiate et donne :

$$P(x) = P_0 \exp(-\alpha x) \quad (1.18)$$

La puissance optique décroît selon la loi habituelle et le coefficient α peut être identifié avec le coefficient d'absorption optique (**unité m^{-1}**).

II.4. Inversion de population

Du fait que $B_{21} = B_{12}$, la probabilité pour qu'un photon produise une transition électronique $E_2 \rightarrow E_1$ (émission stimulée) est la même que la probabilité pour qu'il

produise une transition $E_1 \rightarrow E_2$ (absorption). Dans le cas habituel $N_1 \gg N_2$ et le milieu est absorbant.

Il est possible d'inverser les populations (c'est à dire rendre $N_2 > N_1$), en fournissant de l'énergie au système. Ce processus d'excitation est dénommé **pompage**.

Pour $N_2 > N_1$, α devient négatif d'après (1.17). La relation (1.18) montre que le flux énergétique augmente lorsque le faisceau progresse dans le milieu qui est devenu **amplificateur**. On pose dans ce cas :

$$P(x) = P_0 \exp(gx) \quad (1.19)$$

où le coefficient de gain g (unité m^{-1}) est donné par :

$$g = (N_2 - N_1) B_{21} h\nu \frac{n_r}{c} \quad (1.20)$$

Les différents milieux amplificateurs actuellement utilisés sont indiqués dans le tableau suivant, ainsi que la méthode de pompage :

Nature du milieu	Méthode de pompage
Isolant dopé: Rubis dopé Cr, YAG dopé avec des ions néodyme Nd^{3+} , Fibre optique dopée terre rare (Erbium).	Optique (absorption de photons à partir d'un faisceau intense d'énergie appropriée).
Liquide organique (dye) dissous dans un solvant (ex : rhodamine).	Optique
Gaz ionisé : Argon, He-Ne, CO ₂ , excimère	Décharge électrique (plasma gazeux)
Semiconducteur.	Injection de courant dans une jonction

Pour obtenir une inversion de population suffisamment importante entre les deux niveaux impliqués dans la transition laser, le milieu doit comporter au moins 3 niveaux d'énergie. La figure 5 ci-dessous représente le système à 3 niveaux d'énergie utilisé pour le pompage des ions d'Erbium dans une fibre optique :

Système à 3 niveaux : Les électrons sont « pompés » à partir du niveau fondamental E_1 sur un niveau E_3 (groupe de niveaux très rapprochés ou bande) en utilisant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 0,98 \mu m$. La durée de vie τ_{32} , pour les transitions $E_3 \rightarrow E_2$ étant très courte devant la durée de vie τ_{21} pour les transitions $E_2 \rightarrow E_1$, les électrons vont s'accumuler sur le niveau E_2 . Le niveau intermédiaire E_3 ne sert qu'à faciliter l'inversion de population

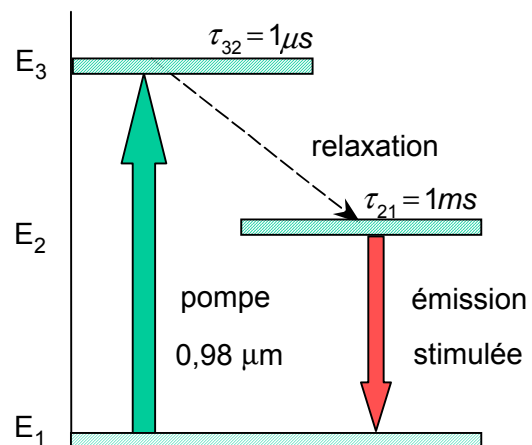


Fig. 5 : Niveaux d'énergie des ions Er Dans la silice.

III – SEUIL D’OSCILLATIONS LASER

Pour réaliser un oscillateur, il faut réinjecter une partie de la lumière dans le milieu amplificateur. Cet effet est obtenu en plaçant le milieu amplificateur entre deux miroirs semi-transparents plans et parallèles, afin de réaliser une cavité optique ou cavité de FABRY-PEROT (du nom des inventeurs). L'oscillation sera déclenchée par un photon émis spontanément dans la cavité à la bonne fréquence et dans l'axe des miroirs (axe Ox).

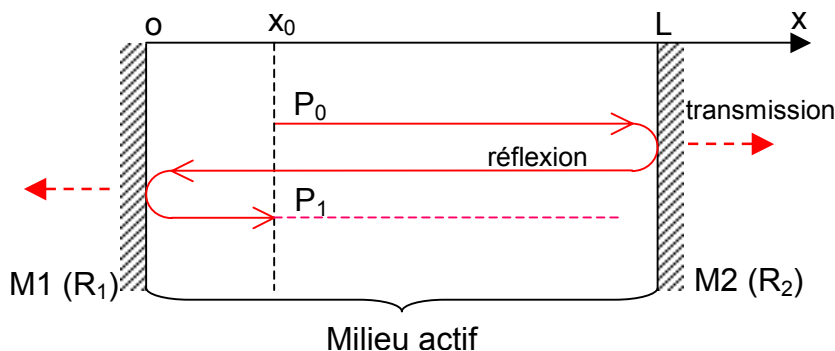


Fig. 6: Réflexions de l'onde optique dans la cavité de Fabry-Perot

III.1. Conditions d'entretien des oscillations (seuil) :

Le milieu présente des pertes intrinsèques α_i non encore comptabilisées (absorptions parasites, diffusion de la lumière sur les défauts d'homogénéité) qui viennent en déduction du gain théorique g . Pour cette raison, la puissance optique $P(x)$ augmente exponentiellement en fonction de x selon :

$$P(x) = P_0 \exp[(g - \alpha_i)x] \quad (1.21)$$

La puissance optique passant de P_0 à P_1 pour un aller-retour dans la cavité (voir la figure 6), il est clair que pour $P_1 < P_0$, les oscillations finiront par s'amortir. La limite pour l'entretien des oscillations est donc : $P_1 = P_0$. Prenant en compte la relation (1.21), avec un trajet $x = 2L$ et deux réflexions sur les miroirs M1 et M2, on peut écrire :

$$P_1 = P_0 R_1 R_2 \exp[(g - \alpha_i)2L] \quad (1.22)$$

A la limite $P_1 = P_0$, le gain prend la valeur particulière g_s , appelée gain au seuil, déduite de la relation précédente :

$$g_s = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (1.23)$$

Ce gain correspond à une valeur particulière de l'inversion de population que l'on peut déduire de la relation (1.20), soit :

$$g_s = (N_2 - N_1)_s B_{21} h\nu \frac{n_r}{c} \quad (1.24)$$

III.2. Caractéristique d'émission :

La figure suivante montre les variations du gain et de la puissance optique d'émission P_{opt} en fonction de l'intensité de la pompe.

- Pour $g < g_s$ seule l'émission spontanée est présente : une augmentation de l'intensité de la pompe augmente l'inversion de population ($N_2 - N_1$) ainsi que le

gain (région AB de la figure 7), car le taux de recombinaisons est faible, comme la puissance optique émise.

- Dès que l'inversion de population atteint la valeur de seuil, soit $g = g_s$, la puissance optique émise par émission stimulée augmente très rapidement : il apparaît un coude très marqué sur la caractéristique d'émission pour $I = I_s$. L'émission stimulée qui devient très importante accroît fortement le taux de recombinaison ce qui maintient l'inversion de population à sa valeur de seuil : c'est le phénomène de **saturation du gain**.

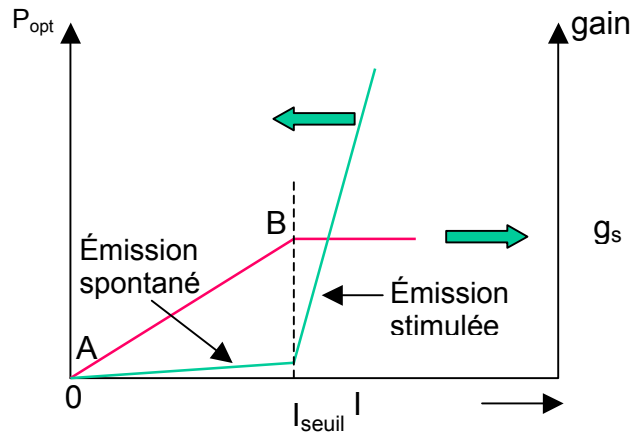


Fig. 7: Puissance optique et gain en fonction de l'intensité de la pompe

IV – SPECTRE D'EMISSION

IV.1. Spectre de gain

Nous avons admis jusqu'ici que les électrons et les photons ne pouvaient interagir qu'à l'énergie $E_2 - E_1 = h\nu_0$. Dans la réalité, plusieurs mécanismes (que nous ne détaillerons pas) viennent «élargir» ce domaine d'énergie. C'est particulièrement évident dans le cas des semiconducteurs, puisque les transitions se font entre la bande de conduction et la bande de valence, ce qui implique un continuum de niveaux d'énergie E_1 et E_2 .

La conséquence est qu'il faut remplacer la relation (1.20) qui représente le gain total g dans la bande de fréquence, par un gain dépendant de la fréquence ν , ou spectre de gain $g(\nu)$.

Le spectre de gain est caractérisé par sa **fréquence centrale** ν_0 et par sa **largeur à mi-hauteur** $\Delta\nu$.

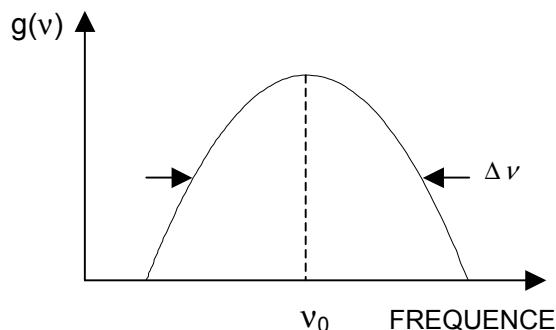


Fig. 8: Caractéristiques du spectre de gain

IV.2. Modes longitudinaux

Considérons maintenant l'onde lumineuse dans la cavité optique : Dans le plan x_0 nous trouvons à la fois l'onde incidente et l'onde qui repasse par x_0 après avoir parcouru une distance qui vaut $2L$. Ces deux ondes sont en phase si :

$$2L = N\lambda \tag{1.25}$$

où λ est la longueur d'onde dans le milieu amplificateur d'indice de réfraction n_r .
 λ s'exprime en fonction de λ_0 , la longueur d'onde dans le vide, ou en fonction de la fréquence ν :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n_r} = \frac{c}{\nu n_r} \tag{1.26}$$

La longueur L étant fixée, seules la suite des fréquences ν_N , dont les valeurs sont données par la relation suivante peuvent osciller dans la cavité :

$$\nu_N = N \frac{c}{2Ln_r}; N = 1, 2, 3, \text{etc.} \tag{1.27}$$

Chaque valeur de N définit un **mode longitudinal** de la cavité.

Intervalle spectral : tous les modes sont équidistants, l'écart de fréquence $\delta\nu$ correspondant à $\Delta N = \pm 1$ vaut :

$$\delta\nu = \frac{c}{2Ln_r} \tag{1.28}$$

IV.3. Fonctionnement multimode

On représente en fonction de la fréquence, au voisinage du maximum de gain du milieu amplificateur :

1. Le spectre de gain centré sur ν_0 .
2. La position des différents modes longitudinaux de la cavité, en supposant pour simplifier qu'un mode particulier ν_N tombe à la fréquence ν_0 .
3. Les pertes de la cavité, qui sont indépendantes de la fréquence.

Sur la courbe en pointillés, le gain est inférieur aux pertes : le seuil n'est pas atteint. En augmentant l'inversion de population, le gain augmente et la condition de seuil, relation (1.23), est atteinte par le mode de fréquence ν_N .

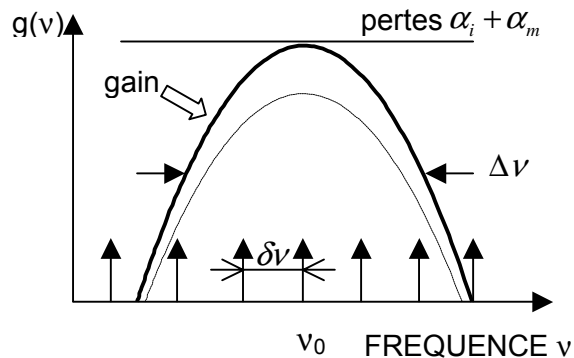


Fig. 9: Fonctionnement multimode d'un laser FP

Seules les fréquences permises par la cavité de FP peuvent être émises. Le spectre d'émission présente M composantes spectrales (modes longitudinaux), avec :

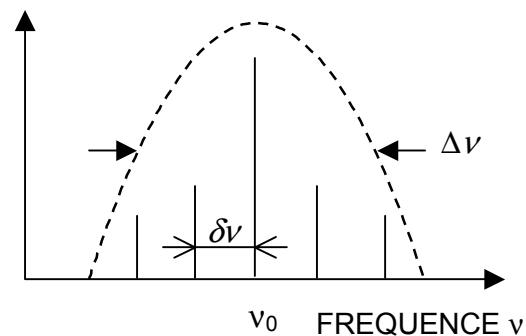
$$M \approx \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \tag{1.29}$$


Fig. 10 : Spectre d'émission

V - DIODE LASER A EMISSION LATÉRALE

V.1. Structure d'une diode laser

Milieu amplificateur : Dans la diode laser, le milieu amplificateur est un matériau semiconducteur à **gap direct** (dans lequel les recombinaisons électron-trou sont de **type radiatif**). Dans le domaine des longueurs d'ondes utilisées en communications par fibres optiques (entre 1,3 μm et 1,55 μm) on utilise des composés de la famille III-V (à base de GaAs et d'InP).

Pompage et gain : Le pompage est obtenu par injection de courant dans une jonction P-N polarisée en direct. On montre qu'il est possible d'obtenir un gain d'émission stimulée au voisinage du plan de jonction (c'est à dire dans la zone de charge d'espace) pour des courants de forte valeur (régime de forte injection). On vérifie expérimentalement que le gain optique dans cette région est proportionnel à la densité électronique n :

$$g = a(n - n_0) \quad (1.30)$$

a , le gain différentiel et n_0 la densité de transparence sont deux constantes expérimentales.

Structure Double hétérojonction (DH) : Pour obtenir des densités de porteurs élevées et donc un gain élevé, avec des courants de faible valeur, on a été amené à réaliser des structures de type **double hétérojonction ou structure DH**, dont le schéma de principe est donné ci-dessous :

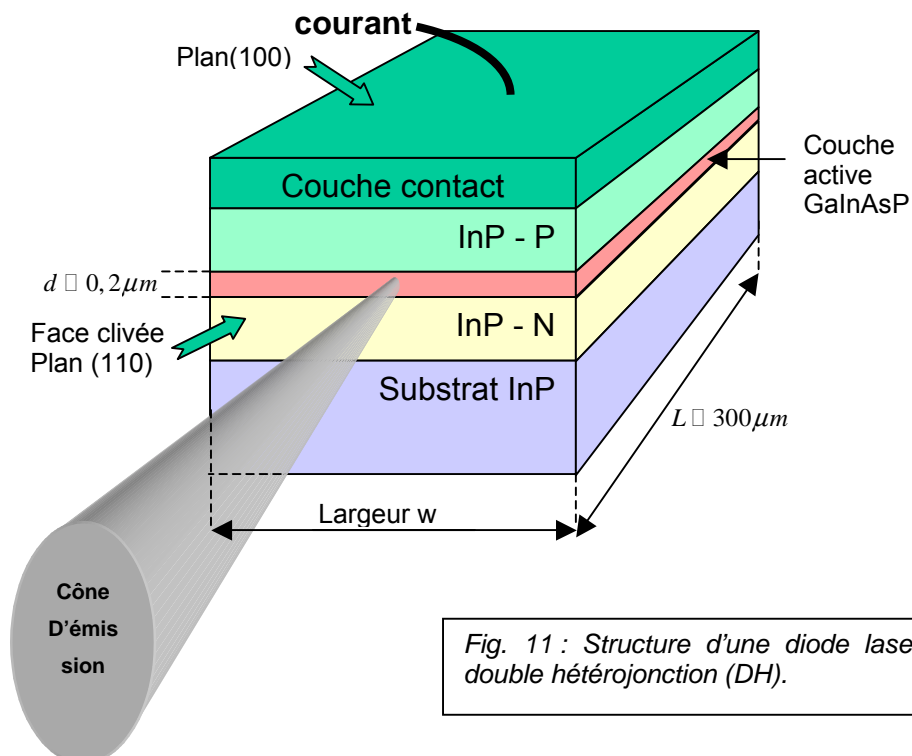


Fig. 11 : Structure d'une diode laser à double hétérojonction (DH).

La couche active à « petit gap » (ici le composé GaInAsP, pour une longueur d'onde d'émission à 1,55 μm) est placée entre deux couches à « grand gap » en InP, dites **couches de confinement**. En polarisation directe (pôle positif sur la couche P), les

électrons et les trous sont injectés dans la couche active d'épaisseur $d \approx 0,2 \mu\text{m}$ où ils se recombinent radiativement.

Les faces de la cavité optique sont obtenues par « clivage » du semiconducteur selon le plan cristallin (110). L'indice de réfraction du GaInAsP est voisin de $n_1 = 3,5$; l'indice de l'air est $n_0 = 1$.

Le pouvoir réflecteur à l'incidence normale a pour valeur :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)^2 \approx 0,32 \quad (1.31)$$

ce qui est généralement suffisant pour créer la contre-réaction optique.

Structure ruban enterré : En pratique, de nombreuses structures permettent de réduire les dimensions latérales de la couche active, afin :

- De réduire le courant de fonctionnement
- De délimiter la zone d'émission.

La technique la plus performante consiste à réaliser une couche active ayant la forme d'un ruban plat totalement enterré dans un matériau à grand gap.

Dans une première étape d'épitaxie, on dépose la couche inférieure d'InP-n et la couche active. Le ruban est gravé par attaque chimique, puis les couches à grand gap sont déposées lors d'une « reprise d'épitaxie ». Afin d'obliger les lignes de courant à traverser le ruban actif, les zones latérales sont rendues isolantes par implantation de protons.

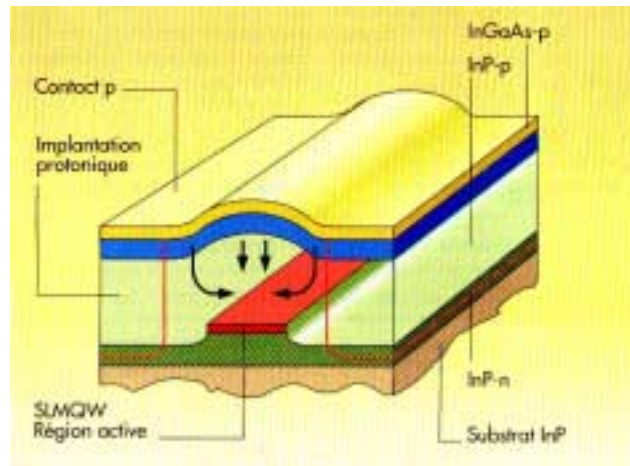


Fig. 12 : Coupe d'un laser à ruban enterré.

On peut noter que les dimensions d (épaisseur) et w (largeur) de la couche active sont comparables, voir inférieures, à la longueur d'onde λ de la lumière émise, ce qui provoque une diffraction importante du faisceau. Pour cette raison, le faisceau de lumière émis à chaque extrémité de la couche active est **très divergent** et présente une section droite de forme elliptique, comme montré sur la figure 11. Le demi-angle d'ouverture dans le plan perpendiculaire au plan des couches peut dépasser 30 degrés.

V.2. Confinement électrique

En polarisation directe, l'abaissement de la barrière d'énergie potentielle à l'hétérojonction InP-N / GaInAsP-p provoque l'injection des électrons dans la couche active où ils se recombinent avec les trous. Il s'ensuit un appel de courant de trous dans le circuit d'alimentation qui permet de compenser ceux qui disparaissent par recombinaison. Ce processus est schématisé sur la figure 13 suivante.

Les discontinuités ΔE_C et ΔE_V dues aux deux hétérojonctions font apparaître des **puits d'énergie potentielle** au niveau de la bande de conduction et de la bande de valence qui bloquent la diffusion des porteurs hors de la couche active (voir figure 13, b). On

conçoit alors qu'en optimisant l'épaisseur d de cette dernière, il soit possible d'obtenir des valeurs très élevées des densités de porteurs n et p , avec des valeurs modérées du courant direct.

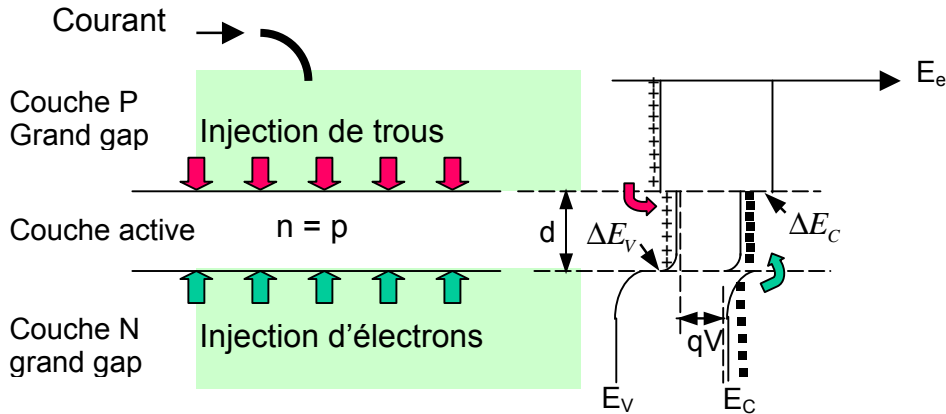


Fig. 13 a): Injection de porteurs dans la couche active d'une structure DH.
b): Diagramme de bandes d'énergie en polarisation directe.

La caractéristique P_{opt} d'émission en fonction de l'intensité du courant direct I , ainsi que la variation du gain optique g , suivent les courbes de la figure 7 ci-avant. On note l'existence d'un seuil très marqué, pour la valeur I_s du courant.

Pour $I < I_s$, l'émission stimulée est absente et les recombinaisons se font essentiellement par émission spontanée, caractérisée par une durée de vie $\tau_n \ll \tau_{sp}$ de l'ordre de 1 ns à quelques ns. Dans ce régime de fonctionnement, l'évolution de la densité de porteurs (électrons et trous) dans la couche active est régie par une équation aux taux de variations (équation de continuité) sans terme de diffusion, ni champ électrique :

$$\frac{dn}{dt} = \text{taux d'injection} - \text{taux de recombinaison} \quad (1.32)$$

où le taux d'injection représente le nombre de paires électrons-trous injectées par seconde et par unité de volume. Si q représente la charge élémentaire on écrira :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qd(wL)} - \frac{n}{\tau_n} \quad (1.33)$$

On aurait une relation analogue pour les trous, du fait que $n = p$ dans la couche. En introduisant la densité de courant :

$$j = \frac{I}{wL} \quad (1.34)$$

on obtient en régime permanent ($dn/dt = 0$) une relation entre la densité de courant et la densité de porteurs :

$$\frac{j}{qd} = \frac{n}{\tau_n} \quad (1.35)$$

La relation (1.35) montre que pour une valeur donnée du courant, n est inversement proportionnelle à l'épaisseur d de la couche active.

V.3. Confinement optique
La couche active à petit gap possède un indice de réfraction n_1 plus élevé que l'indice n_2 des couches de confinement à grand gap, de sorte que la structure DH s'apparente à un **guide d'onde plan**. Dans un guide, l'onde se propage par réflexion totale uniquement pour certaines valeurs de l'incidence φ_m ($m = 0, 1, 2, \dots$), chaque valeur de m définissant un mode de propagation. Etant donnée la très faible épaisseur d de la couche active, on montre que seul le mode fondamental ($m = 0$) peut se propager.

L'allure de la répartition transversale du champ électrique $E(y)$ du mode fondamental est indiquée sur la figure 14 :

- On observe la présence surprenante d'une onde dans les couches de confinement : c'est l'**onde évanescente**³.
- Cette onde évanescente est liée à la surface, elle est caractérisée par une décroissance exponentielle du champ à l'extérieur du guide.

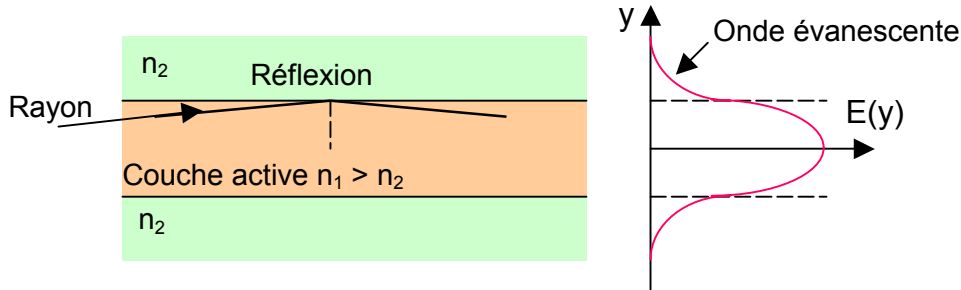


Fig. 14 : Répartition transversale du champ électrique dans la couche active (mode fondamental). L'onde évanescente pénètre dans les couches de confinement.

Une partie du mode se propageant à l'extérieur du guide, on définit le facteur de confinement optique Γ :

$$\Gamma = \frac{\text{énergie dans la couche}}{\text{énergie totale du mode}} < 1 \quad (1.36)$$

Les photons qui se propagent hors de la couche active ne donnent pas de gain d'émission stimulée, pour cette raison le gain effectif g_{eff} dans une diode laser est réduit par rapport à la valeur théorique (1.30) :

$$g_{\text{eff}} = \Gamma a(n - n_0) \quad (1.37)$$

Les calculs d'optique montrent que pour $d = 0.2 \mu\text{m}$, les valeurs de Γ sont de l'ordre de 0.3 et 0.4.

V.4. Courant de seuil

On a montré précédemment qu'au seuil le gain compense les pertes, ce qui permet d'écrire dans le cas présent :

$$\Gamma g_s = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (1.38)$$

Le gain au seuil g_s étant tiré de la relation (1.37) où l'on fait $n = n_s$. En supposant de plus que $R_1 = R_2 = R$, on obtient pour n_s :

$$n_s = n_0 + \frac{1}{\Gamma a} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \quad (1.39)$$

On en déduit la valeur de la densité de courant de seuil j_s et le courant de seuil I_s à l'aide des relations (1.35) et (1.34) respectivement.

V.5. Puissance d'émission

Une fois le seuil atteint, la densité de porteurs n dans la couche active sature à la valeur n_s : c'est le phénomène de saturation du gain déjà signalé. Toute augmentation

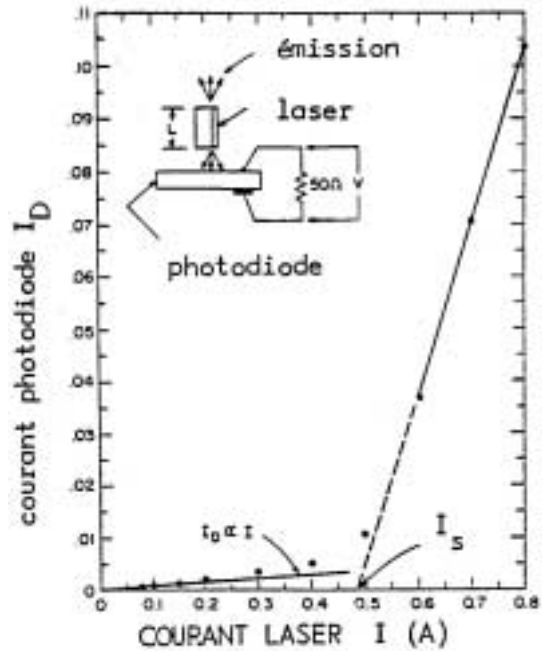
³ L'étude des guides d'ondes est développée dans le module communications optiques de dernière année

ultérieure du courant injecté I au dessus de I_s conduit à l'émission de photons par *émission stimulée*, alors que l'émission spontanée sature.

Fig. 15 : Caractéristique $P_{opt} = f(I)$ d'une diode laser.

La puissance optique est mesurée à l'aide d'une photodiode étalonnée, que l'on place devant l'une des faces de la diode laser, selon le schéma.

La valeur du courant de seuil I_s est obtenue graphiquement par extrapolation de la courbe expérimentale.



Admettons que pour $I > I_s$, les recombinaisons électron-trou produisent des photons par émission stimulée avec une efficacité quantique η_i . Le nombre de photons créés par seconde s'écrit :

$$N_{ph} = \eta_i \frac{I - I_s}{q} \quad (1.40)$$

Ceci correspond à une puissance optique cohérente émise à l'intérieur de la cavité :

$$P_i = \eta_i \frac{I - I_s}{q} h\nu \quad (1.41)$$

Cette puissance est dissipée sous deux formes :

1. Une partie est dissipée à l'intérieur de la cavité, proportionnellement aux pertes internes α_i .
2. La partie P_{ext} est transmise à travers les miroirs de sortie, proportionnellement à α_m , si on pose :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (1.42)$$

Ecrivons que les puissances dissipées sont dans le rapport des pertes :

$$\frac{P_{ext}}{P_i} = \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (1.43)$$

Dans le cas $R_1 = R_2$, chaque face émet la puissance P_{opt} telle que :

$$P_{opt} = \frac{P_{ext}}{2} = \eta_i \frac{I - I_s}{2q} h\nu \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (1.44)$$

L'**Efficacité quantique différentielle externe η_{ext}** est définie par la relation :

$$\eta_{ext} = \frac{\text{accroissement du nombre de photons émis}}{\text{accroissement du nombre de porteurs injectés}}$$

Ce qui donne, en comptant le flux émis par les deux faces :

$$\eta_{ext} = \frac{\Delta N_{ph}}{\Delta I/q} = \frac{2\Delta P_{opt}/h\nu}{\Delta I/q} \quad (1.45)$$

Ce paramètre est proportionnel à $\Delta P_{opt}/\Delta I$, la pente de la caractéristique courant-Puissance $P_{opt} = f(I)$, correspondant à la puissance émise par une seule face. On déduit de la relation (1.44) la valeur de η_{ext} :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{1}{1 + \frac{\alpha_i L}{Ln1/R}} \quad (1.46)$$

- η_i est voisin de 1.
- des valeurs de η_{ext} voisines de 0,5 ont été mesurées à la température ambiante.

V.6. Rendement de conversion lumineuse:

La jonction étant polarisée en direct sous une tension V , la puissance électrique fournie pour un courant de valeur I est $P = IV$. Le rendement de conversion de la puissance électrique en puissance lumineuse s'écrit, compte tenu de (1.44) :

$$\eta_p = \frac{2P_{opt}}{VI} = \eta_{ext} \frac{I - I_s}{I} \left(\frac{h\nu}{qV} \right) \quad (1.47)$$

Prenons les valeurs numériques suivantes : $\alpha_i = 10 \text{ cm}^{-1}$, $L = 400 \text{ }\mu\text{m}$, $R = 0,32$, on trouve :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{1}{1 + \frac{\alpha_i L}{Ln1/R}} = 0,74\eta_i \quad (1.48)$$

Sous forte polarisation directe, qV est du même ordre de grandeur que $h\nu$ (car $h\nu = E_G$), finalement :

$$\eta_p = 0,74\eta_i \frac{I - I_s}{I} \quad (1.49)$$

- Le rendement lumineux est faible au voisinage du seuil et augmente rapidement en fonction de I . Pour $I \gg I_s$, et $\eta_i = 1$, on peut atteindre à la limite $\eta_p = 0,74$.
- Les valeurs typiques pour les composants conçus pour les communications optiques sont comprises entre 5 et 10 %.

Dégradation des performances : J_s augmente au cours du temps, et l'émission diminue. Ce phénomène de vieillissement est attribué à la formation de dislocations dans le matériau de la zone active, sous différents effets tels que:

- défauts d'interfaces de la couche active (désaccord de maille)
- impuretés introduites lors de la fabrication.

Des durées de vie de 40 000 h (5 ans de fonctionnement) sont obtenues.

VI - DIODE LASER A CAVITE VERTICALE : VCSEL

On développe actuellement des diodes laser à cavité verticale et émission par la surface (dénommées VCSEL pour Vertical Cavity Surface emitting Laser). La VCSEL présente des caractéristiques d'émission et un coût de fabrication qui lui permettent de concurrencer les DL conventionnelles à émission latérale pour certaines applications.

Communications optiques :

- Fonctionnement monomode longitudinal (effet de dispersion chromatique dans les fibres optiques).
- Stabilité en température
- Faible divergence du faisceau, permettant un meilleur couplage dans les fibres optiques.

Traitement optique du signal : possibilité de réaliser des matrices bidimensionnelles à forte densité d'intégration et faible courant de seuil.

Les premières réalisations remontent à 1979 (Soda, Iga et col. Tokyo Institute of Technology). Dès 1984, une émission continue était obtenue à partir d'une structure de type DH (couche active InGaAsP émettant à 1,3 μm).

La structure d'une VCSEL est représentée schématiquement sur la figure suivante, sur laquelle on peut identifier les éléments essentiels d'une diode laser (couche active, cavité de Fabry-Perot délimitée par des miroirs). Ce composant peut comporter jusqu'à 200 couches semiconductrices superposées.

VI.1. Structure de la VCSEL

Cavité optique : Dans cette configuration, la lumière oscille verticalement dans une cavité courte (ou **microcavité**⁴) située entre deux miroirs de type « multicouches » et l'émission se fait par la surface⁴.

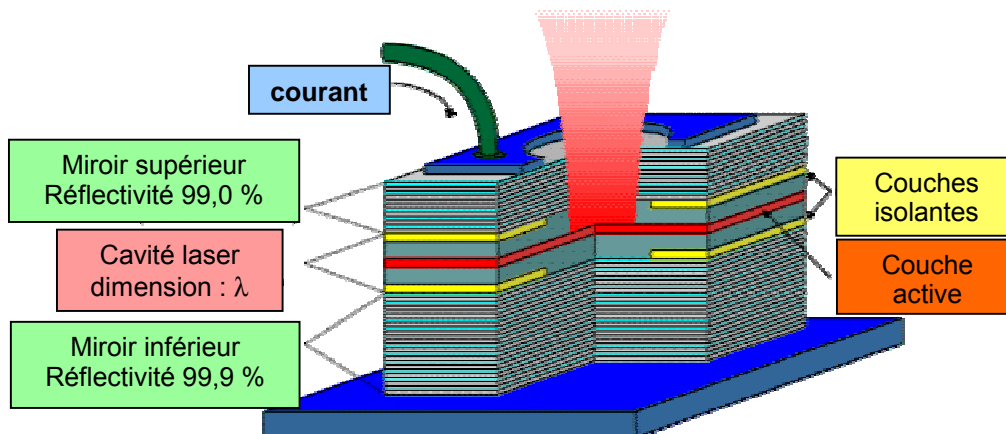


Fig. 16 : Coupe schématique éclatée d'une VCSEL.

La cavité optique a une longueur L de l'ordre de 1 à 3 longueurs d'onde, ce qui est très court comparé à une DL à émission latérale (L de l'ordre de 300 μm). La relation (1.23) montre que pour une cavité courte, il est possible de compenser l'influence du terme en $1/L$ dans l'expression de α_m , par une augmentation des pouvoirs réflecteurs R_1 et R_2 des miroirs, afin de conserver une valeur raisonnable du gain au seuil g_s . Un calcul simple indique que des valeurs voisines de 100 % sont nécessaires pour R_1 et R_2 . Des valeurs aussi élevées ne peuvent être obtenues avec des miroirs métalliques

⁴ Dans une DL conventionnelle, la lumière oscille horizontalement et l'émission a lieu latéralement.

et il est nécessaire de faire appel à des miroirs multicouches de type DBR (Distributed Bragg Reflector).

Les couches composant la structure (miroirs, couche active, cavité) sont déposées par **épitaxie** de composés semi-conducteurs dont on contrôle la composition et l'épaisseur (la précision sur l'épaisseur est de l'ordre de la couche monoatomique). La lumière est émise orthogonalement à la couche semi-conductrice et parallèlement au sens de propagation du courant d'alimentation. L'ouverture circulaire sur la couche supérieur permet de laisser passer le faisceau laser.

Couche active : La couche active, placée au centre de la cavité, comporte généralement plusieurs puits quantiques (de 1 à 3 puits), ce qui représente une épaisseur de l'ordre de $d = 20 \text{ nm}$: la couche active n'occupe qu'une faible partie de la cavité.

Un contact annulaire déposé en surface du dispositif permet l'injection de courant à travers les couches qui constituent les miroirs DBR, tout en laissant passer la lumière en son centre. Diverses astuces technologiques sont utilisées pour forcer les lignes de courant à traverser le centre de la zone active (hétérojonctions latérales, présence de couches isolantes sur le pourtour, bombardement par des protons).

Miroirs multicouches : Ils utilisent les interférences constructives d'une onde réfléchie sur un milieu présentant une variation périodique d'indice de réfraction (réflexion de BRAGG). Ces miroirs sont constitués d'un empilement de couches semiconductrices (ou parfois diélectriques) non absorbantes, dont les indices de réfraction varient alternativement d'une couche à l'autre, comme indiqué sur la figure suivante (avec $n_1 < n_2$).

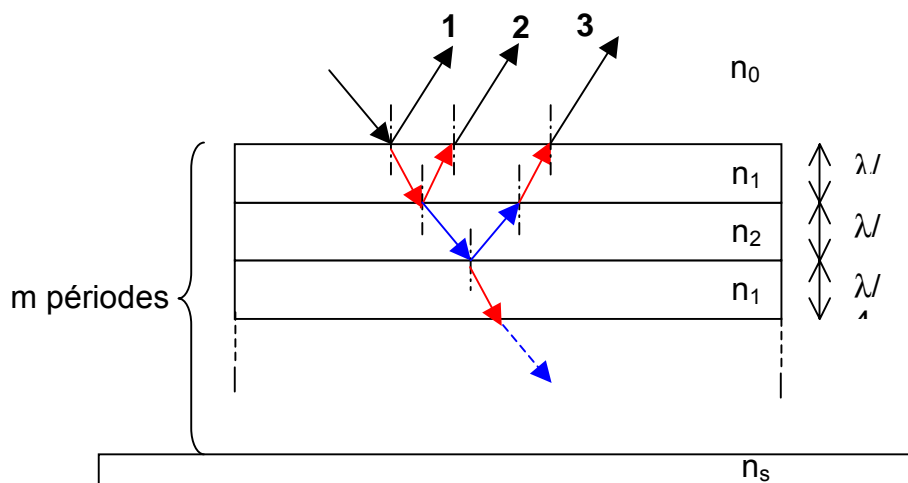


Fig. 17 : Réflexion sur un système multicouches non absorbantes.

Les rayons 1,2,3, etc, proviennent des faibles réflexions partielles aux différentes interfaces. A l'incidence normale, ces ondes sont en phase, si l'épaisseur e est égale à $\lambda/4$ ⁵, où λ est la longueur d'onde dans le milieu d'indice n_1 ou n_2 . Les champs s'ajoutent alors (interférences constructives) et le pouvoir réflecteur R est une fonction croissante du nombre de périodes m et des indices de réfraction n_1 et n_2 des couches. On montre la relation suivante :

⁵ Et non pas $\lambda_0/2$ comme on pourrait le penser, car une fois sur deux, l'onde provenant du milieu de faible indice n_1 , subit un déphasage de π , alors que le déphasage est nul lorsque l'onde provient du milieu d'indice élevé n_2 .

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}} \right)^2 \quad (1.50)$$

VI.2. Courant de seuil

Voir problème 2

VI.3. Propriétés de l'émission

Spectre d'émission : Voir problème 2.

Structure du faisceau : A la sortie du composant, le faisceau est élargi par la diffraction. On compare sur la figure 18 les caractéristiques du faisceau à la sortie d'une DL à émission latérale et d'une VCSEL :

La diode laser à émission latérale émet un faisceau de **section elliptique**. Le demi angle d'ouverture est voisin de 40 degrés dans sa plus grande dimension.

Le faisceau émis par une VCSEL présente une section circulaire. L'ouverture (demi angle au sommet du cône d'émission) est donnée par les lois classiques de la diffraction par une pupille circulaire, car le diamètre de sortie d est grand devant la longueur d'onde d'émission, soit :

$$\theta_d = \frac{1,22\lambda}{D} \quad (1.51)$$

Pour $D = 10 \mu\text{m}$, et $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$, on trouve que l'ouverture angulaire est inférieure à 10 degrés.

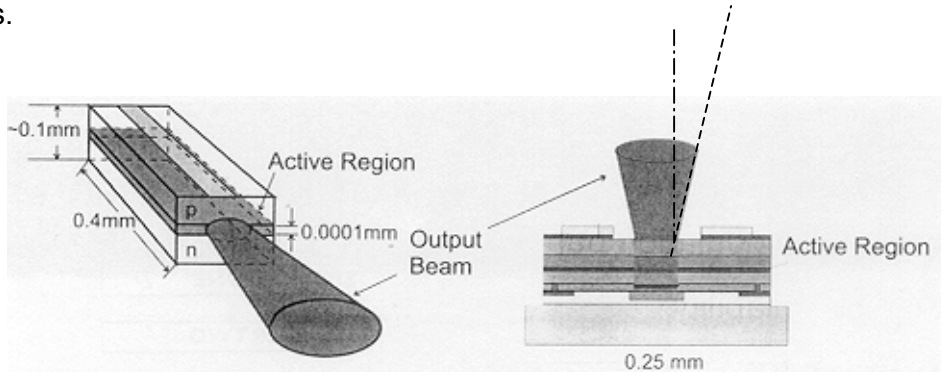


Fig ; 18 : Comparaison des faisceaux de sortie d'une DL à émission latérale et d'une VCSEL.

VII - PROBLEMES

VII.1. Diode laser à double hétérojonction

On considère une DL à double hétérostructure (DH) à $1,3 \mu\text{m}$, qui possède les caractéristiques suivantes:

Longueur de la cavité	$L = 300 \mu\text{m}$
Epaisseur de la couche active	$d = 0,2 \mu\text{m}$
Constante de gain	$a = 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Densité à la transparence	$n_0 = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Pertes internes	$\alpha_i = 40 \text{ cm}^{-1}$
Indice de réfraction (couche active)	$n_1 = 3,4$
Durée de vie des électrons	$\tau_n = 2,0 \cdot 10^{-9} \text{ s}$
Facteur de confinement optique	$\Gamma = 0,3$

1 – Calculer la densité de courant de seuil j_s .

2 – En déduire la valeur du courant de seuil I_s , la couche active étant en fait un ruban enterré de largeur $w = 2 \mu\text{m}$.

3 – Au temps $t = 0$ on applique un échelon de courant de valeur $I_0 > I_s$.

- Ecrire l'équation de continuité pour la densité électronique n , dans la couche active.
- En déduire la loi de variation de la densité électronique $n(t)$ en fonction du temps (on suppose $n = 0$ à $t = 0$).
- Donner l'expression de n_∞ , la valeur de n pour $t \rightarrow \infty$

4 – Au moment où n atteint la valeur de seuil n_s , le laser entre en oscillation et l'apparition de l'émission stimulée maintient n à la valeur n_s (phénomène de saturation du gain).

- Donner l'expression du temps t_D « d'allumage » du laser, en fonction de τ_n , I_0 et I_s .
- Calculer t_D pour $I_0 = 2 I_s$.
- Quelle est la conséquence de ce retard d'allumage pour l'utilisation des diodes lasers dans les systèmes de transmissions numériques et que proposez-vous pour annuler t_D ?

5 – Le spectre d'émission montre plusieurs composantes des modes longitudinaux, on demande de calculer :

- L'écart de fréquence $\delta\nu$ entre les différents modes longitudinaux.
- Le nombre de modes, si la courbe de gain présente une largeur $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$ (on pourra supposer que l'indice de réfraction n_r est indépendant de λ).

VII.2. Etude d'une VCSEL

1 – Analyse de la structure :

- a) Faire une vue en coupe de la VCSEL représentée sur la figure 16, permettant de situer
 - La couche active d'épaisseur d .
 - La cavité de longueur L .
- b) Donner le type de dopage des couches de confinement et leur rôle dans le pompage de la couche active.
- c) Quel est le rôle des couches isolantes ?
- d) Indiquer sur votre schéma le trajet de la lumière dans la cavité.
- e) Quelle est la condition sur le « gap » des différentes couches, pour que la lumière puisse être émise à l'extérieur ?

2 – Donner la relation entre la longueur L de la cavité (indice de réfraction moyen n_r) et la longueur d'onde λ dans le matériau.

Application numérique : calculer L pour $\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}$ (longueur d'onde dans le vide); $n_r = 3,5$ et $L = 3\lambda$.

3 – La couche active d'épaisseur $d \ll L$, présente un gain de valeur g et une absorption intrinsèque négligeable. Le reste de la cavité présente une absorption α_i .

- a) Calculer le rapport des puissances optiques P/P_0 , pour un aller-retour de la lumière dans la cavité optique (on désigne par R_1 et R_2 les réflectivités des miroirs).
- b) En déduire l'expression du gain au seuil g_s .
- c) Application numérique : Calculer g_s . Données : R_1 et R_2 prendre les valeurs de la figure ; $\alpha_i = 10 \text{ cm}^{-1}$.

4 – Calculer la valeur du courant de seuil I_s avec les données suivantes :

Couche active : $d = 20 \cdot 10^{-9} \text{ m}$; diamètre effectif $D = 25 \cdot 10^{-6} \text{ m}$.

Densité de transparence : $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Gain différentiel : $a = 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Durée de vie des porteurs : $\tau_n = 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

Facteur de confinement optique : $\Gamma = 1$

5 – La courbe de gain, centrée sur λ_0 a une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$.

Calculer :

- a) L'intervalle spectral $\delta\nu$ entre les modes longitudinaux de la cavité.
- b) Le nombre de modes émis par la diode laser (faire un schéma).

6 – On identifie deux causes principales de variation de la longueur d'onde d'émission λ_0 en fonction de la température : la variation du « gap » de la couche active et la variation de l'indice de réfraction de la cavité optique. On donne :

$$\frac{dE_G}{dT} = -0,86 \text{ meV} / \text{K} \text{ et } \frac{dn_r}{dT} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$$

- a) Comparez les variations $d\lambda_0/dT$ pour chacun des effets pris séparément.
- b) Dans le cas d'un fonctionnement monomode longitudinal, lequel des deux effets l'emporte ?