



# Dispositivi laser a semiconduttore: Diodi Laser

Alessandro Lucchesini

ISTITUTO NAZIONALE DI OTTICA - CNR - U.O.S. DI PISA

Seminario del 29 Novembre 2013  
per il Corso di Ottica Quantistica  
(prima parte)



I laser a semiconduttore sono divenuti dispositivi elettronici strategici di grande sviluppo. La loro diffusione si deve alla comunicazione su fibre ottiche ed all'utilizzo Audio/Video (CD, DVD, Projectors).

La loro applicazione pratica spazia dal campo dell'illuminazione ambientale alla sensoristica ottica, coprendo la banda e.m. dal blu (GaN) al lontano infrarosso (QCL), con alcuni salti.

Da tutto ciò ha tratto beneficio anche la ricerca più o meno fondamentale, in particolare nel campo della Fisica Atomica e Molecolare.



# Bande di energia

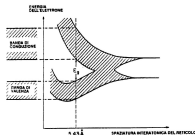


Fig. 1.1 Formazione delle bande di energia mentre si forma un reticolo cristallino tipo diamante accorciando i spazi di reticolo atomici.

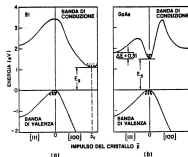


Fig. 1.2 Struttura delle bande di energia del Si e del GaAs. I punti vuoti indicano le lacune nella banda di valenza, quelli pieni indicano gli elettroni nella banda di conduzione.

... da livelli atomici a bande  
Gap indiretta: Si  
Gap diretta: GaAs

$$E_{\text{cinetica}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

$k$  = wave vector.



- I semiconduttori “optoelettronici” sono quelli che possiedono una gap diretta, cioè quelli che nello spazio  $k$  hanno massimi e minimi nelle bande di energia in corrispondenza di  $k = 0$
- La giunzione di due semiconduttori drogati p ed n porta ad una zona di carica spaziale e la creazione di un campo in una zona che più in là vedremo definirsi “attiva”
- Il passaggio dalla giunzione p-n rettificante al dispositivo elettro-ottico passa dal confinamento tramite eterostruttura.



- I semiconduttori “optoelettronici” sono quelli che possiedono una gap diretta, cioè quelli che nello spazio  $k$  hanno massimi e minimi nelle bande di energia in corrispondenza di  $k = 0$
- La giunzione di due semiconduttori drogati p ed n porta ad una zona di carica spaziale e la creazione di un campo in una zona che più in là vedremo definirsi “attiva”
- Il passaggio dalla giunzione p-n rettificante al dispositivo elettro-ottico passa dal confinamento tramite eterostruttura.



- I semiconduttori “optoelettronici” sono quelli che possiedono una gap diretta, cioè quelli che nello spazio  $k$  hanno massimi e minimi nelle bande di energia in corrispondenza di  $k = 0$
- La giunzione di due semiconduttori drogati p ed n porta ad una zona di carica spaziale e la creazione di un campo in una zona che più in là vedremo definirsi “attiva”
- Il passaggio dalla giunzione p-n rettificante al dispositivo elettro-ottico passa dal confinamento tramite eterostruttura.



## Quasi livelli di Fermi

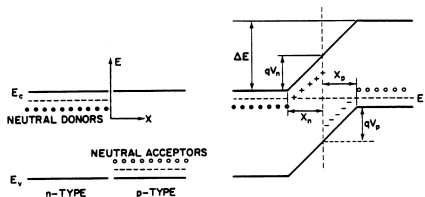
La statistica di Boltzman mi dice che la concentrazione dei portatori (per es. donatori) è

$$n = \int \rho_n(E_n) f_n(E_n) dE_n = \int \frac{\rho_n(E_n)}{\exp[(E_n - F_n)/k_b T] + 1} dE_n$$

che assumiamo valida anche leggermente fuori dall'equilibrio (iniezione), tramite i “quasi livelli di Fermi”  $\xi_n$ .



## Giunzione p-n



**Figura:** Creazione di una giunzione da due semiconduttori drogato p ed n. All'equilibrio elettrochimico si ha un potenziale di giunzione.





- Laddove si ha confinamento di elettroni (banda di conduzione) e di lacune (banda di valenza) si può avere la cosiddetta “inversione di popolazione” necessaria all’amplificazione laser
- ma una giunzione semplice non riesce a confinare abbastanza elettroni e lacune per ottenere un’amplificazione sufficiente a superare la soglia laser
- il problema si risolve con l’eterogiunzione.



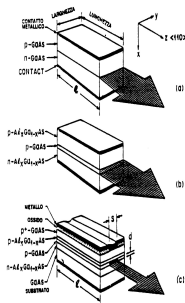
- Laddove si ha confinamento di elettroni (banda di conduzione) e di lacune (banda di valenza) si può avere la cosiddetta “inversione di popolazione” necessaria all’amplificazione laser
- ma una giunzione semplice non riesce a confinare abbastanza elettroni e lacune per ottenere un’amplificazione sufficiente a superare la soglia laser
- il problema si risolve con l’eterogiunzione.



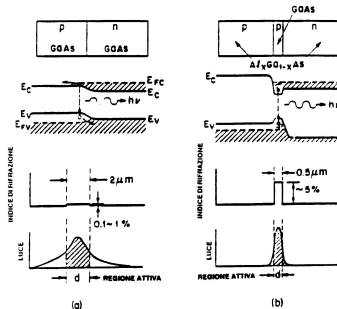
- Laddove si ha confinamento di elettroni (banda di conduzione) e di lacune (banda di valenza) si può avere la cosiddetta “inversione di popolazione” necessaria all’amplificazione laser
- ma una giunzione semplice non riesce a confinare abbastanza elettroni e lacune per ottenere un’amplificazione sufficiente a superare la soglia laser
- il problema si risolve con l’eterogiunzione.



## Tipi di giunzione



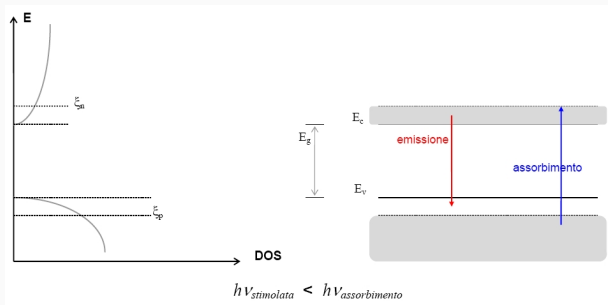
Dalla semplice giunzione p-n  
alle eterogiunzioni per un miglior  
confinamento e quindi minori  
perdite di portatori.



**Figura:** Confronto tra una omogiunzione (a) ed una eterogiunzione (b). La zona attiva in tutti e due i casi è sempre GaAs (gap diretta).



## Semiconduttori a gap diretta



Il rapporto tra emissione stimolata ed assorbimento sarà maggiore di uno se

$$\xi_n + \xi_p > 2k_b T$$

in tal modo sarà impedito il riassorbimento.



## Guadagno

La condizione per avere l'emissione sarà:

$$np > (n_i)^2$$

dove  $n_i$  è la concentrazione dei donatori intrinseci. Ma non basta, perché alla fine il guadagno deve almeno coprire le perdite nella zona attiva, per es. scattering. Una soluzione è l'utilizzo di una cavità di Fabry-Perot che in un semiconduttore può esser ottenuta clivando il materiale. La riflettività sarà governata dalla differenza dell'indice di rifrazione del semiconduttore e dell'aria.



## ... riflettanza

Mettiamoci a  $\lambda = 850$  nm, con  $\bar{n}$  = parte reale dell'indice di rifrazione;  $\bar{n}_{\text{GaAs}} = 3.6$  ,  $\bar{n}_{\text{aria}} = 1.00027$  ,  $\bar{n}_{\text{GaAs}}/\bar{n}_{\text{aria}} \cong 3.6$ .

La riflettanza per incidenza normale sarà:

$$R = \left( \frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1} \right)^2 = 0.32$$

che seppur piccola è sufficiente per il laseraggio.





## ... riflettanza

Mettiamoci a  $\lambda = 850$  nm, con  $\bar{n}$  = parte reale dell'indice di rifrazione;  $\bar{n}_{\text{GaAs}} = 3.6$  ,  $\bar{n}_{\text{aria}} = 1.00027$  ,  $\bar{n}_{\text{GaAs}}/\bar{n}_{\text{aria}} \cong 3.6$ .

La riflettanza per incidenza normale sarà:

$$R = \left( \frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1} \right)^2 = 0.32$$

che seppur piccola è sufficiente per il laseraggio.



### ... riflettanza

Mettiamoci a  $\lambda = 850$  nm, con  $\bar{n}$  = parte reale dell'indice di rifrazione;  $\bar{n}_{\text{GaAs}} = 3.6$  ,  $\bar{n}_{\text{aria}} = 1.00027$  ,  $\bar{n}_{\text{GaAs}}/\bar{n}_{\text{aria}} \cong 3.6$ .

La riflettanza per incidenza normale sarà:

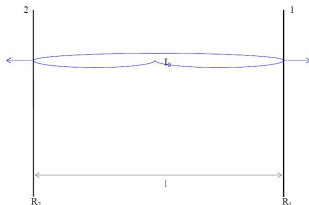
$$R = \left( \frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1} \right)^2 = 0.32$$

che seppur piccola è sufficiente per il laseraggio.



## Cavità di Fabry-Perot

Mettiamoci in una cavità di Fabry - Perot



La cavità favorirà una sola frequenza ed una sola fase dell'onda e.m.. Con superfici piane e parallele di riflettanza  $R_1$  ed  $R_2$ :

$$I = I_0 R_1 R_2 \exp(2gl - 2\alpha l) \quad (1)$$

con  $g$  = guadagno per unità di lunghezza,  $\alpha$  = perdite.



## Soglia di emissione laser

Quando il guadagno eguaglia le perdite ( $I=I_0$ ),

$$R_1 R_2 \exp(2gl - 2\alpha l) = 1$$

e facendone il logaritmo

$$g = \alpha + l/(2l) \ln[1/(R_1 R_2)] \quad (2)$$

$g$  è legato alla corrente da  $g = \gamma j$ , dove  $\gamma = c^2 \eta / (8\pi e \bar{n}^2 \nu^2 \Delta \nu d)$ ,  
 $\eta$ : effic. di ricomb. radiativa,  $\bar{n}$ : indice di rifrazione,  $\Delta \nu$ : larghezza  
spettrale,  $d$ : spessore zona attiva,  $\nu$ : freq. fotoni  $\approx E_g/h$ .



## Soglia di emissione laser

Quando il guadagno eguaglia le perdite ( $I=I_0$ ),

$$R_1 R_2 \exp(2gl - 2\alpha l) = 1$$

e facendone il logaritmo

$$g = \alpha + l/(2l) \ln[1/(R_1 R_2)] \quad (2)$$

$g$  è legato alla corrente da  $g = \gamma j$ , dove  $\gamma = c^2 \eta / (8\pi e \bar{n}^2 \nu^2 \Delta \nu d)$ ,  
 $\eta$ : effic. di ricomb. radiativa,  $\bar{n}$ : indice di rifrazione,  $\Delta \nu$ : larghezza  
spettrale,  $d$ : spessore zona attiva,  $\nu$ : freq. fotoni  $\approx E_g/h$ .



Sostituendo  $g$  nell'Eq. (2) si ha la corrente di soglia per il laseraggio:

$$j_{th} = \alpha/\gamma + 1/(2\gamma l) \ln[1/(R_1 R_2)]$$

A questa corrente corrisponde la concentrazione dei portatori di soglia:  $n_{th}$ . Da qui in poi ogni portatore contribuisce all'emissione stimolata.



Sostituendo  $g$  nell'Eq. (2) si ha la corrente di soglia per il laseraggio:

$$j_{th} = \alpha/\gamma + 1/(2\gamma l) \ln[1/(R_1 R_2)]$$

A questa corrente corrisponde la concentrazione dei portatori di soglia:  $n_{th}$ . Da qui in poi ogni portatore contribuisce all'emissione stimolata.



Sostituendo  $g$  nell'Eq. (2) si ha la corrente di soglia per il laseraggio:

$$j_{th} = \alpha/\gamma + 1/(2\gamma l) \ln[1/(R_1 R_2)] \quad (3)$$

A questa corrente corrisponde la concentrazione dei portatori di soglia:  $n_{th}$ . Da qui in poi ogni portatore contribuisce all'emissione stimolata.

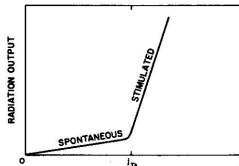
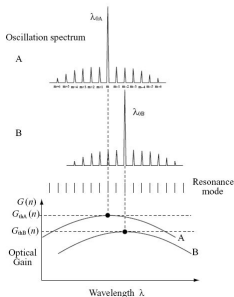


Fig. 9-8 Radiant output from a semiconductor laser vs. excitation rate.





## Curve di guadagno e modi longitudinali



La curva di guadagno del laser seleziona i modi del F.- P..

Sotto soglia si sposta ad energie maggiori all'aumentare del numero dei portatori (effetto "band filling"). Sopra soglia l'effetto si arresta e da lì in poi aumentando la corrente, aumenta l'indice di rifrazione (diminuisce la *gap*) ed il laser emette a lunghezze d'onda sempre maggiori.



## Diodi laser a doppia eterogiunzione

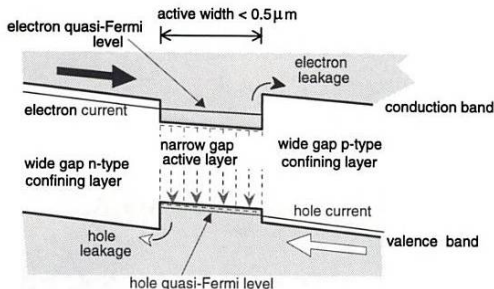
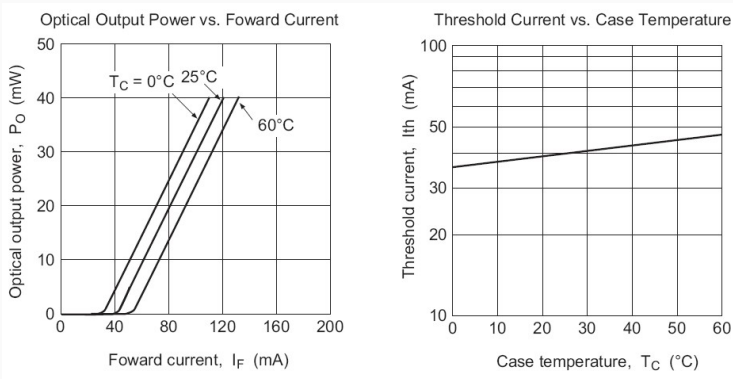


Figure 1.4 Double-heterojunction laser (schematic)

The electron and hole leakage is minimised by having energy barriers which are several  $kT$  in height so that the carriers have inadequate energy to surmount them



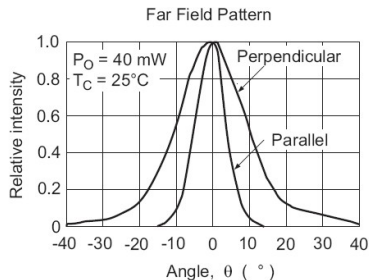
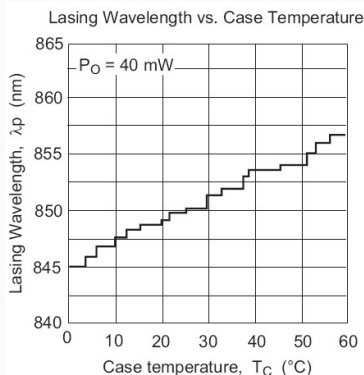
## HL8335MG GaAlAs Laser Diode



**Figura:** Caratteristica della emissione laser del diodo HITACHI in funzione della corrente.



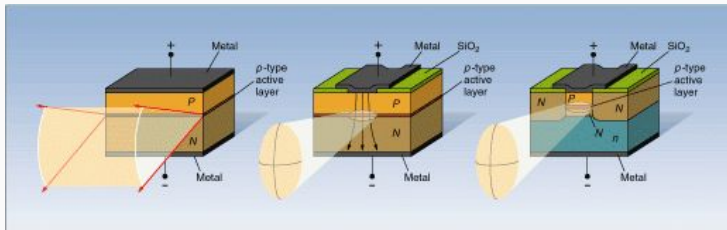
La caratteristica della lunghezza d'onda d'emissione in funzione della corrente è di circa 0.01 nm/mA, mentre in funzione della temperatura  $\sim 0.1$  nm/°C, ma discontinua (mode hops).





## Dal confinamento alla collimazione

Giocando con la struttura epitassiale si può cercare di collimare meglio il fascio laser. In particolare col *gain-guided* (al centro) o l'*index-guided* laser (a destra).





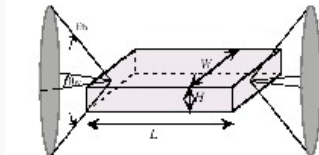
Per effetto della diffrazione, essendo  $\lambda$  (poniamo 850 nm) paragonabile alle dimensioni in gioco  $d$ , si avrà un angolo di divergenza dell'emissione

$$\theta = 2 \arcsin(\lambda/d)$$

Con una larghezza  $W \approx 10\mu\text{m}$  ed un'altezza  $H \approx 2\mu\text{m}$ :

$$\theta_W \approx 10^\circ, \theta_H \approx 45^\circ$$

D'altronde con  $W$  e  $H$  sufficientemente piccoli, si ha solo il modo trasverso  $\text{TEM}_{00}$ .





## Laser layer structures

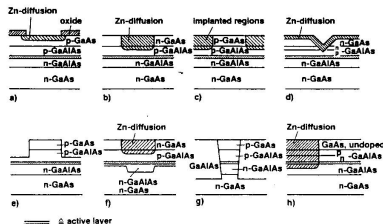


Fig. 2.17. Several GaAlAs/GaAs laser structures (after ref. [40]): (a) oxide-stripe laser; (b) diffused-stripe laser; (c) proton-implanted laser; (d) V-groove laser; (e) low-mesa-stripe or metal-clad-ridge-waveguide (MCRW) laser; (f) channelled-substrate-planar (CSP) laser; (g) buried-heterostructure (BH) laser; (h) transverse-junction-stripe (TJS) laser.

**Figura:** Le giunzioni index guided [(e)–(h)] hanno minor corrente di soglia ( $j_{th} \simeq 10 \text{ mA}$ )

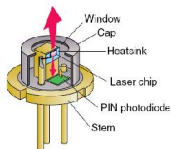


## Tipi di contenitori

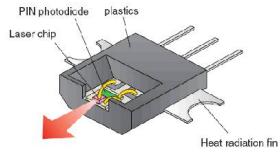
### TO can



### Laser diode structure



Can type

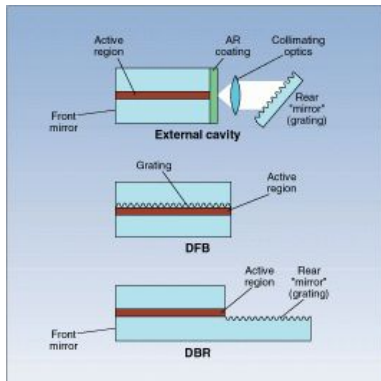


Frame type





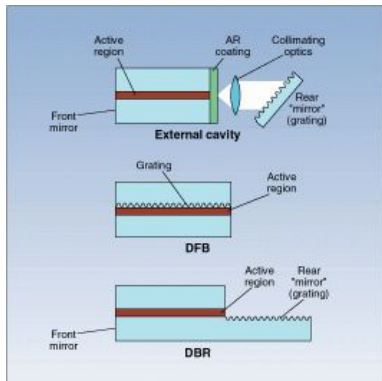
## Monomodalità tramite reticolo esterno o interno



- Intervenendo con opportuni reticoli sia **esterni**: External Cavity Laser Diode
- che **nella zona attiva** *index-coupled grating*: Distributed Feed-Back, magari sfasati di  $\lambda/4$  per ottenere un unico modo longitudinale
- oppure **dopo** la zona attiva: Distributed Bragg Reflector



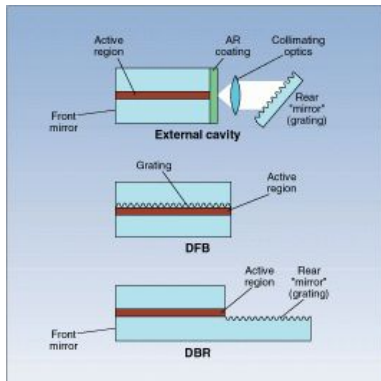
## Monomodalità tramite reticolo esterno o interno



- Intervenendo con opportuni reticoli sia **esterni**: External Cavity Laser Diode
- che **nella zona attiva** *index-coupled grating*: Distributed Feed-Back, magari sfasati di  $\lambda/4$  per ottenere un unico modo longitudinale
- oppure **dopo** la zona attiva: Distributed Bragg Reflector



## Monomodalità tramite reticolo esterno o interno



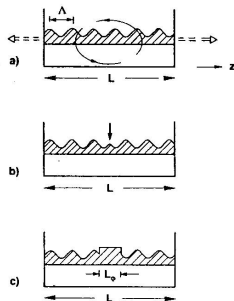
- Intervenendo con opportuni reticoli sia **esterni**: External Cavity Laser Diode
- che **nella zona attiva** *index-coupled grating*: Distributed Feed-Back, magari sfasati di  $\lambda/4$  per ottenere un unico modo longitudinale
- oppure **dopo** la zona attiva: Distributed Bragg Reflector



# Gratings

Onda piana:  $\psi(z, t) = \psi_0 \cos(kz - \omega t + \phi)$

## Strutture del reticolo



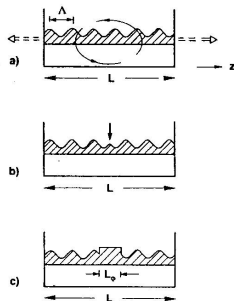
Lo sfasamento dell'onda e.m.:  $\Delta\phi = \frac{\pi}{2} / L\phi$



# Gratings

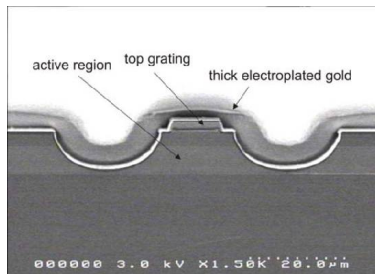
Onda piana:  $\psi(z, t) = \psi_0 \cos(kz - \omega t + \phi)$

## Strutture del reticolo



Lo sfasamento dell'onda e.m.:  $\Delta\phi = \frac{\pi}{2} / L\phi$

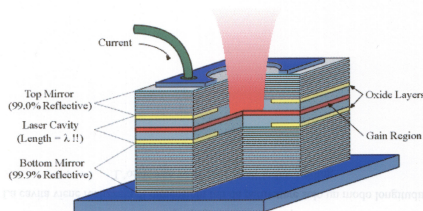
## Immagine al SEM



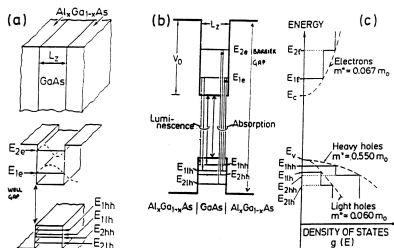


## VCSEL

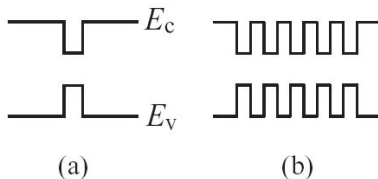
Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL)



**Figura:** La struttura epitassiale può anche essere realizzata in modo che la luce laser si propaghi verticalmente piuttosto che lateralmente.



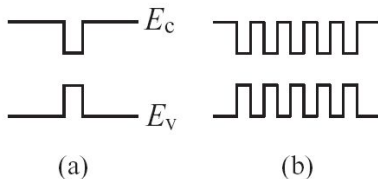
**Figura:** Il passo successivo è quello della buca quantica, che sfrutta i livelli energetici della buca di potenziale.



**Figura:** Dalla buca quantica singola (SQW) alla “multipla” il passo è breve, ma il vantaggio nella corrente è molto.

In particolare con le MQWs si riduce la corrente di soglia ( $j_{th}$ ) per un minor consumo di energia.





**Figura:** Dalla buca quantica singola (SQW) alla “multipla” il passo è breve, ma il vantaggio nella corrente è molto.

In particolare con le MQWs si riduce la corrente di soglia ( $j_{th}$ ) per un minor consumo di energia.



## MQW DOS

La densità degli stati di una buca quantica si scrive

$$\rho(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m^*}{\pi \hbar^2} H(E - \epsilon_n) \quad (4)$$

dove  $H$  è la funzione gradino, mentre il livello energetico della sottobanda  $n$  sarà

$$\epsilon_n = \frac{(n\pi\hbar)^2}{2m^*L_z^2}$$

Questa distribuzione a gradino fa sì che il guadagno venga confinato in energia e quindi il suo picco risulti più alto (conservazione dell'energia) e ciò porta necessariamente ad una soglia più bassa.



## MQW DOS

La densità degli stati di una buca quantica si scrive

$$\rho(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m^*}{\pi \hbar^2} H(E - \epsilon_n) \quad (4)$$

dove  $H$  è la **funzione gradino**, mentre il livello energetico della sottobanda  $n$  sarà

$$\epsilon_n = \frac{(n\pi\hbar)^2}{2m^*L_z^2}$$

Questa distribuzione a gradino fa sì che il guadagno venga confinato in energia e quindi il suo picco risulti più alto (conservazione dell'energia) e ciò porta necessariamente ad una soglia più bassa.

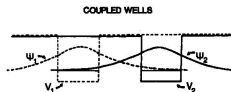


Figure 2.3: Electronic states in two coupled wells. The energy of the resulting states can be lower (symmetric state) or higher (antisymmetric state).  $V_1$  and  $V_2$  are the unperturbed potentials,  $\psi_1, \psi_2$  the unperturbed wave functions. From [27].

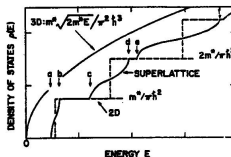


Figure 2.4: Density of states (DOS) in a 3D, 2D system and in a superlattice. The DOS in a superlattice smoothes out from the original step function of a 2D system. a-b is the 1st miniband, b-c the 1st minigap, c-d the 2nd miniband and d-e the 2nd minigap, e-f the 3rd miniband. From [27].

**Figura:** Due buche quantiche e densità degli stati di un superreticolo.

Con la sovrapposizione delle funzioni d'onda si rimuove la degenerazione e la (4) diviene

$$\rho(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^N \frac{m^*}{\pi \hbar^2} H(E - \epsilon_{nk}) \quad (5)$$

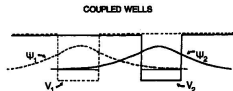


Figure 2.3: Electronic states in two coupled wells. The energy of the resulting states can be lower (symmetric state) or higher (antisymmetric state).  $V_1$  and  $V_2$  are the unperturbed potentials,  $\psi_1, \psi_2$  the unperturbed wave functions. From [27].

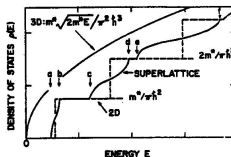


Figure 2.4: Density of states (DOS) in a 3D, 2D system and in a superlattice. The DOS in a superlattice smoothes out from the original step function of a 2D system. a-b is the 1st miniband, b-c the 1st minigap, c-d the 2nd miniband and d-e the 2nd minigap, e-f the 3rd miniband. From [27].

**Figura:** Due buche quantiche e densità degli stati di un superreticolo.

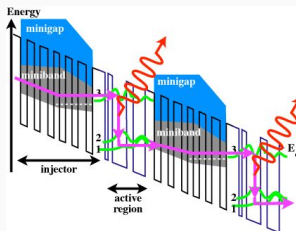
Con la sovrapposizione delle funzioni d'onda si rimuove la degenerazione e la (4) diviene

$$\rho(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^N \frac{m^*}{\pi \hbar^2} H(E - \epsilon_{nk}) \quad (5)$$



## Quantum Cascade Laser (QCL)

Il laser a cascata quantica è un dispositivo elettroottico unipolare, cioè le transizioni ottiche coinvolgono solo gli elettroni e non le lacune. Il decadimento radiativo si ha tra le sottobande quantiche e sempre a  $k = 0$ .

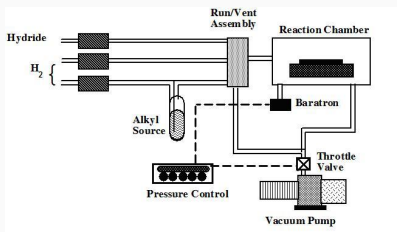


[www.bell-labs.com/org/physicalsciences/projects/qcl/qcl.html](http://www.bell-labs.com/org/physicalsciences/projects/qcl/qcl.html)



## MOCVD

Per ottenere una struttura epitassiale submicrometrica sono necessari sofisticati sistemi di crescita del materiale, come per es. la Metalorganic Chemical Vapour Deposition (vapour phase epitaxy), in atmosfera controllata, non sotto vuoto.

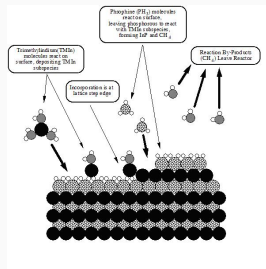
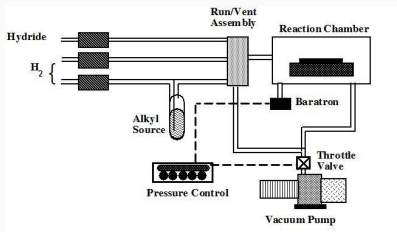


### Apparato per l'MOCVD



## MOCVD

Per ottenere una struttura epitassiale submicrometrica sono necessari sofisticati sistemi di crescita del materiale, come per es. la **M**etalorganic **C**hemical **V**apour **D**eposition (vapour phase epitaxy), in atmosfera controllata, non sotto vuoto.



### Apparato per l'MOCVD





## MBE

La **M**olecular **B**eam **E**pitaxy, utilizzata per la prima volta ai Bell Labs di Murray Hill, NJ, si effettua in alto vuoto ( $\leq 10^{-8}$  Pa,  $10^{-6}$  Torr) ed è un processo lento, ma più accurato dell'MOCVD.

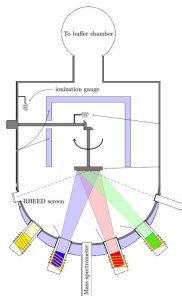


Figura: Apparato per l'MBE



## Bibliografia



T. Numai

*Fundamentals of Semiconductor Lasers*

Springer series in optical sciences V. 93 (2004).



K. Petermann

*Laser Diode Modulation and Noise*

Advanced in Optoelectronics, Kluwer Academic Pub. (1991).



H.C. Casey and M.B. Panish

*Heterostructure Lasers*

Academic Press, N.Y. (1978).



D. Pelliccia

*Spettroscopia di Gas Mediante Laser a Diodo Modulati in Frequenza*

Tesi di Laurea in Fisica, Università di Pisa, A.A. 1992-93.