

Chapitre 10

Lasers à semiconducteurs

Principe de fonctionnement

Laser « ruban »

VECSELs (laser à émission par la surface)

Lasers à cascade quantique

Applications

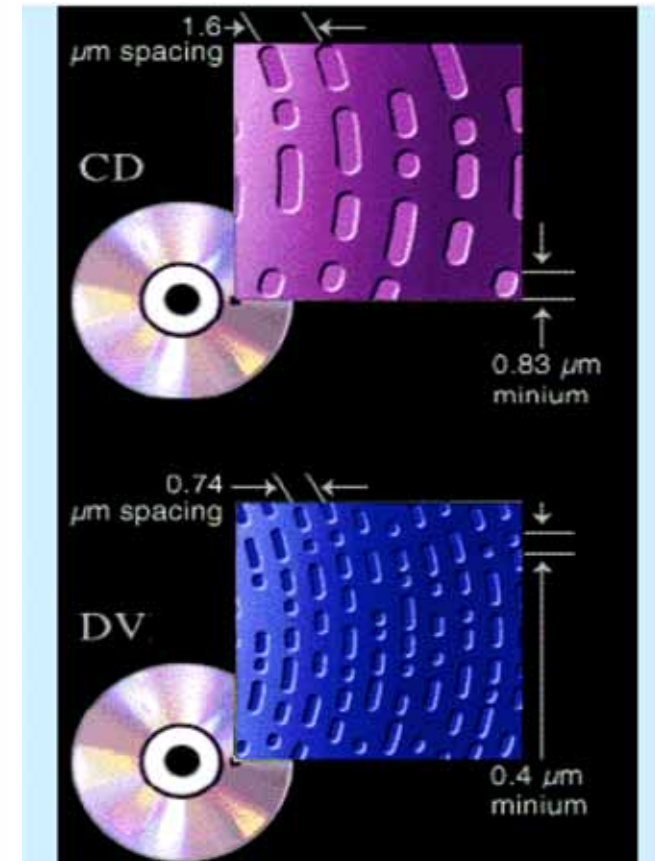
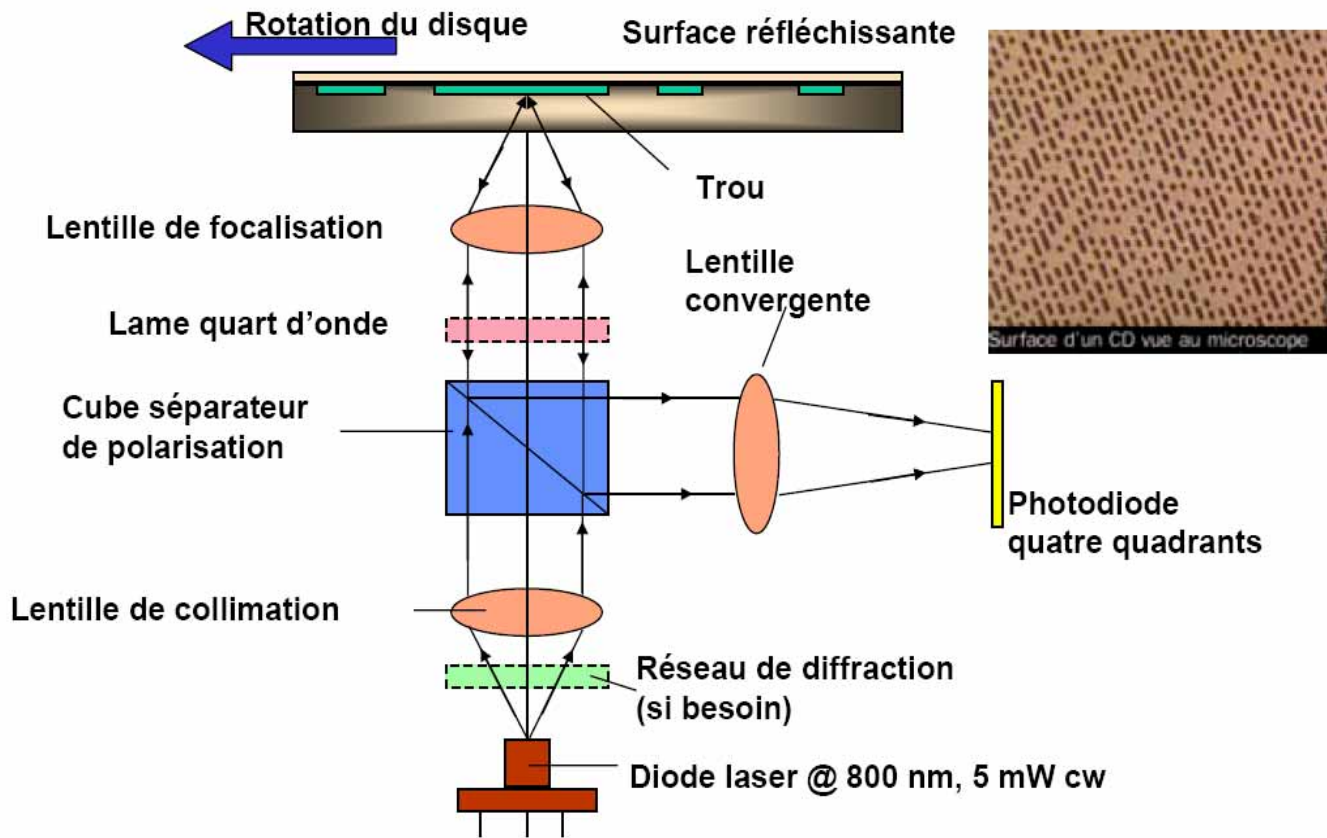


Plan du cours



Laser à semiconducteur: exemple d'application

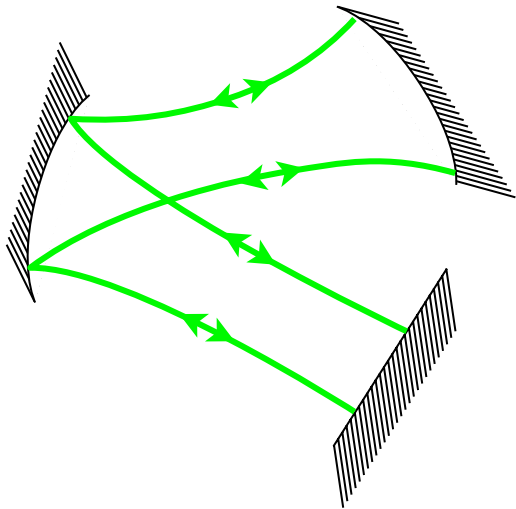
Stockage d'informations : le Compact Disc™



Laser, introduction

Laser \longrightarrow 2 éléments:

Résonateur optique

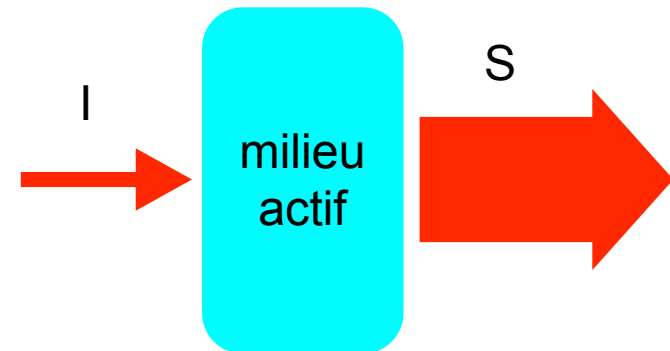


Il existe des modes optiques de la cavité

Ondes stationnaires

- 1- énergie, longueur d'onde particulière
- 2- profil spatial

Milieu actif avec du gain optique



Amplification $S/I = g > 1$

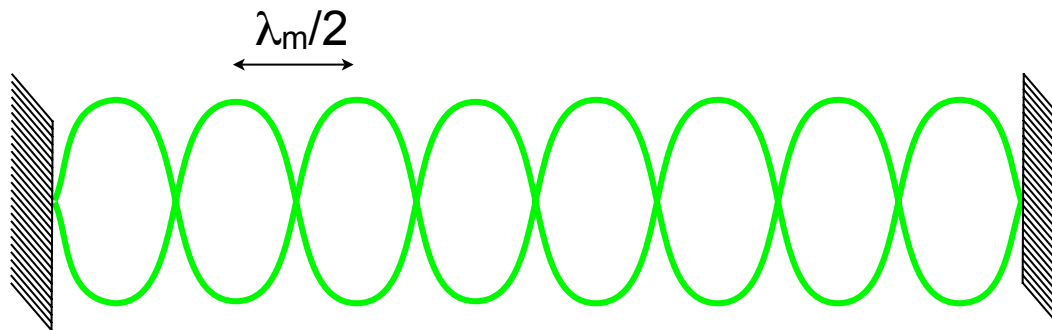
Le gain g dépend de la longueur d'onde

Laser, introduction

Mode optique: la lumière effectue de nombreux aller-retour en phase



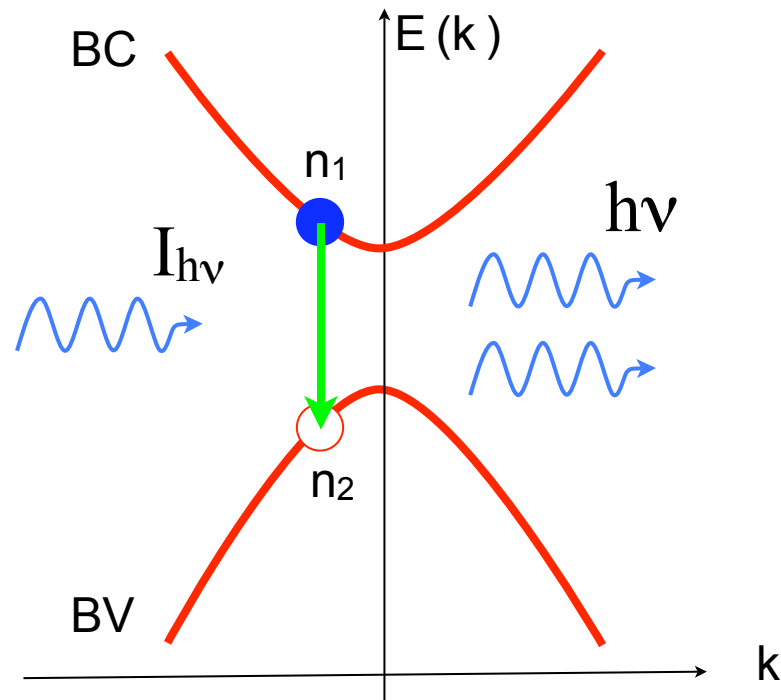
ce qui donne lieu à des interférences constructives



cette condition n'est remplie que pour des longueurs d'ondes particulières, discrètes λ_m , m entier

Processus optiques dans les semiconducteurs

Recombinaison, émission stimulée



émission stimulée
Processus d'amplification

Les taux d'émission stimulés et spontanés ne sont pas indépendants.

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= -B_{12}n_2I_{h\nu} = -\frac{dn_1}{dt} && \text{absorption} \\ \frac{dn_1}{dt} &= -B_{21}n_1I_{h\nu} = -\frac{dn_2}{dt} && \text{stimulé} \\ \frac{dn_1}{dt} &= -An_1 = -\frac{dn_2}{dt} && \text{spontané} \end{aligned}$$

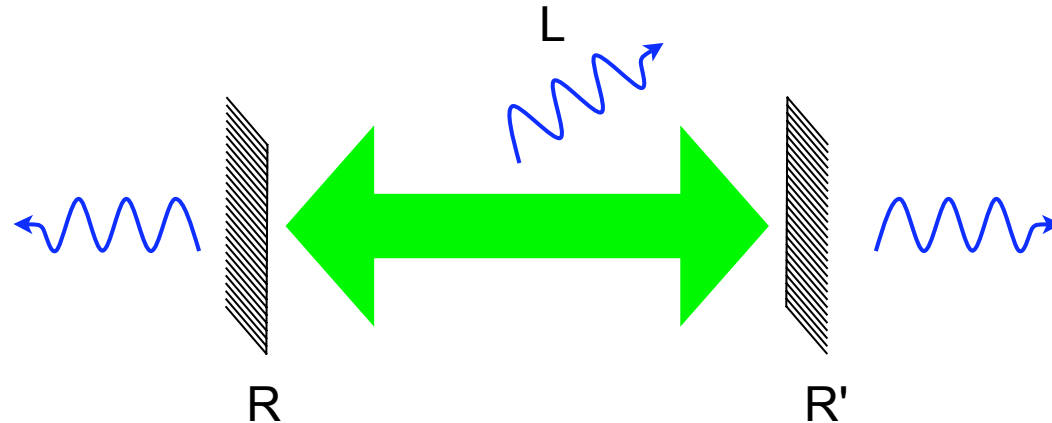
A et B: coefficients d'Einstein

Ils sont reliés par :

$$\begin{aligned} B_{12} &= B_{21} = B \\ \frac{A}{B} &= 8\pi \frac{n^3 \nu^2}{c^3} = \rho_{3D}^{\text{photons}} \text{ densité d'état} \\ & n: \text{indice} \end{aligned}$$

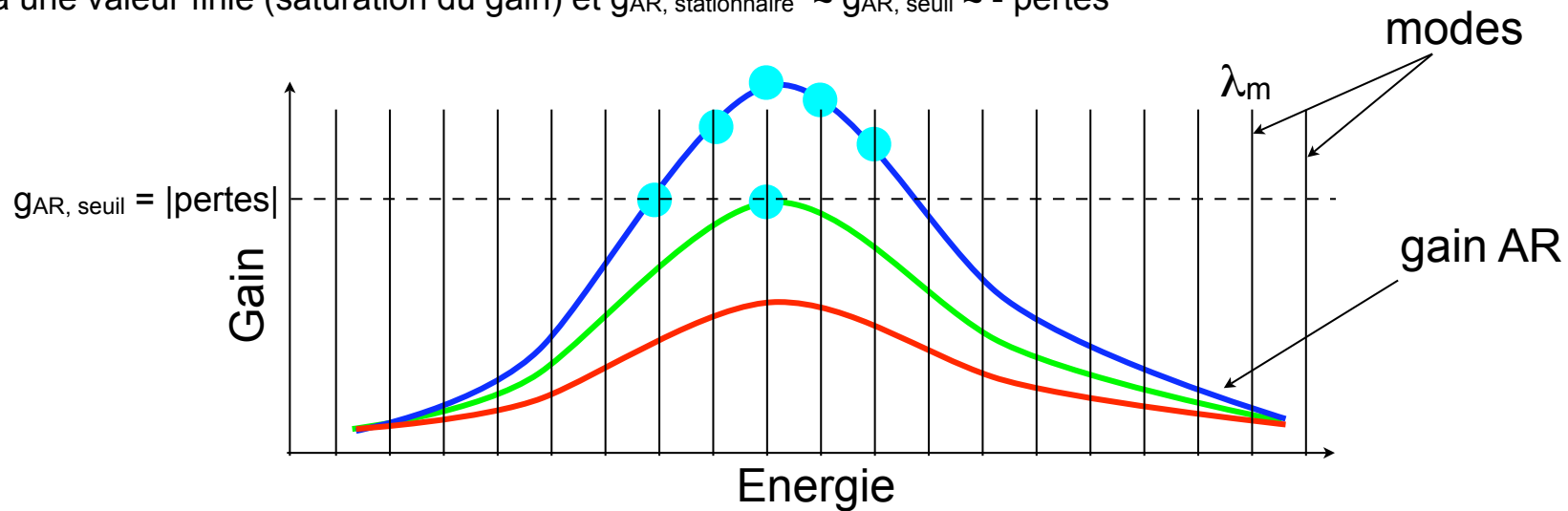
Laser, introduction

Si le gain par aller-retour dépasse les pertes, l'énergie accumulée dans la cavité diverge



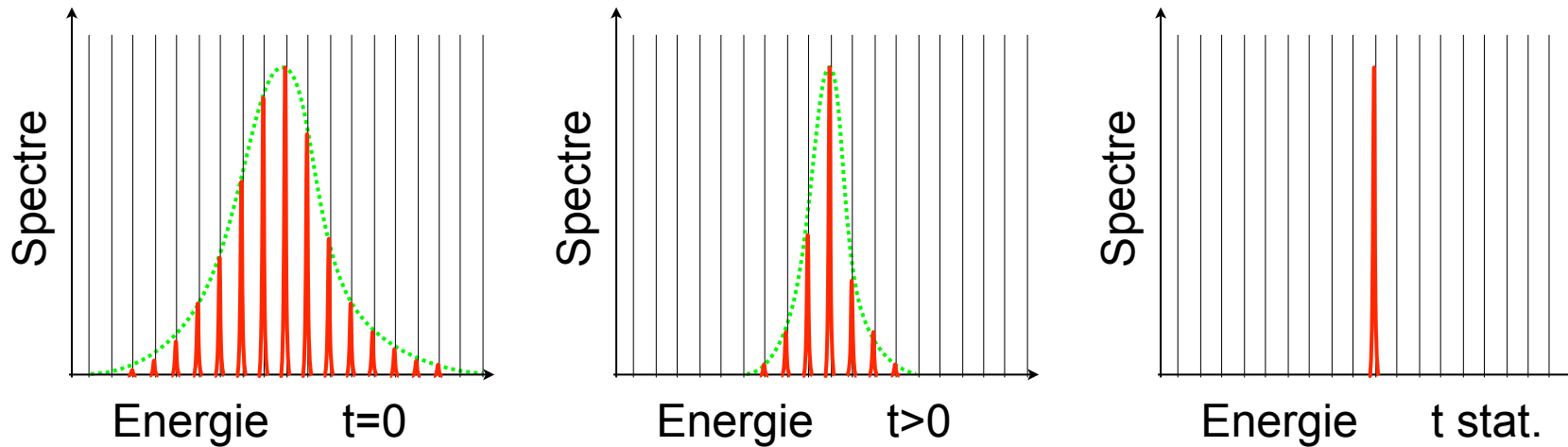
L'énergie optique stockée dans la cavité tend vers l'infini

Dans un laser réel, des phénomènes non linéaires arrête cette divergence à une valeur finie (saturation du gain) et $g_{AR, \text{stationnaire}} \approx g_{AR, \text{seuil}} \approx - \text{pertes}$

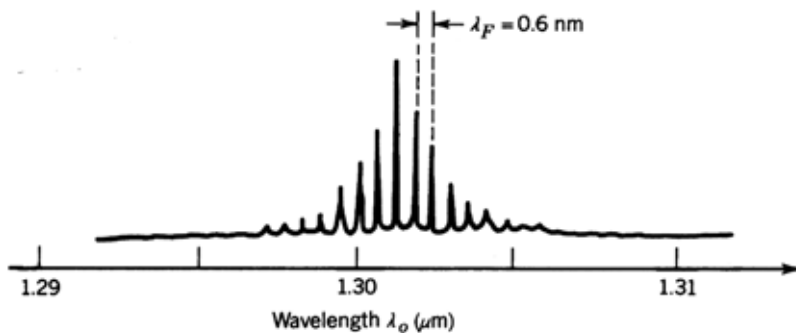


Laser, introduction

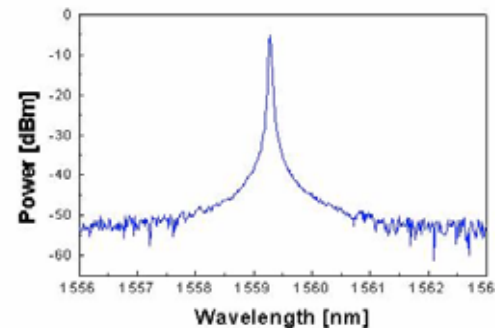
Dans le cas idéal le laser s'enclenche sur tous les modes qui satisfont $g_{AR} > \text{pertes}$



puis un effet de compétition entre modes fait que seul un unique mode subsiste après un temps assez long



Spectre d'émission laser multimode

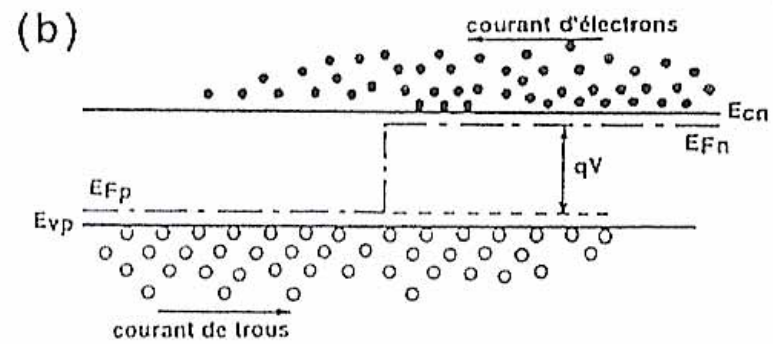
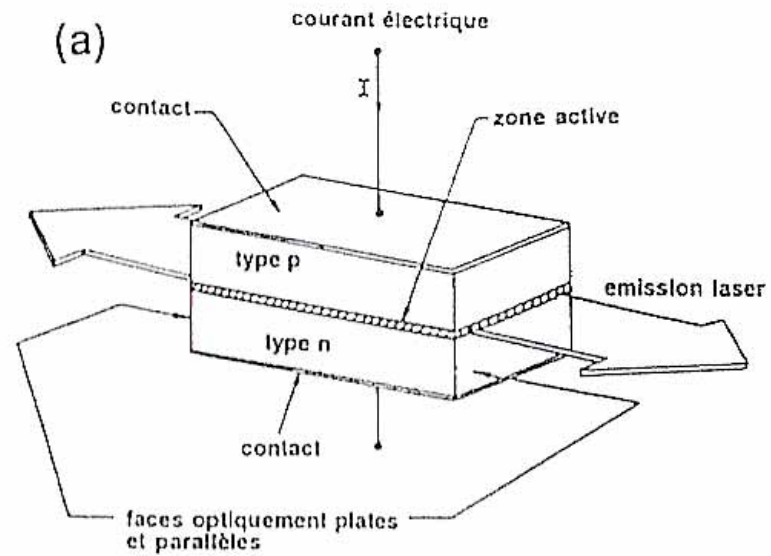


Spectre d'émission laser monomode

Dans la plupart des cas des effets non-linéaires de modulation du gain (spatialement et spectralement) font que le laser est rarement monomode de lui-même

Laser, introduction

Schéma d'un laser semiconducteur



Laser, introduction

Loi de Bernard et Durrafourg pour la transparence

Dire que le gain est > 1 signifie que

Emission $>$ Absorbtion

Probabilité 1 e⁻
dans la BC à
 $k_0 = k_{\text{émission}}$

X

Probabilité 1 trou
dans la BV à
 $k_0 = k_{\text{émission}}$

>

Probabilité 1 e⁻
dans la BV à
 $k_0 = k_{\text{émission}}$

X

Probabilité 1 trou
dans la BC à
 $k_0 = k_{\text{émission}}$

Soit:

$$f_c(k_0) \times (1 - f_v(k_0)) > f_v(k_0) \times (1 - f_c(k_0))$$

Avec

f_c probabilité d'occupation d'un électron dans la bande de conduction

f_v probabilité d'occupation d'un électron dans la bande de valence

Laser, introduction

Loi de Bernard et Durrafourg pour la transparence

Avec E_{Fc} et E_{Fv} les pseudos-niveaux de Fermi

$$f_i(E) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E - E_{Fi}}{k_B T}\right)}} \quad i = c \text{ ou } v \quad \text{Remarque: } f_h = 1 - f_v$$

La condition $f_c(k_0) \times (1 - f_v(k_0)) > f_v(k_0) \times (1 - f_c(k_0))$ devient:

$$f_c(k_0) > f_v(k_0)$$

C'est à dire :

$$\frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E_c(k_0) - E_{Fc}}{k_B T}\right)}} > \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E_v(k_0) - E_{Fv}}{k_B T}\right)}} \Leftrightarrow E_{Fc} - E_{Fv} > E_c(k_0) - E_v(k_0)$$

$$E_{Fc} - E_{Fv} > h\nu$$

Loi de Bernard et Durrafourg

Laser, introduction

La neutralité électrique s'écrit:

$$N_c f_c = N_v f_h = N_v (1 - f_c) \quad f_v = 1 - \frac{N_c}{N_v} f_c < f_c$$

Et donc:

$$f_c > \frac{N_v}{N_c + N_v}$$

De même:

$$f_h > \frac{N_c}{N_c + N_v}$$

Si $N_c \neq N_v$, f_c ou $f_v > 0.5$, on pompe "inutilement" trop une des bandes

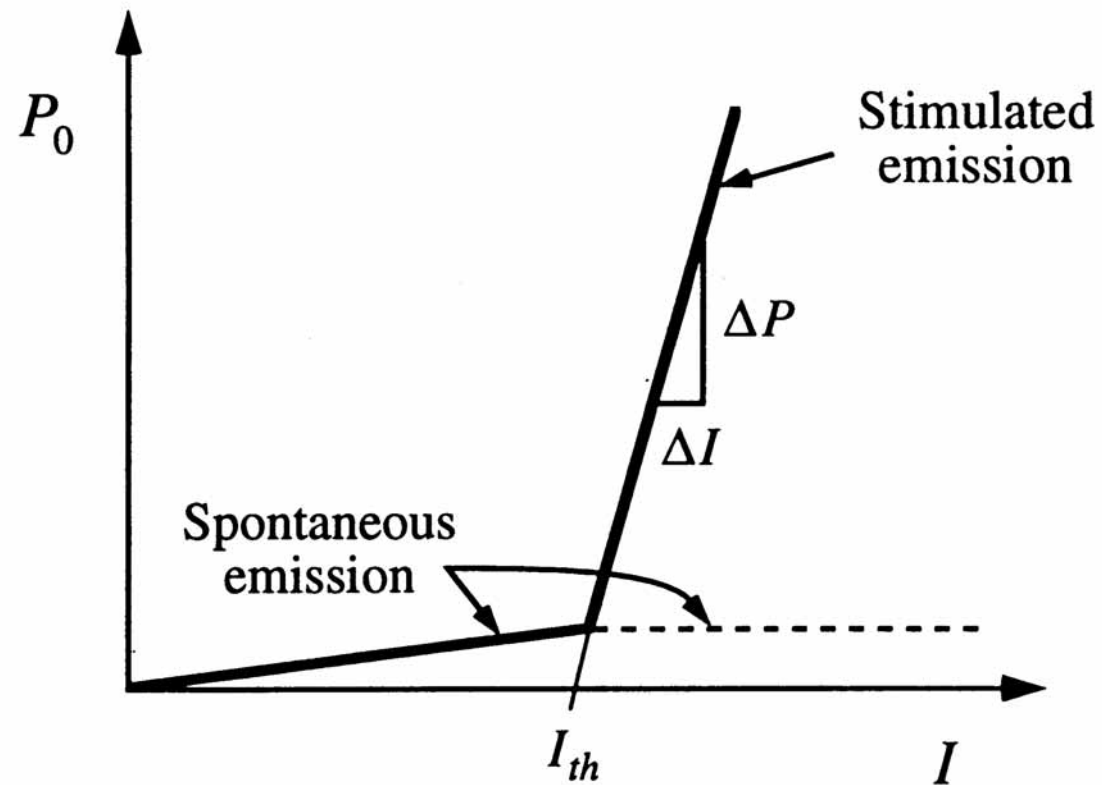
Quelque soit la dimension $N_c = N_v \Leftrightarrow m_e = m_h$ ce qui est rarement le cas

Contrôle de la masse effective (c.a.d. la courbe de dispersion) avec:

- 1 La composition**
- 2 Le confinement**
- 3 Les contraintes**

Laser, introduction

Courbes courant-lumière, L-I



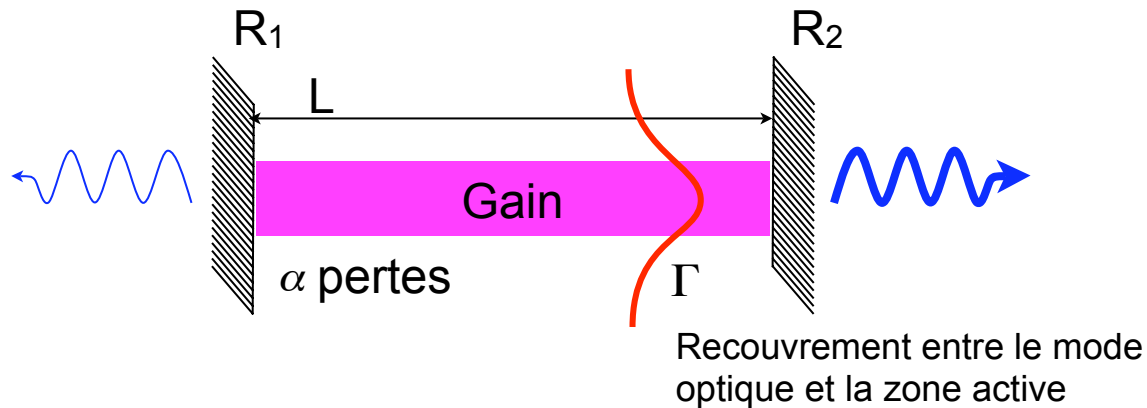
Deux quantités importantes:

1 Courant de seuil I_{th}

2 Rendement quantique différentiel $\eta_d = \frac{e}{h\nu} \frac{\Delta P}{\Delta I}$

Laser, introduction

Seuil et rendement différentiel d'un laser semiconducteur



Au seuil le gain pour un aller-retour = pertes

$$R_1 R_2 e^{-2\alpha L} e^{2\Gamma g_{th} L} = 1$$

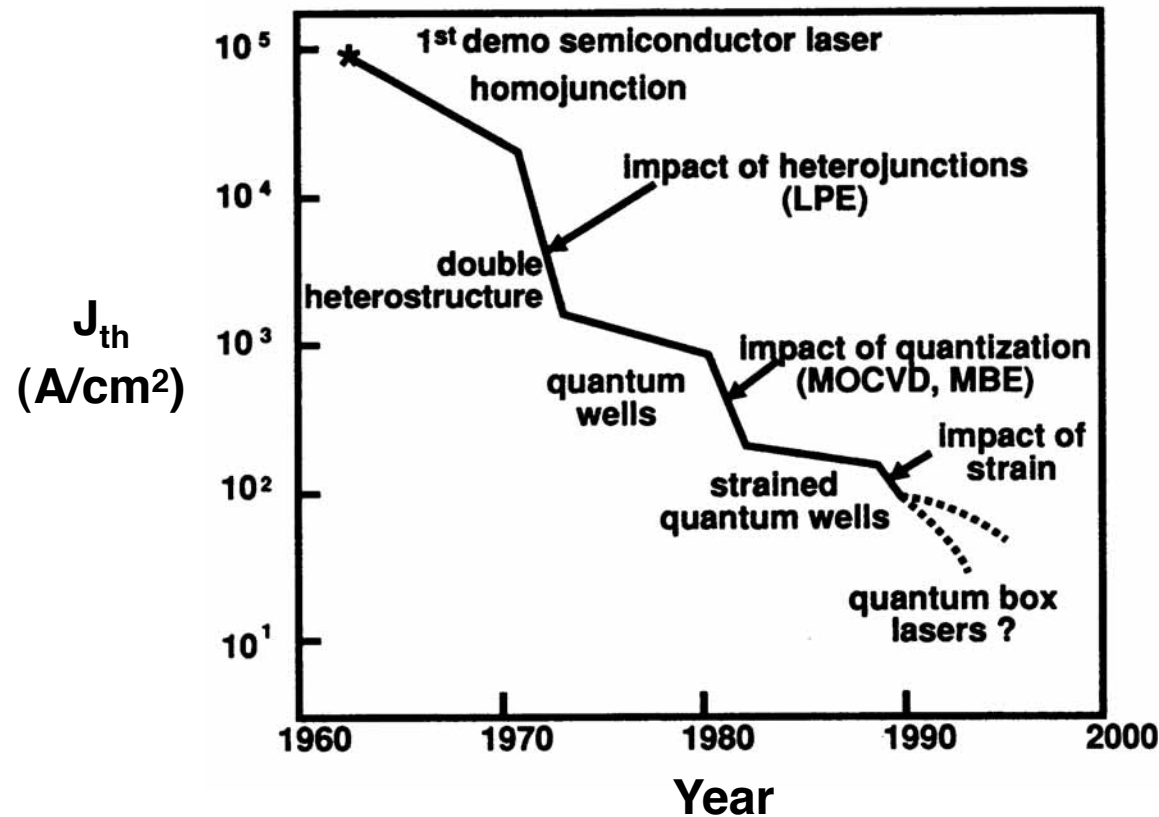
$$\Gamma g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \text{Ln}\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$$

Exercice: montrer que le rendement différentiel vaut

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} \frac{\Delta P}{\Delta I} = \frac{\tau_{non\ radiatif}}{\tau_{radiatif} + \tau_{non\ radiatif}} \frac{\text{Ln}\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{2L\alpha + \text{Ln}\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}$$

Lasers semiconducteur

Historique



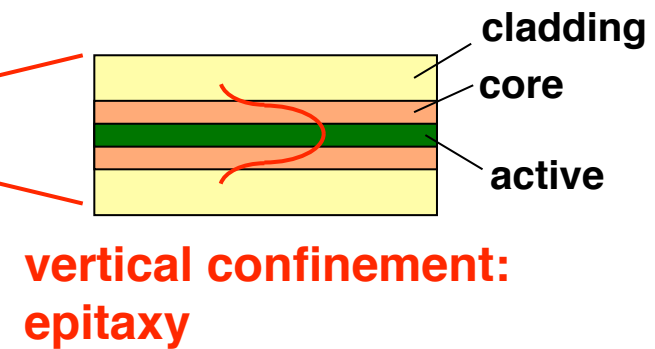
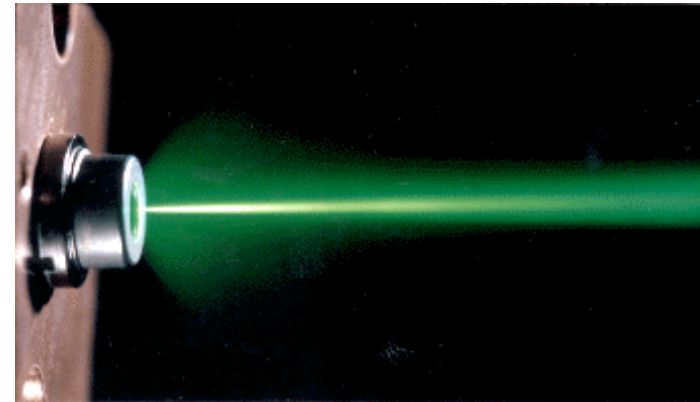
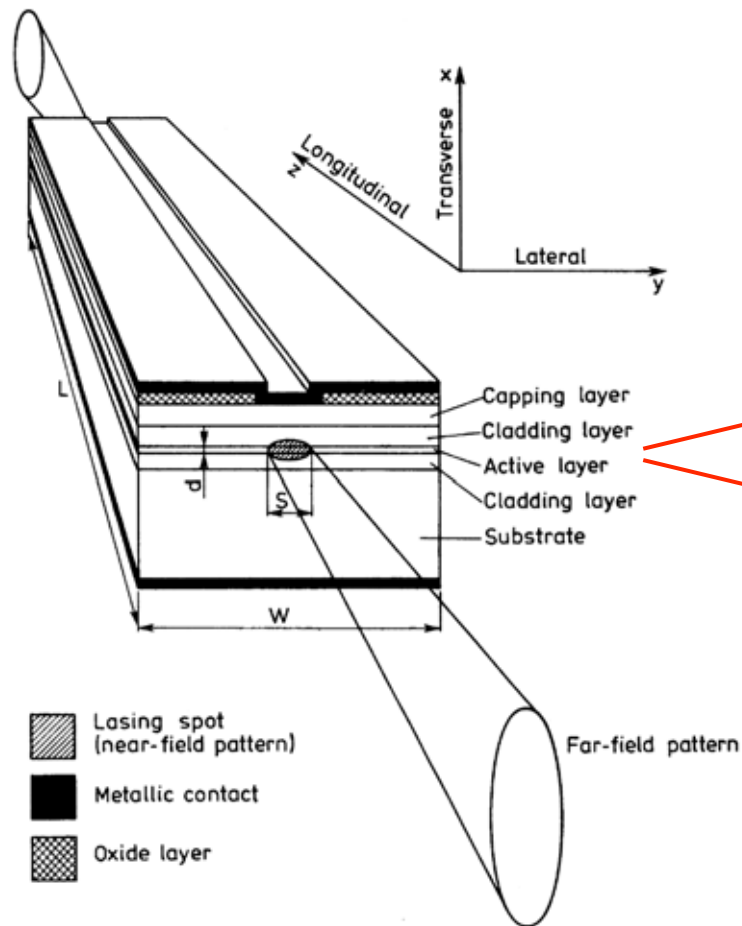
$t = 1 \mu m \Rightarrow J_{tr} : 16 kA/cm^2$ bulk (1960)

$t = 100 nm \Rightarrow J_{tr} : 1.6 kA/cm^2$ heterostructure (1970)

$t = 10 nm \Rightarrow J_{tr} : 160 A/cm^2$ quantum well (1980)

Lasers semiconducteur

Laser ruban, cavité

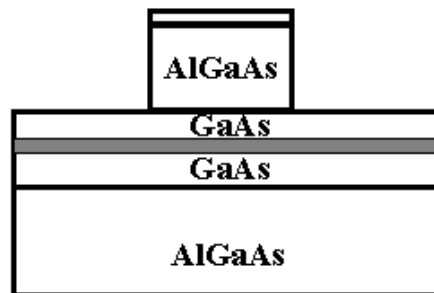


Lasers semiconducteur

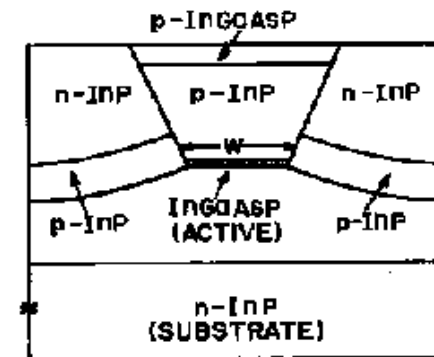
Laser ruban

Confinement latéral par l'indice:

Gravure d'un ruban:

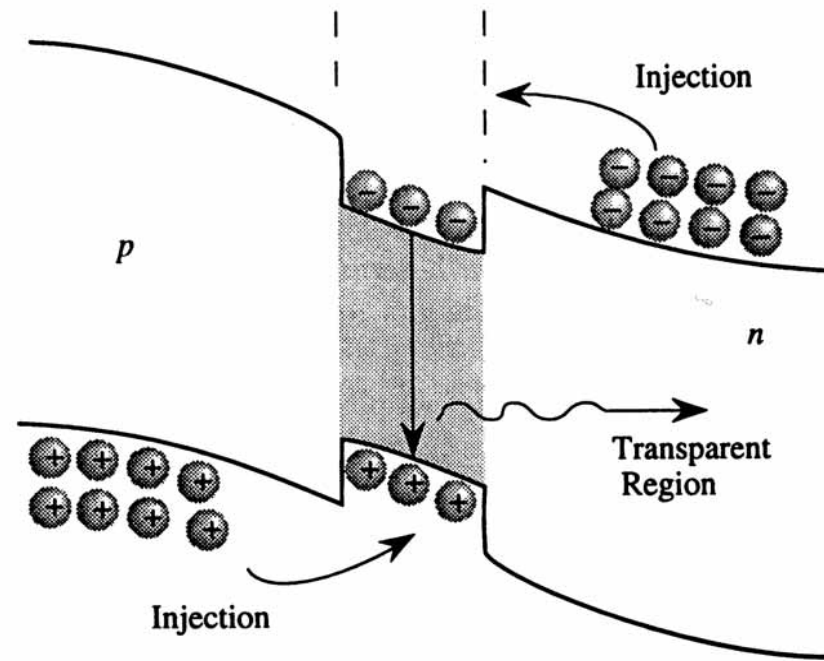


Gravure + recroissance:



Lasers semiconducteur

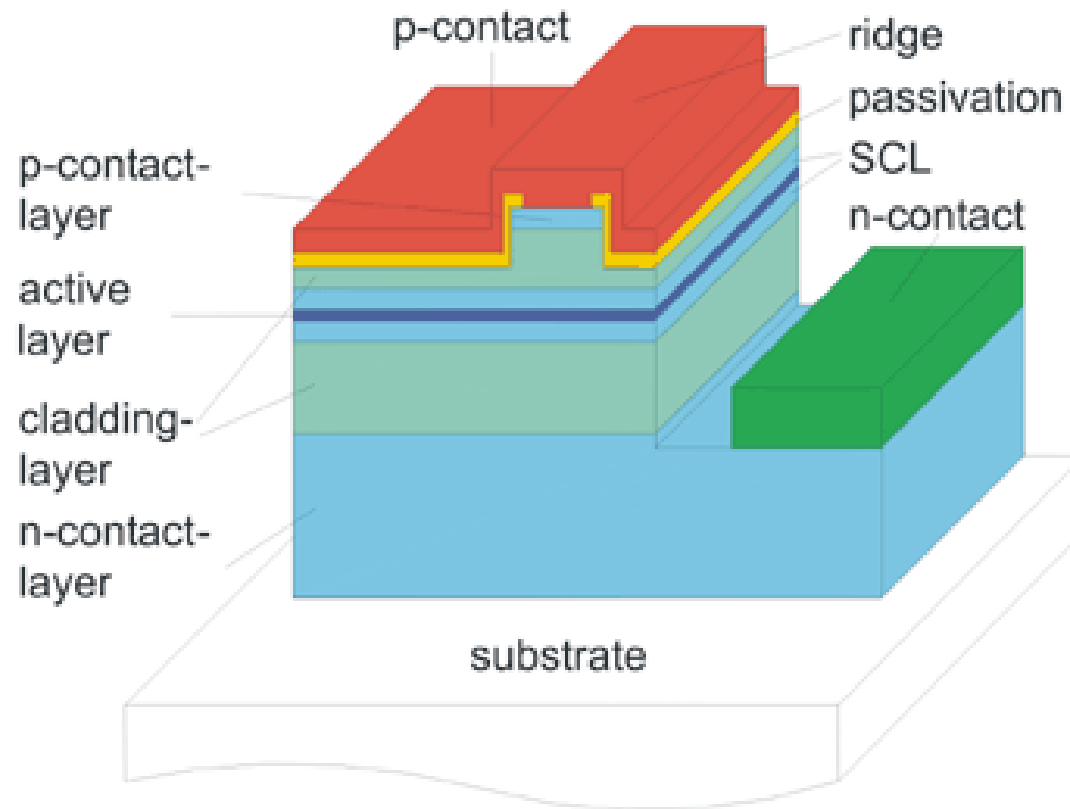
Laser ruban, zone active



jonction p-n

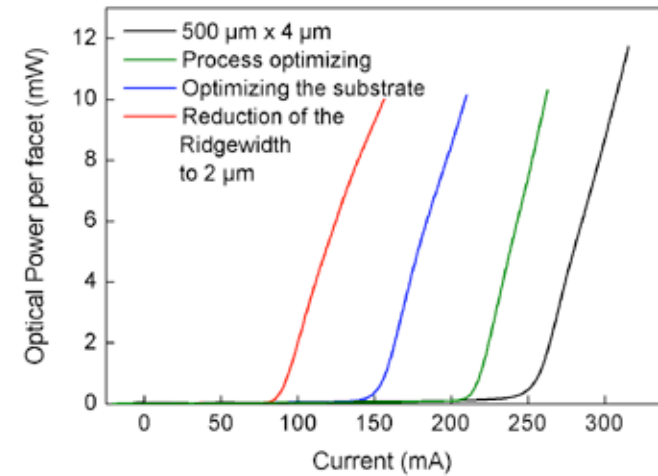
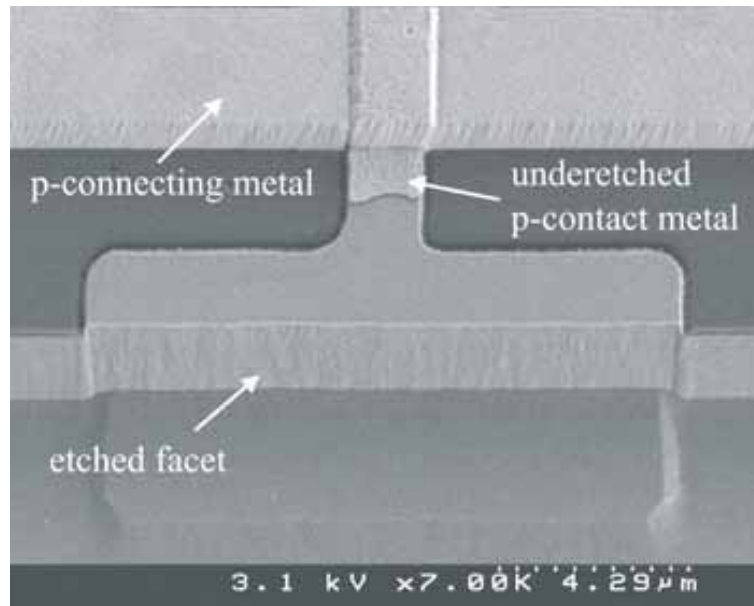
Lasers semiconducteur

Laser ruban

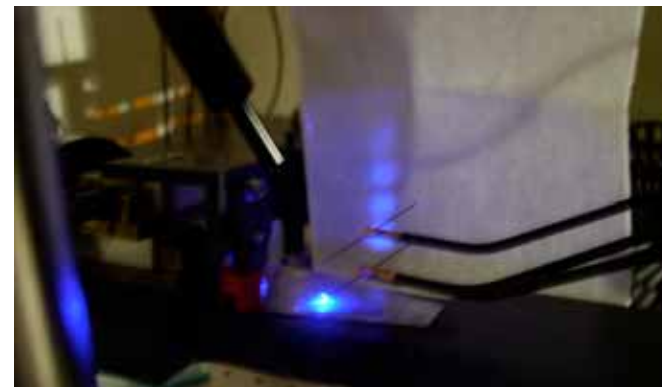


1 μm x 3 μm x 200 μm

Lasers semiconducteur

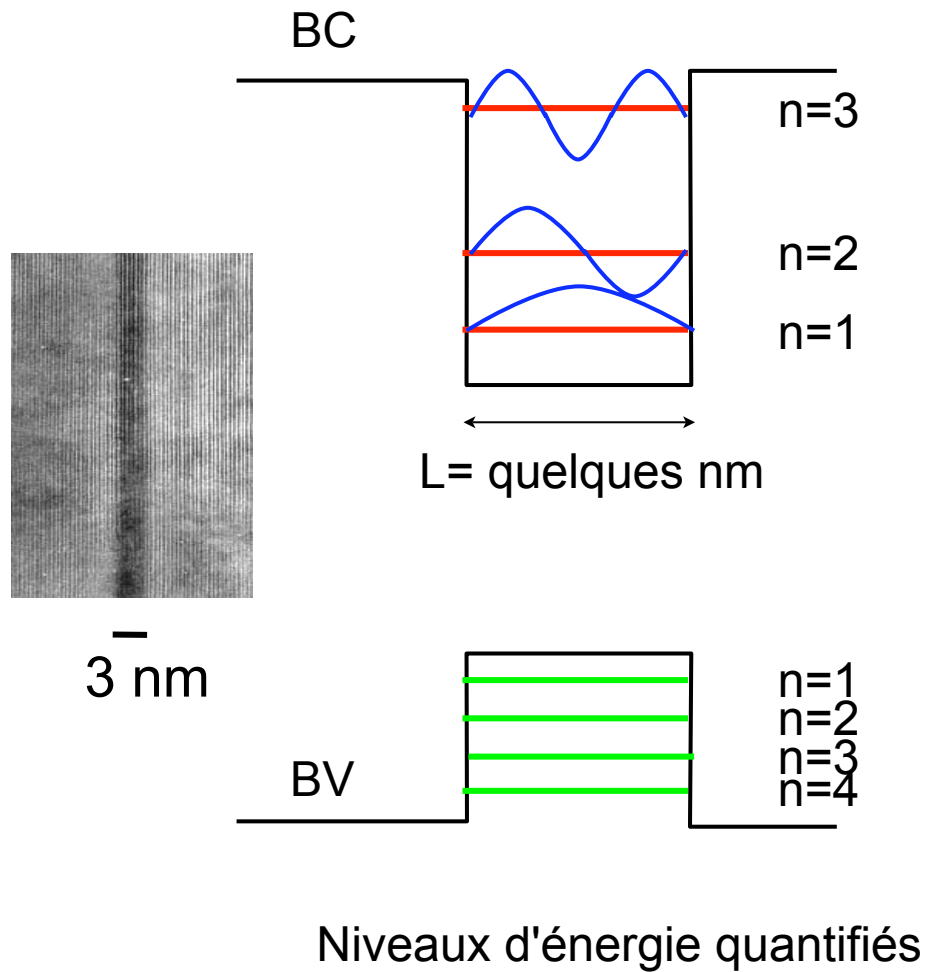


Les facettes sont généralement obtenues par clivage de la plaque

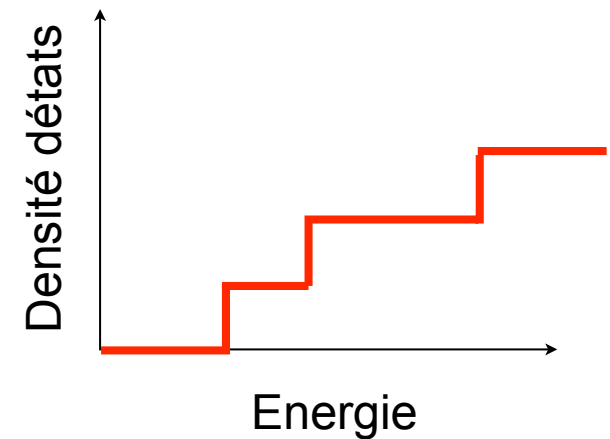


Lasers semiconducteur

Laser à puits quantique



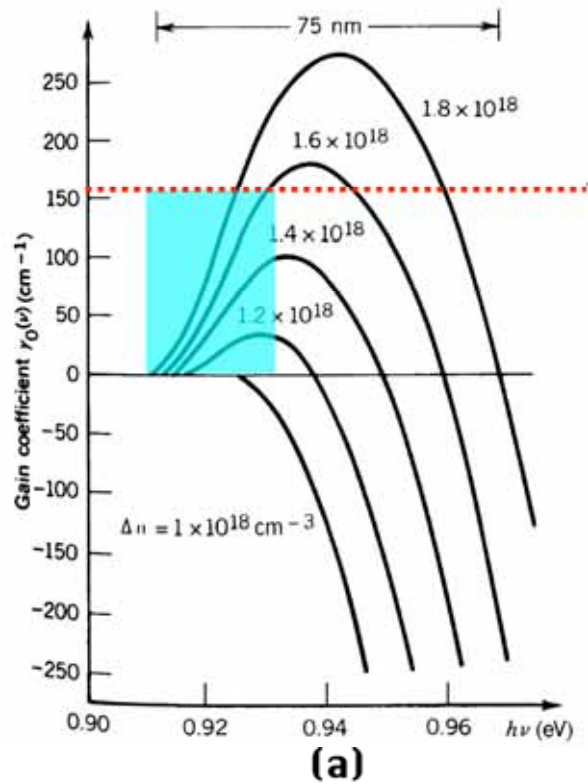
Système bidimensionnel



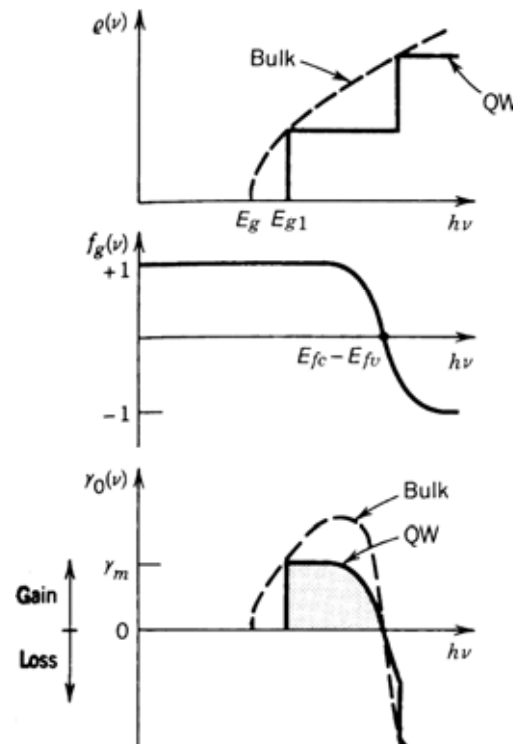
Densité d'états en escalier

Lasers semiconducteur

Laser à puits quantique

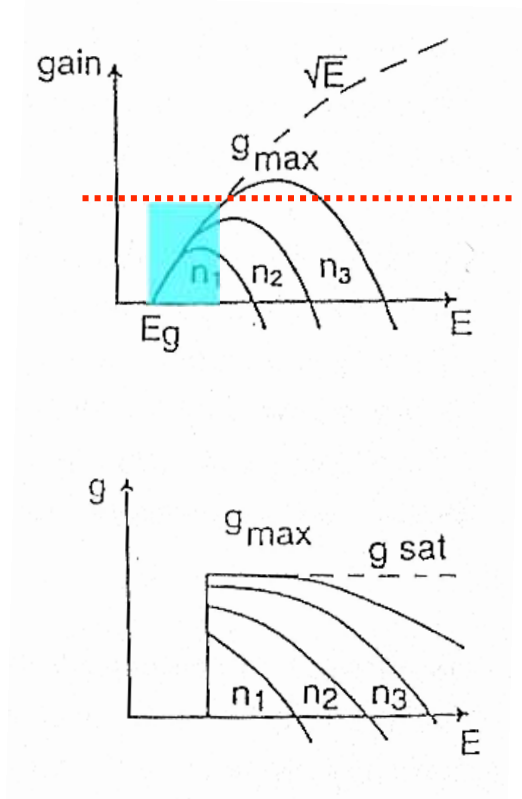


3D: Beaucoup d'énergie est utilisée pour produire du gain à des longueurs d'ondes supérieures



2D: Le nombre d'états inutilement inversés est réduit, du fait de la forme en escalier de la densité d'états.

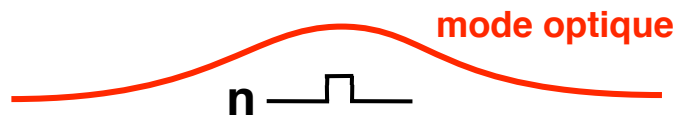
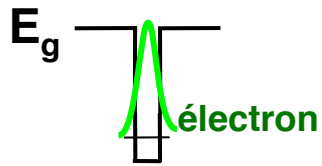
Le prix à payer: le gain saturé



Lasers semiconducteur

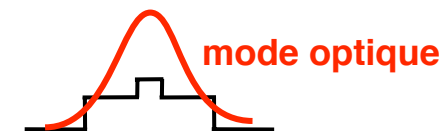
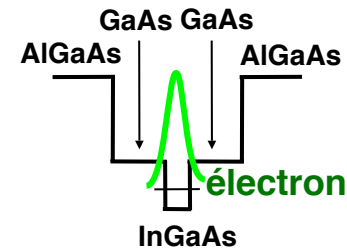
Laser à confinement séparé

Puits quantique:



⇒ **Mauvais confinement**

Puits quantique + hétérostructure



⇒ **Bon confinement:**
Separate-
Confinement
Heterostructure, SCH

Lasers semiconducteur

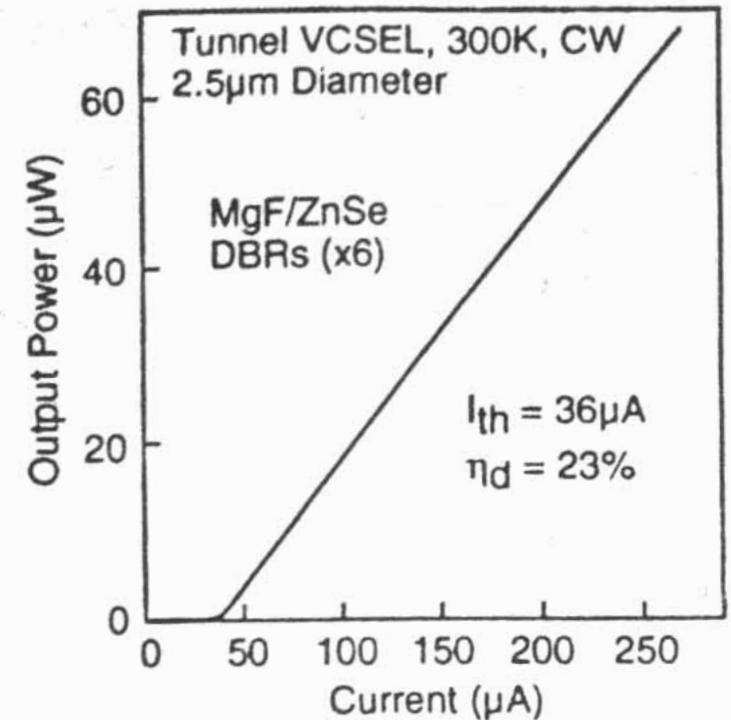
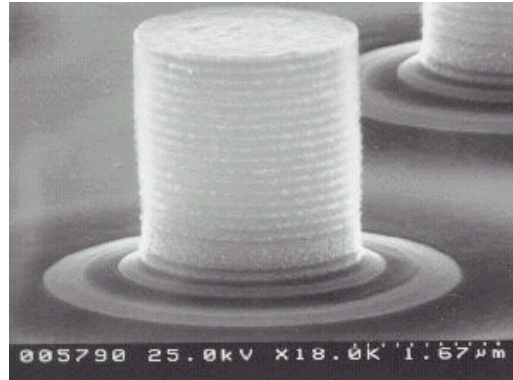
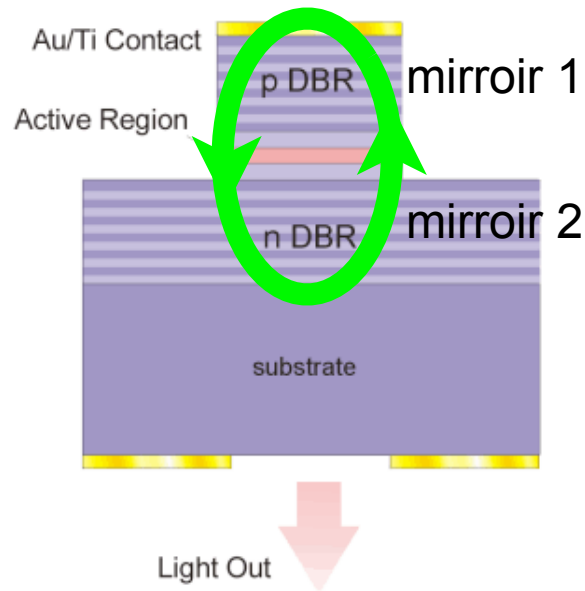
Laser monomode

Techniques pour ne faire laser qu'un seul mode:

- **Réduire le nombre de modes** à l'intérieur du spectre de gain \Rightarrow Cavity courte \Rightarrow **VCSEL**
- **Introduire des pertes différentes** pour les différents modes \Rightarrow **Lasers DBR, DFB**

Lasers semiconducteur

laser à émission par la surface



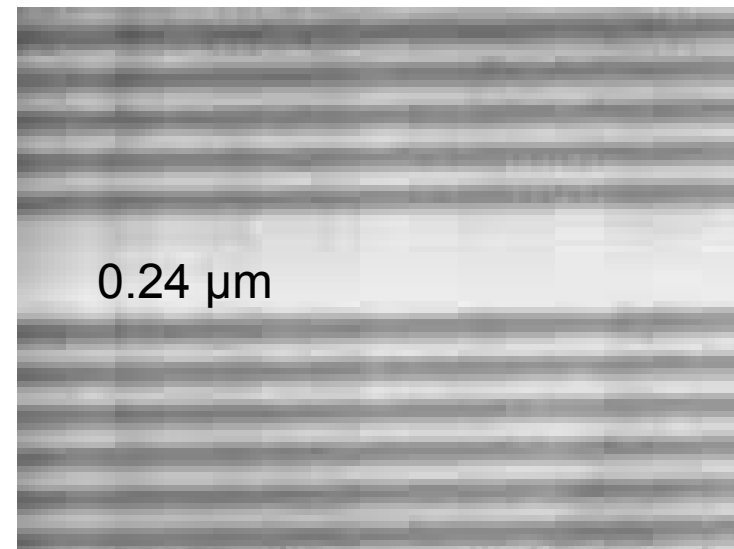
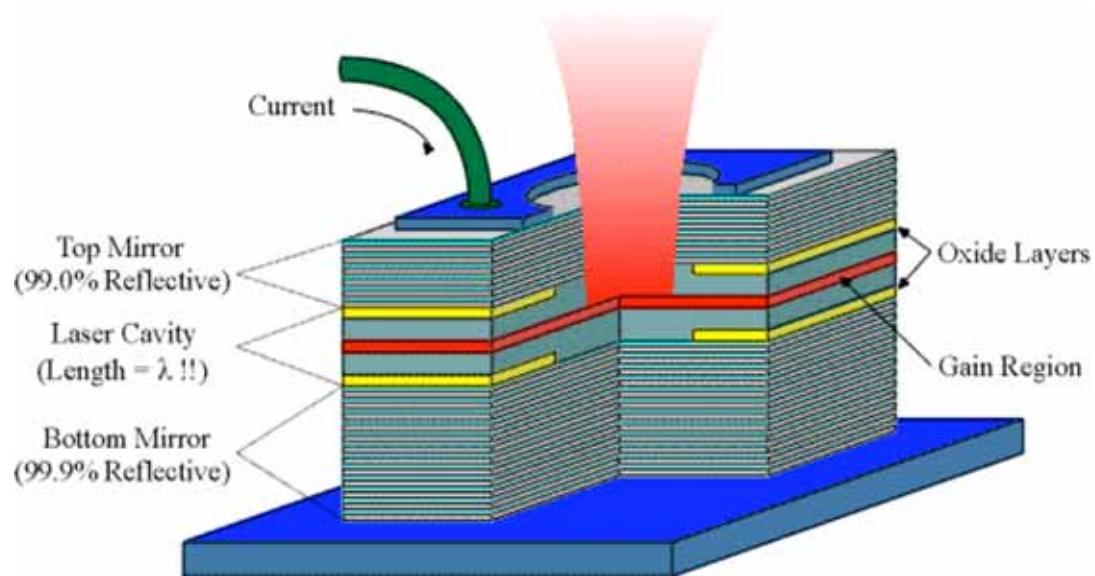
La cavité Fabry-Perot est constituée de deux miroirs de Bragg (empilements de couches quart d'onde)

Peu de gain par AR \Rightarrow Il faut une réflectivité élevée: $R \geq 99\%$

Ex. GaAs ($n=3.6$) / AlAs ($n=3.0$), 20 périodes $\Rightarrow R_{tot}=99.7\%$

Lasers semiconducteur

laser à émission par la surface



Lasers semiconducteur

laser DFB et DBR

Idée: Longue cavité, mais réflectivité $R(\lambda)$

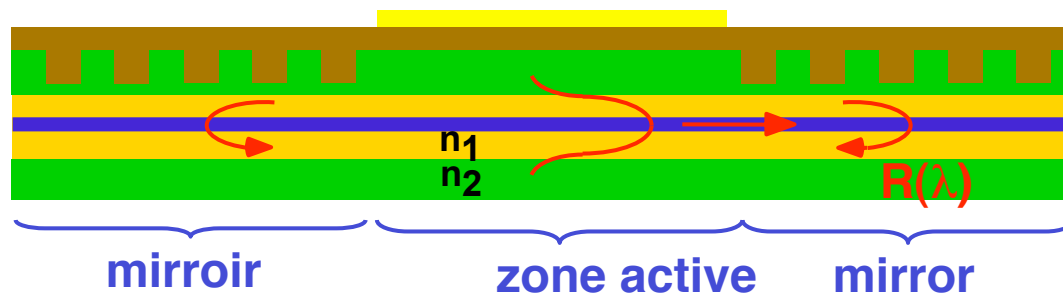


$$\gamma_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2(\lambda)} = \gamma_{th}(\lambda)$$

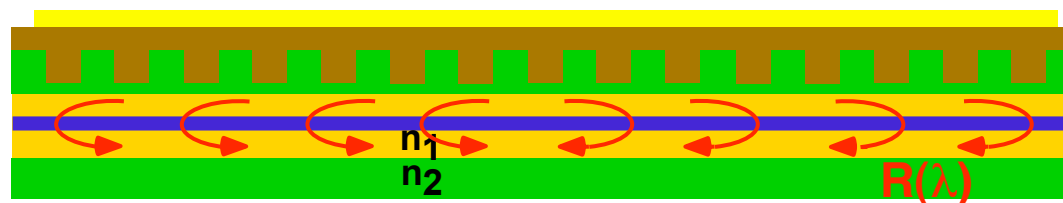
Lasers semiconducteur

laser DFB et DBR

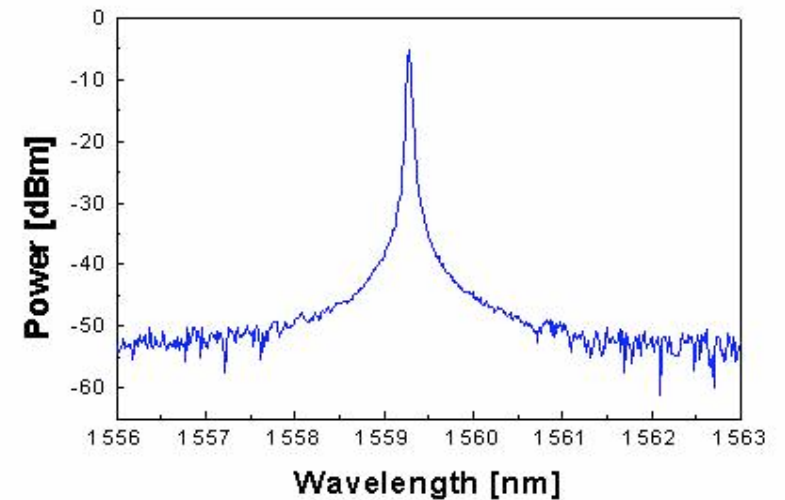
Laser DBR-Distributed Bragg Reflector:



Laser DFB-Distributed FeedBack:



- Pas de distinction zone active-miroir
- Plus facile à réaliser

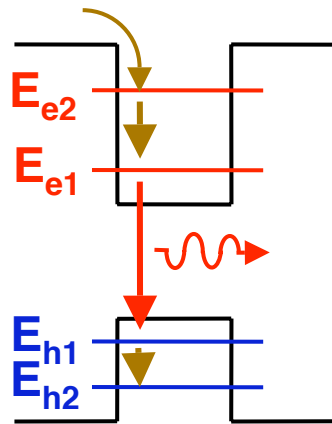


Spectre d'émission laser monomode

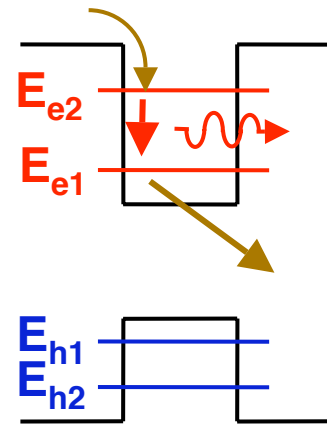
Lasers semiconducteur

Laser à cascade quantique

Lasers usuels, interbandes:



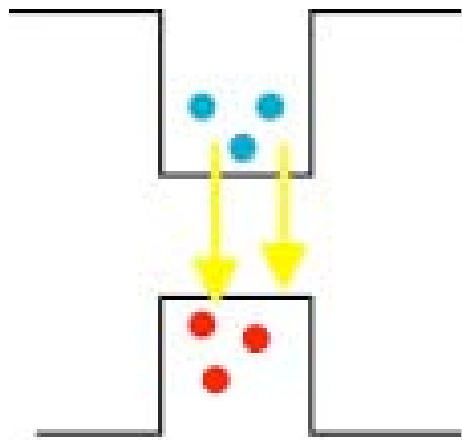
Lasers intrabandes:



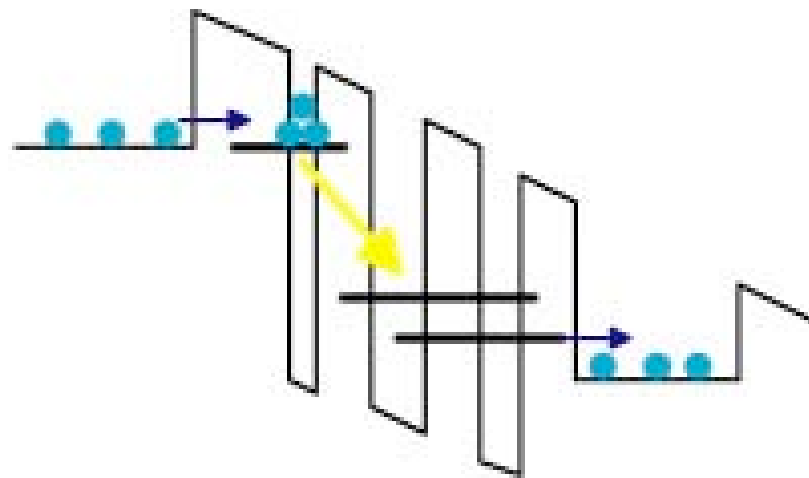
- Emission dans l'infra-rouge IR (3-150 μm)
- La longueur d'onde d'émission dépend de la structure du puits quantique, pas de la bande interdite
- Temps de vie du niveau supérieur très court (ps) \Rightarrow Grand I_{th}
- Comment vider l'état inférieur?

Lasers semiconducteur

Laser à cascade quantique



Laser
Interbande

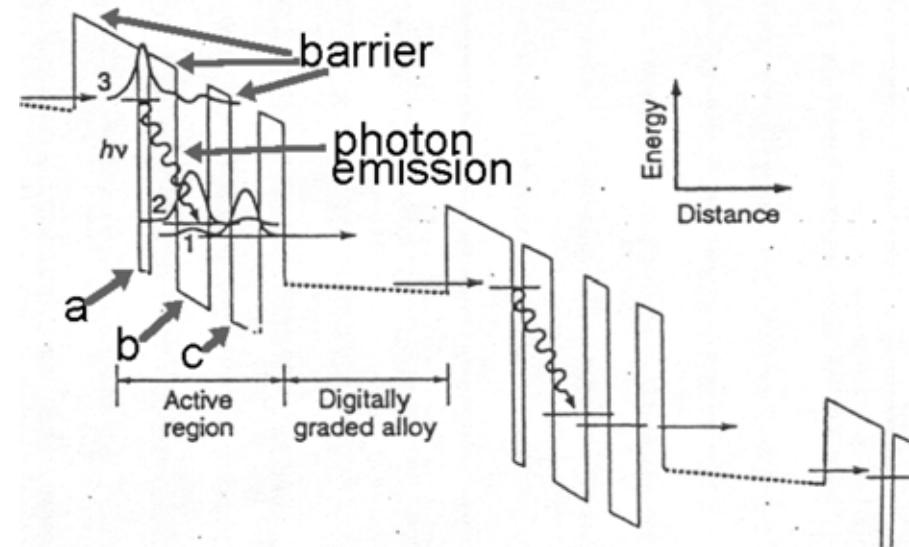
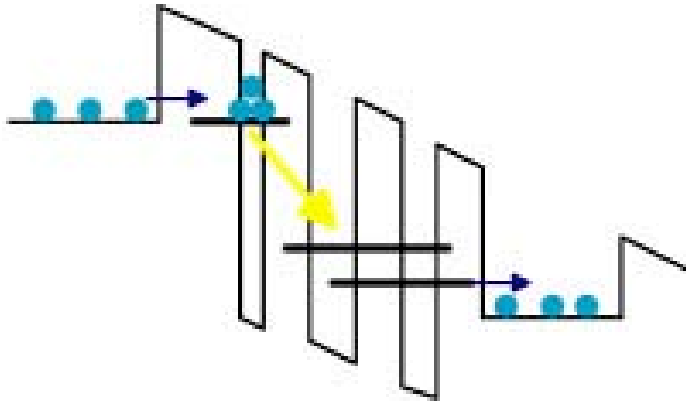


Laser
Intersousbande

Lasers semiconducteur

Laser à cascade quantique

"Cascade": Le même électron effectue plusieurs transitions optiques



Lasers semiconducteur

Laser à cascade quantique

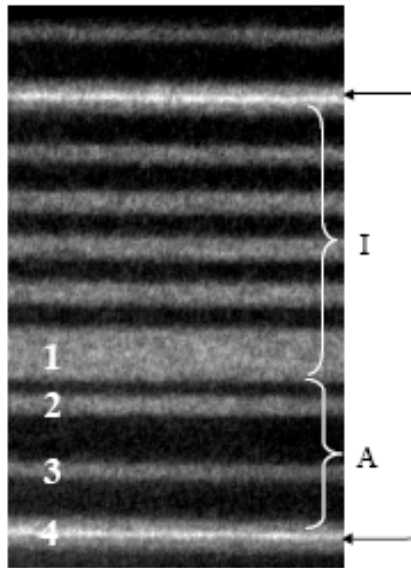


Fig. 5. TEM micrograph showing one period (A-active zone + I-injector) of the cascade. The insertion of 1.5 monolayer AlAs in the (Al,Ga)As barrier can be seen by the bright contrast (arrow).

Le trait clair correspond à une épaisseur de 4 Å

Les structures réelles sont extrêmement complexes

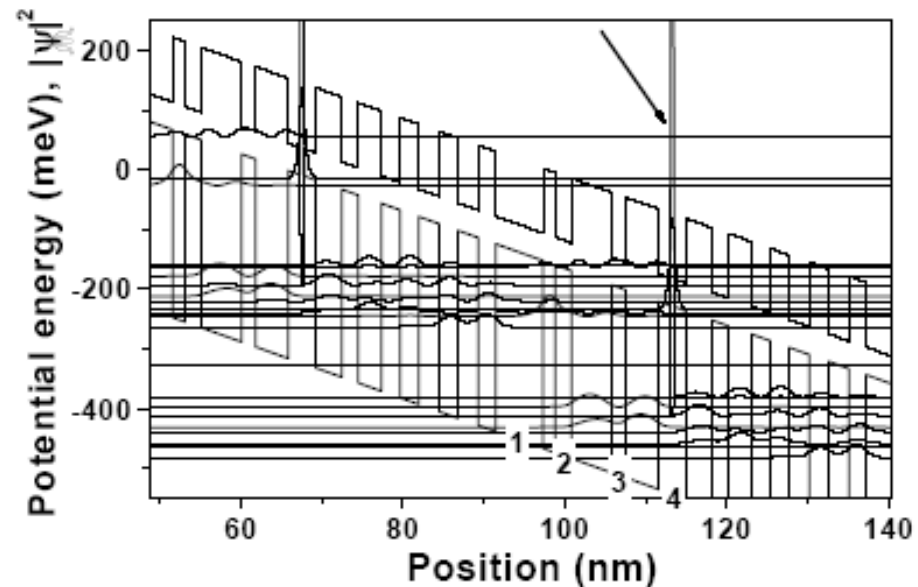


Fig. 6. The potential energy for Γ - and X-like states in the conduction band together with squares of the wave function moduli for two periods at a field strength of -48 kV/cm. The full height of the AlAs barrier (arrow) is not shown.