

Laser a cascata quantica

Alberto Landini

INTRODUZIONE.....	3
TRANSIZIONI INTRASOTTOBANDA NELLE BUCHE QUANTICHE.....	6
TRANSIZIONI A CASCATA QUANTICA.....	9
PRINCIPI DI BASE.....	10
<i>Guadagno e perdite</i>	11
<i>Correnti di leakage</i>	13
DESIGN PER LE REGIONI ATTIVE.....	14
REGIONE ATTIVA THREE-WELL VERTICAL-TRANSITION	14
REGIONE ATTIVA SUPERLATTICE	17
REGIONE ATTIVA DIAGONAL TRANSITION	20
TYPE-II QUANTUM CASCADE LASERS.....	22
GUIDE D'ONDA E RISONATORI NEL MEDIO INFRAROSSO	22
FABRY-PEROT TYPE QCL CON GUIDE DIELETTRICHE.....	23
DISTRIBUTED FEEDBACK QCL	24
GUIDE D'ONDA SURFACE PLASMON	27
RISONATORI MICRO-CAVITY AND WHISPERING-GALLERY	29
DESIGN SPECIALI PER I QCL	32
MULTIPLE-WAVELENGTH SUPERLATTICE LASER.....	32
QCL BIDIREZIONALE, A DOPPIA LUNGHEZZA D'ONDA	33
QCL SENZA REGIONE DI INIEZIONE.....	34
FUNZIONAMENTO AD ALTA VELOCITÀ DEI QCL	35
APPLICAZIONI DEI QCL	37
QCT IN PRESENZA DI UN CAMPO MAGNETICO ESTERNO	38
CAMPO MAGNETICO PERPENDICOLARE	39
CAMPO MAGNETICO PARALLELO	39
IL RUOLO DEL DISORDINE	41
CAMPO MAGNETICO OBLIQUO.....	43
PUNTI QUANTICI: DAI SISTEMI 3D A QUELLI A DIMENSIONE ZERO	45
REALIZZAZIONE DEI PUNTI QUANTICI	46
<i>Self-assembled QD</i>	47
RIEMPIMENTO DEI GUSCI ELETTRONICI NEI PUNTI QUANTICI.....	47
QUANTUM DOTS NEI SISTEMI MODERNI.....	48
TRANSIZIONI A CASCATA QUANTICA NELLE STRUTTURE A PUNTI QUANTICI.....	48
QUANTUM DOTS VERSUS QUANTUM WELLS	49
QCT CON PUNTI RETTANGOLARI	49
<i>Transizioni verticali</i>	50
<i>Transizioni diagonali</i>	51
QD IN PUNTI PARABOLICI	52
INFLUENZA DI UN CAMPO MAGNETICO ESTERNO.....	54
IL DIAGRAMMA DI FOCK	54
EFFETTI DEL CAMPO MAGNETICO SULLE TRANSIZIONI INTRASOTTOBANDA	55
LUMINESCENZA MID-IR DA UN DISPOSITIVO QD A CASCATA.....	57
CONCLUSIONI.....	58
BIBLIOGRAFIA	59

Introduzione

La nanotecnologia ha ottenuto un rapido sviluppo grazie alla scoperta di nuovi materiali, sistemi e dispositivi che vengono creati attraverso un controllo della materia a livello nanometrico. Negli ultimi decenni in tutti i laboratori del mondo sono state realizzate strutture ultrafini con effetti dominati dalla fisica quantistica. Conoscendo le proprietà elettroniche sulla scala dei nanometri è stato possibile fabbricare eterogiunzioni precise a livello atomico da sfruttare nelle nanostrutture, come ad esempio il *laser a cascata quantica* (dall'inglese *quantum cascade laser*, *QCL*). Il laser a cascata quantica ha ottenuto una rapida diffusione commerciale in meno di dieci anni dalla sua scoperta, avvenuta nel 1994 ad opera di Federico Capasso (Figura 1).

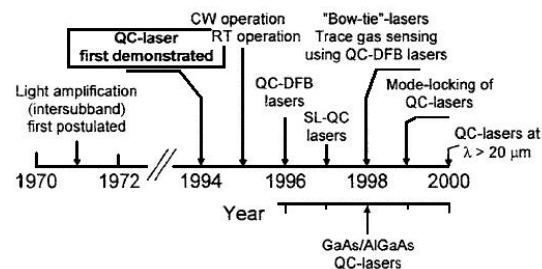


Figura 1 - Schematic timeline of significant QC-laser developments

Se inizialmente trovava applicazioni nella sensoristica in ambito prettamente industriale, automobilistico, medico-diagnostico e di monitoraggio degli impianti, oggi i Bell Laboratories stanno cercando di adattarlo per il mercato delle telecomunicazioni, molto più redditizio ed economicamente appetibile. Un esempio in tal senso è la richiesta crescente di piccoli diodi laser a semiconduttore in grado di trasmettere segnali per distanze di migliaia di chilometri attraverso fibre ottiche. Dunque le possibilità e le applicazioni offerte da questo nuovo tipo di laser sono pressoché illimitate.

Un semiconduttore è in grado di assorbire luce quando gli elettroni sono eccitati dalla banda di valenza a quella di conduzione dall'energia trasmessa dai fotoni, lasciando delle 'lacune' positive (o più correttamente vacanze di elettroni, in quanto non costituiscono una vera particella) nella banda di valenza. La luce viene emessa nel processo opposto, quando gli elettroni decadono dopo un periodo brevissimo dallo stato eccitato a quello stabile, neutralizzando di fatto le lacune. Nei laser a semiconduttore tradizionali, la cosiddetta 'regione attiva' consiste in un sandwich di due diversi materiali semiconduttori sistemati in un'eterostruttura doppia, costituendo essenzialmente una giunzione p-n. Gli elettroni e le lacune vengono iniettati nella regione attiva dove si ricombinano e generano i fotoni. Uno strato separato serve come guida d'onda per direzionare il fascio di fotoni sul target desiderato, inoltre sono presenti i due strati di 'cladding', cioè il 'mantello' della fibra, sui lati opposti della regione attiva e caratterizzati da un indice di rifrazione più basso per poter guidare la luce laser parallelamente agli strati. In questo modo la radiazione è in grado di rimbalzare avanti ed indietro tra due facce cristalline che funzionano come specchi laser. Poiché la radiazione è creata attraverso la ricombinazione degli elettroni nella banda di conduzione con le lacune presenti nella banda di valenza, la lunghezza d'onda è determinata proprio dalla differenza di energia minima tra queste due bande, ovvero proprio dall'energy gap. Questo è una delle caratteristiche fondamentali di un semiconduttore che controlla e regola tutte le sue proprietà ottiche. In conclusione, se volessimo cambiare la lunghezza d'onda di un laser a semiconduttore convenzionale dovremmo per forza scegliere materiali diversi per costruirlo, in quanto il bandgap è

diverso per ogni materiale. I laser a cascata quantica invece sfruttano un unico tipo di portatori di carica, gli elettroni, e per questo sono spesso chiamati laser unipolari. Comunque l'emissione dei fotoni dipende da un meccanismo completamente diverso, che consiste nel 'salto', nel passaggio degli elettroni da un livello di energia più alto ad uno più basso di un **pozzo quantico (quantum well)** all'interno della banda di conduzione. I pozzi quantici sono costituiti da sandwich ultrasottili di due differenti semiconduttori; lo spessore è tipicamente di alcuni nanometri, e gli elettroni sono confinati principalmente nella parte centrale del sandwich. Come sappiamo gli elettroni hanno una natura duale, cioè sono caratterizzati da un comportamento di tipo particellare ed ondulatorio; sfruttando le proprietà di quest'ultimo è possibile associare all'elettrone una certa lunghezza d'onda, λ , comparabile con lo spessore della buca quantica, per cui il loro moto in direzione perpendicolare agli strati risulta quantizzato. Questo, in sostanza, genera una serie di livelli discreti di energia permessi, la cui separazione può essere controllata direttamente variando lo spessore degli strati del quantum well. Nei laser QC la lunghezza d'onda può essere scelta su misura in un'ampia porzione della regione spettrale, sostanzialmente l'intero mid-infrared e una parte del far-infrared. Utilizzando questo principio radicalmente diverso, il gruppo di Capasso ai laboratori Bell ha dimostrato che i laser a cascata quantica emettono a qualsiasi lunghezza d'onda tra 4 e 24 μm , sfruttando sempre la stessa combinazione di materiali (AlInAs-GaInAs) e variandone solo lo spessore del pozzo quantico nella regione attiva. Questo aspetto dei QC laser è unico perché le proprietà chimiche o la composizione del materiale laser determinano la lunghezza d'onda di tutti gli altri laser a stato solido, atomici e molecolari. L'affidamento sui soli elettroni per la creazione del fascio laser comporta un'altra differenza radicale rispetto ai convenzionali laser a semiconduttore. Nei dispositivi tradizionali, viene creato un fotone laser per ogni elettrone e lacuna che si ricombinano nella regione attiva (Figura 2).

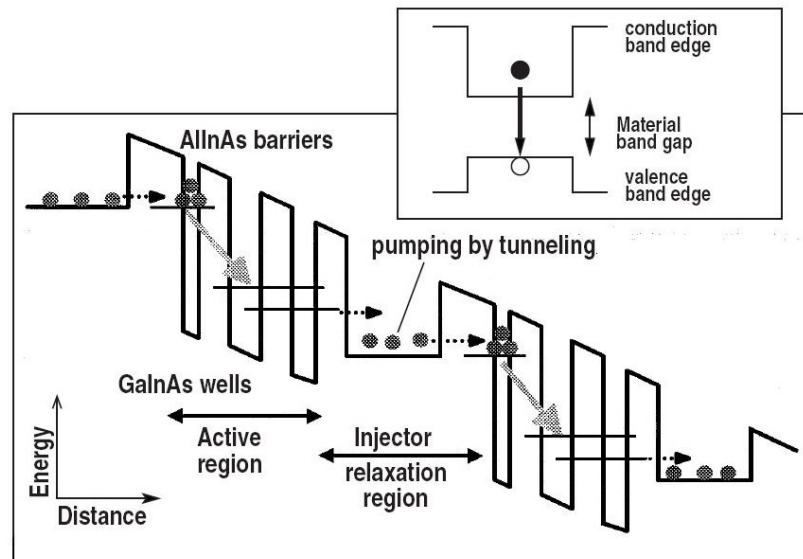


Figura 2 – Rappresentazione schematica del funzionamento di un tradizionale laser a semiconduttore (riquadro in alto) e di una quantum cascade transition per un QCL.

Nei laser a cascata quantica, invece, una volta che un elettrone ha emesso un fotone laser saltando da un livello ad energia maggiore ad uno a energia minore, esso rimane nella banda di conduzione. Da lì, esso viene riutilizzato iniettandolo in uno stadio adiacente identico, dove emette un secondo fotone e così via, fino a creare tanti fotoni laser quanti sono gli stadi presenti. Così, il processo per cui i fotoni vengono emessi dalla 'caduta' degli elettroni lungo la 'scala' di energia formata grazie alla differenza di potenziale applicata al dispositivo (campo elettrico esterno), ha suggerito a

Capasso il nome di ‘cascata elettronica’. In un certo senso può essere visto anche come un effetto valanga in quanto il fotone laser iniziale viene moltiplicato, generando un alto numero di fotoni per ogni elettrone iniettato. Questo meccanismo di cascata è il responsabile dell’elevata potenza ottica dei laser QC (da 1 W in su, a seconda del numero di stadi presenti) rispetto ai laser a semiconduttore che lavorano alla stessa lunghezza d’onda. In pratica, l’effetto cascata e l’abilità di trasferire correnti elevate ha permesso ai laser a cascata quantica di ottenere potenze 1000 volte superiori a quelle dei diodi laser che operano alla stessa frequenza. I materiali usati nei laser QC hanno un ampio energy gap, che permette di trasportare correnti in grado di danneggiare altri dispositivi costruiti con materiali caratterizzati da gap più stretti.

Il concetto di buca quantica è nato verso metà degli anni ‘60, ma per costruirne una si è dovuto attendere fino al 1974, quando due gruppi distinti, uno all’IBM in Yorktown Heights, New York e l’altro ai laboratori Bell, riportarono la prima crescita di pozzi quantici e l’osservazione di livelli discreti di energia. L’impresa è stata resa possibile grazie ad una tecnica di crescita di film sottile nota come epitassia da fasci molecolari (MBE, dall’inglese Molecular Beam Epitaxy). L’MBE è stata sviluppata per accrescere strati di film sottili a livello atomico in modo efficiente, poco costoso e con un’elevata precisione e controllo del processo. La caratteristica principale della MBE è infatti quella di operare in condizioni di alto vuoto nel quale non si hanno urti tra le molecole o gli atomi degli elementi che incidono sul substrato. Il vuoto base, quello cioè che si ha con sorgenti non attive, è dell’ordine di 10-11 Torr, che permette di ottenere materiali di alta purezza. L’uso di un ambiente in alto vuoto permette inoltre di monitorare la crescita del materiale in tempo reale tramite la diffrazione di elettroni, cosa non possibile con le tecniche che operano a pressioni maggiori. Questo monitoraggio in tempo reale, unito alla bassa velocità di crescita che si può avere (anche inferiore a 0,1 nm/s), permette di controllare lo spessore dello strato cresciuto con precisione inferiore allo spessore del singolo monostrato atomico del materiale in crescita. Pioniere di questa tecnica negli anni ‘60 è stato il fisico Alfred Cho presso i laboratori Bell; inizialmente c’era un certo scetticismo sulla possibile diffusione di tale tecnica per realizzare dispositivi, in quanto si raggiungevano scale dell’ordine degli Armstrong, mentre la maggior parte degli spessori dei film sottili si aggirava intorno alle decine di micrometri o millimetri. Nessuno aveva previsto lo sviluppo tecnologico che sarebbe sopraggiunto nei decenni successivi, tale da rendere l’MBE la tecnica maggiormente utilizzata per la crescita di film sottili, con una percentuale dell’85% del totale. Il successivo miglioramento nel controllo e nella precisione di tale tecnica hanno reso possibile la costruzione dei QC laser, la cui struttura cristallina contiene oltre 1000 strati alternati di diversi tipi di materiale cristallino, alcuni spessi solo un milionesimo di inch, e tutti gli strati devono rimanere all’interno di una piccola percentuale della composizione del target e dello spessore se il dispositivo deve operare correttamente. Il laser a cascata quantica è sicuramente uno dei più complicati dispositivi a semiconduttore mai prodotti e commercializzati, sia in termini del numero di strati a livello atomico che per il controllo di precisione richiesto per produrre un dispositivo funzionante. Grazie all’MBE è possibile realizzare sul substrato molti pozzi quantici tutti della stessa grandezza. La precisione del procedimento MBE è anche la chiave per un altro aspetto cruciale del QCL: la sua abilità unica di raggiungere differenti lunghezze d’onda per soddisfare i requisiti di applicazioni specifiche senza bisogno di cambiare il materiale semiconduttore che giace al di sotto. L’MBE determina la lunghezza d’onda variando la profondità e la larghezza delle buche quantiche invece di sfruttare le caratteristiche dei materiali. Questa particolarità rende i QCL sistemi molto flessibili, ad esempio è possibile realizzare laser QC in grado di emettere diverse lunghezze d’onda che dipendono dalla direzione dell’elettrone che scorre come corrente nel circuito.

Nella relazione, inizialmente verranno introdotte le transizioni intrasottobanda nelle buche quantiche, prima di parlare delle transizioni a cascata quantica vere e proprie e dei principi base di un laser QC, come le equazioni fondamentali utili a stimare le performance del laser (guadagno, densità di corrente di soglia, ecc.). Poi saranno proposti i risultati dello stato dell’arte, dai diversi tipi di regione attiva alle guide d’onda utilizzate, fino ai design più particolari garantiti solo dall’elevata flessibilità del QCL. Sono descritte anche le capacità di funzionamento ad alta velocità

del dispositivo, oltre alle sue applicazioni pratiche. Quindi sarà discussa la fisica delle transizioni QC in un campo magnetico esterno ed i fenomeni collegati alla risonanza intrasottobanda. Per finire andremo a sostituire le buche quantiche della regione attiva con dei punti quantici, solo dopo aver introdotto brevemente la fisica di questi ultimi, le loro proprietà e le potenziali applicazioni. Vedremo anche come i picchi di emissione calcolati per una quantum-dot cascade structure, con o senza campo magnetico esterno, sono correlati con le proprietà dei QD, dalla scelta dei potenziali di confinamento, alla forma e dimensione dei punti.

Transizioni intrasottobanda nelle buche quantiche

Negli ultimi decenni, i rapidi progressi nella tecnica di crescita artificiale di nanocristalli, hanno permesso lo sviluppo di buche quantiche di elevata qualità, tali da permettere lo studio dei fenomeni quantistici di confinamento che avvengono in queste strutture. Le transizioni intrasottobanda - uno dei fenomeni studiati - sono già state applicate con successo ad esempio nei fotorivelatori ad infrarossi QW e soprattutto nei laser a cascata quantica. La possibilità di controllare la risonanza attraverso i parametri strutturali delle QW, come la larghezza o l'altezza delle barriere, le rende adatte per la realizzazione di dispositivi optoelettronici basati su queste transizioni. Le transizioni intrasottobanda avvengono tra livelli di energia all'interno della stessa banda di conduzione, come mostrato schematicamente in Figura 3.

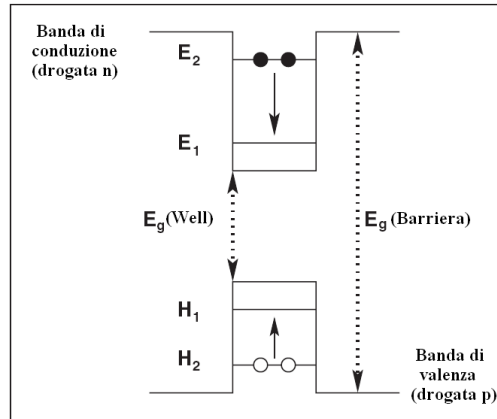


Figura 3 –Schematizzazione di una buca quantica e dell'emissione intrasottobanda tra i livelli di energia quantizzata per gli elettroni E_1 e E_2 , o per le lacune H_1 e H_2 nella buca. Questi livelli di energia possono essere variati aggiustando la larghezza e lo spessore della buca quantica.

Questi livelli di energia derivano dal confinamento del moto degli elettroni nelle QW realizzate con materiale a basso bandgap (es. GaAs), rispetto a quello degli strati di semiconduttore adiacenti (es. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). I livelli energetici di un elettrone in una buca situata tra due muri di estensione supposta infinita e con bande paraboliche, sono dati da:

$$E_n = \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} \right) n^2$$

dove $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, con h la costante di Plank; L_w è la larghezza della QW, n un intero, mentre m^* è la *massa efficace* nella buca.

La massa efficace è data dalla formula:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{\partial^2 E}{\partial^2 k} \right)}$$

ed esprime la variazione della pendenza della curva dell'energia nel diagramma di dispersione rispetto al vettore d'onda k , dunque può essere sia positiva che negativa. Nel caso di derivata negativa, per ovviare al problema di una massa negativa, è stata introdotta la 'particella' (non esistente fisicamente parlando) detta lacuna, a cui è associata una carica positiva. Ovviamente la lacuna non è l'antiparticella dell'elettrone proprio perché non esiste fisicamente, indica solo la presenza di una vacanza che si crea quando, ad esempio, un elettrone sale in banda di conduzione lasciando uno spazio vuoto nella banda di valenza.

Queste energie corrispondono al movimento degli elettroni attraverso il piano; il moto degli elettroni nel piano è quello di una particella libera. L'energia di transizione intrasottobanda tra lo stato più basso ed il primo eccitato sarà dunque:

$$E_{21} = E_2 - E_1 = \left(\frac{3\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} \right)$$

L'elemento della matrice di dipolo per questa transizione è elevato:

$$\langle z \rangle = \frac{16L_w}{9\pi^2} \cong 0.18L_w$$

così come la forza dell'oscillatore corrispondente a questa transizione:

$$f \equiv \frac{2m^*}{\hbar^2} (E_2 - E_1) \langle z \rangle^2 \cong 0.96$$

Variando la larghezza L_w della buca, l'energia della transizione intrasottobanda può essere cambiata in un ampio range. Per elevate densità di elettroni, come quelle presenti nelle QW e nelle eterostrutture, l'effetto di interazioni elettrone-elettrone sulle transizioni intrasottobanda diventa importante e non può essere trascurato. Queste interazioni interelettroniche spostano l'energia di risonanza di un'energia pari alla differenza $E_{21} = E_2 - E_1$ tra la sottobanda fondamentale e quella eccitata a causa delle eccitazioni collettive del gas di elettroni nelle QW (plasmon mode). Questo effetto è conosciuto come **depolarization shift**, lo spostamento di depolarizzazione. Solitamente le transizioni intrasottobanda vengono studiate sperimentalmente attraverso il meccanismo del rilassamento degli elettroni; la comprensione della natura di questi processi è di fondamentale importanza sia per l'analisi del comportamento fisico che per le applicazioni tecnologiche. I processi di rilassamento più importanti per i QCL sono quelli che coinvolgono l'emissione di un fotone, in cui si conserva il momento dell'elettrone nel piano e l'energia del fotone emesso è uguale alla differenza delle energie delle due sottobande inferiori, E_{12} . Il tempo di rilassamento tipico per questo processo è circa 1 nanosecondo. Nonostante per i QCL le transizioni ottiche siano quelle di maggiore interesse, i processi di rilassamento fondamentali hanno un'origine diversa. I meccanismi principali responsabili del rilassamento intrasottobanda di elettroni nelle QW, sono: emissione di fononi ottici longitudinali; emissione di fononi acustici e scattering elettrone-elettrone e elettrone-impurità.

I fononi non sono altro che i quanti dell'energia di vibrazione reticolare (analoghi ai fotoni, quanti dello spettro elettromagnetico). Il reticolo è visto come un oscillatore armonico con energie quantizzate a causa delle condizioni di Born Von Karman; in particolare per ogni vettore d'onda associato al fonone sono permesse due soluzioni, cioè due modi di vibrazione, quello acustico e quello ottico. In caso di reticolo tridimensionale avremo 3 modi acustici e 3 modi ottici; due trasversali alla direzione del vettore d'onda ed uno longitudinale ad essa.

L'espressione generale per il tasso di rilassamento di elettroni segue la **regola d'oro di Fermi**. Nella meccanica quantistica la regola d'oro di Fermi è una formula per calcolare il tasso di transizione (probabilità nel tempo) da un autostato ad energia definita in un continuo di autostati di energia, a causa di una perturbazione non dipendente dal tempo. Poiché la perturbazione non dipende dal tempo, il sistema subirà una transizione che conserva l'energia. La regola d'oro di Fermi è un caso particolare delle perturbazioni dipendenti dal tempo, nel caso in cui la perturbazione non dipenda dal tempo e il tempo di osservazione sia molto più grande del tempo di transizione. Dunque l'espressione per il tasso di rilassamento è data da:

$$\tau_r^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \left| \langle \psi_i | V_{\text{int}} | \psi_f \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$$

La relazione si verifica nella forma di una transizione dallo stato iniziale $\langle \psi_i |$ della seconda sottobanda a quello finale $|\psi_f\rangle$ della prima sottobanda. Il potenziale V_{int} determina il meccanismo di rilassamento e l'energia $\hbar\omega$ rappresenta l'energia del fonone emesso nel caso di scattering anelastico. Le funzioni d'onda dell'elettrone nello stato iniziale e finale hanno la forma $\chi_{i(f)} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\rho})$, dove $\chi_{i(f)}$ è l'involuppo della funzione d'onda dell'elettrone nella seconda (iniziale) e nella prima (finale) sottobanda, rispettivamente, e \vec{k} è il vettore d'onda bidimensionale per l'elettrone. Lo scattering elettrone-impurità è un processo elastico e nel caso di interazione con impurità ionizzate, il potenziale di interazione è dato da:

$$V_{\text{int}}(\rho, z) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon A} \sum_i \sum_Q \frac{1}{Q} \exp(-Q|z - z_i|) \exp[i\vec{Q} \cdot (\vec{\rho} - \vec{\rho}_i)]$$

dove A è la superficie del campione, $(\vec{\rho}_i, z_i)$ è la posizione dell'impurità e ϵ è la costante dielettrica efficace. Il potenziale di interazione elettrone-fonone invece ha la forma:

$$V_{\text{int}}(\rho) = - \sum_Q \frac{M(\vec{Q})}{\sqrt{V}} \left[\exp(i\vec{Q} \cdot \vec{r}) \cdot b_Q^+ + \exp(-i\vec{Q} \cdot \vec{r}) \cdot b_Q \right]$$

dove b_Q^+ e b_Q sono gli operatori di creazione ed annientamento di un fotone con vettore d'onda \vec{Q} e V è il volume di normalizzazione. In fisica, un operatore annientamento è un operatore che diminuisce il numero di particelle in un particolare stato, viceversa per l'operatore di creazione, che è l'operatore aggiunto del precedente. Ovvero, dato uno spazio di Hilbert H ed un operatore lineare continuo $A: H \rightarrow H$, esiste un unico operatore lineare continuo $A^+: H \rightarrow H$ per cui vale la seguente proprietà: $\langle Ax, y \rangle = \langle x, A^+y \rangle$ per tutti gli $x, y \in H$. L'operatore A^+ è l'aggiunto di A .

Tornando alla formula del potenziale di interazione, abbiamo che la forza di interazione elettrone-fonone nell'approssimazione isotropica è data dall'espressione

$$|M(\vec{Q})|^2 = 2\pi\hbar\omega_{LO} \frac{e^2}{Q^2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)$$

per i fononi ottici (LO), dove ϵ_∞ e ϵ_0 sono le permittività del sistema ad alta e bassa frequenza, e

$$|M(\vec{Q})|^2 = \frac{\hbar}{2\rho_0 s Q} [\beta^2 + E_0^2 Q^2]$$

per i fononi acustici, dove ρ_0 è la densità di massa, β e E_0 sono i parametri di accoppiamento del potenziale piezoelettrico e di deformazione, rispettivamente e s è la velocità del suono. Per i fononi ottici si considera l'assunzione di non dispersione con la frequenza ω_{LO} mentre per i fononi acustici solitamente si usa l'approssimazione di Debye in cui la frequenza del fonone dipende linearmente dal vettore d'onda $\omega(Q) = sQ$, con costante di proporzionalità pari proprio alla velocità del suono. Nel calcolo dei tassi di rilassamento, di solito si trascura l'influenza delle eterogiunzioni o delle strutture multiwell nella legge di dispersione dei fononi e nella forza di interazione elettrone-fonone. Quando, nelle buche quantiche, viene permesso il rilassamento dell'elettrone a causa dell'emissione di un fonone LO, diventa il meccanismo di rilassamento principale in questi sistemi, con tempo di rilassamento di circa 1 ps. Questa situazione si verifica nelle strutture QCL, dove le QW sono abbastanza strette. Le energie dell'elettrone nello stato iniziale e finale differiscono dell'energia del fonone LO, che nel GaAs è circa 36 meV. Una situazione ancora più interessante avviene nelle QW più larghe, dove la separazione tra sottobande è inferiore all'energia $\hbar\omega_{LO}$; praticamente l'emissione diretta di fononi LO è proibita. Allora il meccanismo dominante di rilassamento degli elettroni intrasottobanda diventa l'interazione di fononi acustici o lo scattering elettrone-elettrone, con l'aumento del tempo di rilassamento rispetto al caso di QW strette. Per questi sistemi sono stati riportati sperimentalmente tempi di rilassamento da 2 a 1000 ps; questo ampio range di valori è dovuto anche alla forte dipendenza dalla temperatura dell'elettrone. In sostanza si può osservare, all'aumentare della temperatura, una trasformazione del meccanismo di rilassamento dall'emissione di fononi acustici a quella di fononi LO; quindi ad alte temperature è possibile ottenere dei rilassamenti molto rapidi. Le strutture QCL in cui il meccanismo di rilassamento di fononi LO viene energeticamente proibito sono in grado di emettere luce nella regione del terahertz (1-10 THz). Un altro fenomeno importante nelle QW è l'influenza del campo elettrico applicato lungo la direzione di crescita sul tasso di transizioni intrasottobanda. Il campo elettrico introduce una deformazione delle funzioni d'onda dei portatori, aumentando il tempo di rilassamento intrasottobanda. Questo effetto è particolarmente importante per i QCL, che sono progettati per operare in un campo elettrico esterno. Infine, quando viene applicato un campo magnetico perpendicolare al piano degli elettroni di una QW, ogni sottobanda viene quantizzata in una serie di livelli discreti di Landau. La situazione cambia se il campo magnetico è parallelo o obliquo rispetto alla normale al piano, come si vedrà nei paragrafi successivi.

Transizioni a cascata quantica

Come menzionato prima, il laser QC è la prima struttura a semiconduttore ad utilizzare le transizioni intrasottobanda da una struttura a cascata per creare l'azione laser. Il dispositivo originale di Capasso emette a 4.2 μm (per $T < 100$ K) e consiste di 25 stage, ognuno dei quali contiene una regione attiva con tre buche quantiche.

Principi di base

Le transizioni a cascata quantica (*quantum transition cascade*, **QCT** ora in poi), hanno luogo negli stati elettronici discreti a causa del confinamento quantico, nella direzione normale al piano degli elettroni nelle QW. Il moto degli elettroni è libero nel piano e quindi gli stati elettronici corrispondono a onde piane. L'energia delle sottobande è quasi parallela, i fotoni liberati tramite transizioni radiative di elettroni verso una sottobanda ad energia minore (da $n = 3$ a $n = 2$), avranno tutti la stessa frequenza ν , con energia pari a $h\nu = E_3 - E_2$. Uno dei passi fondamentali per le QCT è la progettazione degli strati della regione attiva. Per generare le energie e le probabilità necessarie alle transizioni, oltre alle caratteristiche di trasporto, bisogna scegliere attentamente lo spessore di ogni strato. Una parte del diagramma di energia della banda di conduzione (con regione attiva e iniettore) del QCL è rappresentato in Figura 4(a).

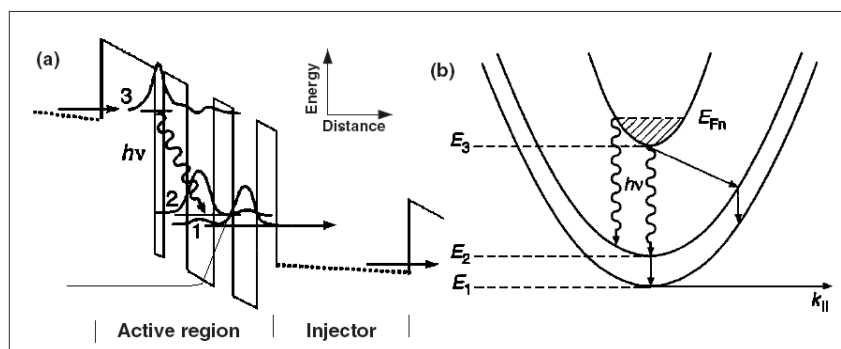


Figura 4 - (a) La regione attiva di un QCL, in cui avviene una QCT tra due livelli di energia. (b) Diagramma di dispersione energia-vettore d'onda corrispondente al processo in (a). Vengono mostrate solo le sottobande ad energia minore della buca, dove il minimo corrisponde ai livelli di energia indicati in (a).

L'applicazione di una differenza di potenziale opportuna cambia il diagramma di banda nella forma di una 'scala a gradini'. Gli elettroni vengono iniettati attraverso una barriera di AlInAs nel livello di energia $n = 3$ della buca quantica (GaInAs). L'**inversione di popolazione** tra gli stati con $n = 3$ e $n = 2$ della QW, ben separati da una barriera di AlInAs dalla precedente QW, è garantita dalla sovrapposizione spaziale ridotta tra questi due stati ed anche dal forte accoppiamento al pozzo GaInAs adiacente attraverso la barriera di AlInAs. La terza buca nella Figura 4 è responsabile del forte rilassamento anelastico per mezzo di fononi ottici che si trasferiscono tra le sottobande con $n = 2$ e $n = 1$. Infine gli elettroni hanno bisogno di essere iniettati velocemente nel livello 3, attraverso un effetto tunnel dalla precedente regione di iniezione, ed in seguito devono poter uscire rapidamente sempre per mezzo di tunneling dai livelli 2 ed 1 per procedere verso il successivo stadio iniettore. All'interno dell'iniettore grazie al campo elettrico esterno, riacquistano ancora energia e continuano il processo di cascata. La dispersione di energia degli stati $n = 1, 2$, e 3 paralleli al piano degli elettroni nelle regioni attive è mostrata in Figura 4(b); i livelli di energia $n = 1, 2$, e 3 sono di fatto i minimi di queste sottobande. Le frecce ondulate denotano le transizioni radiative che si originano dalle regioni riempite dello stato con $n = 3$ e sono essenzialmente alla stessa lunghezza d'onda. Gli elettroni che si disperdono da questo livello verso i due livelli più bassi 2 e 1, emettono fononi ottici longitudinali molto rapidamente; i tempi di scattering sono dell'ordine di qualche ps per τ_{32} e τ_{31} , mentre il tempo di vita medio totale $\tau_3 = 1/(1/\tau_{32} + 1/\tau_{31})$ risulta di circa un ps. Invece il tempo di scattering tra il livello 2 e l'1, τ_{21} è ultra corto a causa della natura risonante di questa transizione con i fononi LO e vale alcuni decimi di ps. In questo modo viene verificata la condizione necessaria per garantire l'inversione di popolazione ($\tau_{32} \gg \tau_2$) e quindi

l'azione laser tra il livello 3 e quello 2. Tipicamente i QCL hanno una cascata che contiene dalle 25 alle 75 regioni attive alternate con le regioni di iniezione.

Guadagno e perdite

Uno dei parametri fondamentali per un laser a semiconduttore è la densità di corrente di soglia, J_{th} ; oltre questo valore la corrente è abbastanza elevata da permettere al guadagno di compensare le perdite nella guida d'onda e quindi permettere l'azione laser. L'equazione per la J_{th} risulta

$$J_{th} = \frac{\alpha_w + \alpha_m}{g\Gamma}$$

Al numeratore abbiamo le perdite che la luce subisce passando attraverso la guida d'onda: essendo il risonatore laser formato da due specchi semi-trasparenti, α_m tiene conto delle perdite di disaccoppiamento dovute alla non completa riflettività. Il secondo termine invece, α_w , considera le perdite inevitabili in un semiconduttore di Drude, i.e. quelle dovute all'assorbimento dei portatori liberi nelle regioni di semiconduttore drogate e nei contatti metallici. Infatti il modello di Drude spiega le proprietà di trasporto degli elettroni assumendo che il materiale contenga ioni positivi immobili e un "gas di elettroni" classici, non interagenti, di densità n . Il moto di ogni elettrone è frenato da una forza di attrito viscoso dovuta alle collisioni con gli ioni, ed è caratterizzato da un tempo di rilassamento τ . Queste perdite crescono quadraticamente con la frequenza. Infine una terza sorgente di potenziali perdite di assorbimento sono le transizioni risonanti intrasottobanda, che dovranno essere opportunamente evitate durante la progettazione del QCL.

Al denominatore abbiamo invece due termini: Γ , il fattore di confinamento, cioè la sovrapposizione dei modi guidati con la pila delle regioni attive e degli iniettori (dipende dal numero di stage presenti nel QCL) e g , il coefficiente di guadagno, dato da:

$$g = \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \frac{4\pi e z_{32}^2}{\lambda_0 \epsilon_0 n_{eff} L_p} \frac{1}{2\gamma_{32}}$$

Dove z_{32} è l'elemento di matrice del dipolo ottico, λ_0 è la lunghezza d'onda nel vuoto, ϵ_0 è la costante dielettrica nel vuoto, e la carica elementare, n_{eff} è l'indice efficace del modo, L_p la lunghezza di un periodo di regione attiva ed iniettore e $2\gamma_{32}$ la larghezza totale a metà del valore massimo dello spettro di luminescenza.

Finora abbiamo supposto che alcuni parametri, come le perdite ed il fattore di confinamento, rimanessero costanti al variare della temperatura; in realtà, nel passaggio da temperature criogeniche a temperatura ambiente, la larghezza dello spettro del guadagno viene aumentata di un fattore due, come si vede in Figura 5.

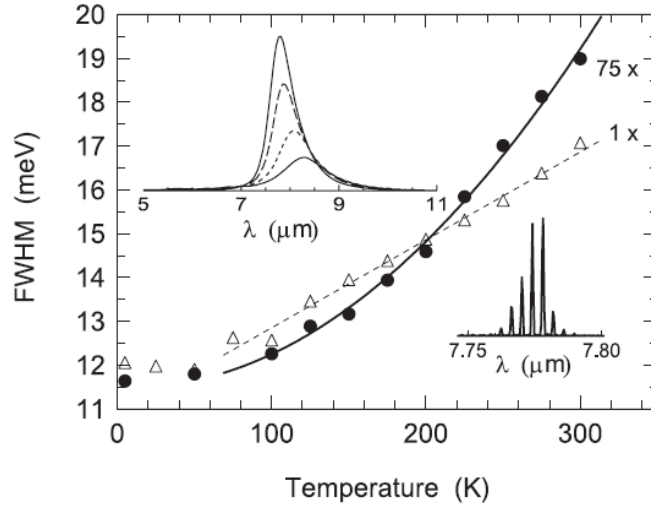


Figura 5 – Misurazioni della riga di emissione di luminescenza come funzione della temperatura per due campioni con $N_p = 1$ (triangoli vuoti) e 75 (cerchi pieni). Nel riquadro in alto a sinistra ci sono gli spettri misurati a 4 diverse temperature (dall'alto al basso 100, 150, 225, 300 K) per il secondo campione, mentre nel riquadro in basso a destra è rappresentato un tipico spettro laser.

Infatti all'aumentare della temperatura aumenta la diffusione termica dei portatori e quindi nascono altri fenomeni di scattering, dovuti ad esempio alla presenza di impurità e rugosità dell'interfaccia. Una versione modificata della J_{th} che tiene conto anche della dipendenza dalla temperatura è stata suggerita da Faist:

$$J_{th} = \frac{1}{\tau_3(T) \left(1 - \frac{\tau_2(T)}{\tau_{32}(T)} \right)} \left[\frac{\lambda_0 \epsilon_0 n_{eff} L_p (2\gamma_{32}(T))}{4\pi e z_{32}^2} \frac{\alpha_w + \alpha_m}{g\Gamma} + e n_g \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \right]$$

Dove:

$$\tau_i(T) = \tau_{i0} \frac{1}{1 + \frac{2}{\exp\left(\frac{E_{LO}}{kT}\right) - 1}}$$

con $i = 1, 2, 3$ e τ_{i0} è il tempo di scattering a bassa temperatura, E_{LO} l'energia del fonone longitudinale ottico, k la costante di Boltzmann, n_g la densità di portatori nello stato fondamentale dell'iniettore e Δ l'energia di separazione fra questo stato ed il livello 2 della regione attiva precedente. Dopo aver calcolato la soglia laser, possiamo stimare anche l'incremento di potenza ottica per unità di corrente come:

$$\frac{\partial P}{\partial I} = \frac{1}{2} \frac{h\nu}{e} N_p \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_w} \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right)$$

che è proporzionale al numero di regioni attive ed iniettori presenti, N_p .

Correnti di leakage

Per ottenere l'azione laser in un QCL dobbiamo progettare con attenzione sia lo spessore dello strato che il campo elettrico applicato esternamente alla regione attiva, come già detto. Finora nella discussione abbiamo dato per scontato che gli elettroni vengano iniettati velocemente nel livello 3 e possano uscire altrettanto rapidamente dagli stati 2 e 1. Affinché valga questa assunzione bisogna garantire un tempo di tunneling inferiore al picosecondo, inoltre per la densità di corrente vorremmo un profilo di drogaggio il più basso possibile per diminuire le perdite in guida, ma allo stesso tempo abbastanza elevato da poter supportare la maggior corrente disponibile. Per quanto riguarda il campo esterno, se è troppo basso non fa scorrere corrente, invece se è troppo elevato l'azione laser può terminare bruscamente poiché si blocca l'iniezione risonante.

La catena ideale del trasporto dei portatori parte da g (stato fondamentale nell'iniettore) e segue il percorso $g \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ prima di tornare al successivo stadio di iniezione. Nella realtà sono presenti altri possibili percorsi di scattering per gli elettroni, che si aggiungono alla corrente di soglia del laser come *correnti di leakage* (di perdita). La Figura 6 mostra degli esempi di queste correnti.

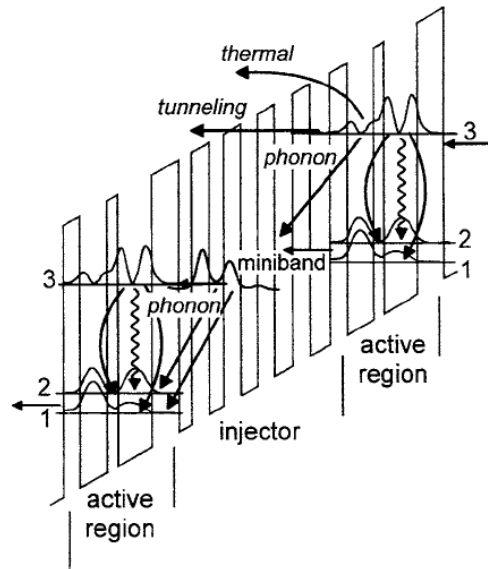


Figura 6 - Rappresentazione della banda di conduzione del QCL in Figura 2 in cui è stato aggiunto anche il modulo quadrato della funzione d'onda dello stato fondamentale dell'iniettore. Le frecce aggiuntive indicano i diversi meccanismi di scattering oltre a quelli che partecipano all'azione laser.

Innanzitutto, lo scattering dal livello fondamentale dell'iniettore può bypassare la transizione laser $3 \rightarrow 2$ ed andare direttamente negli stati più bassi, creando una corrente parallela a quella utile per il laser. Allo stesso modo, gli elettroni possono disperdersi direttamente dallo stato 3 agli stati più bassi dell'iniettore, diminuendo il tempo di vita medio τ_3 e quindi il coefficiente di guadagno. Infine, soprattutto per laser a basse lunghezze d'onda, dove lo stato 3, ad energia più elevata è localizzato vicino al quasi-continuo oltre le barriere, è possibile che gli elettroni possano subire emissione termoionica o effetto tunnel verso il continuo. Una volta nel continuo vengono accelerati senza vincoli dal campo elettrico esterno e non partecipano più all'azione laser. Ovviamente queste correnti parassite devono essere minimizzate ottimizzando la struttura del QCL, come vedremo nelle sezioni successive.

Design per le regioni attive

Sin dalla nascita dei QCL, vennero proposti diversi design per la loro realizzazione, caratterizzati principalmente dal numero di buche quantiche nella regione attiva (da 1 a 8), dall'estensione spaziale e dal numero delle funzioni d'onda nelle regioni attive. Adesso verranno descritte alcune strutture dalle prestazioni elevate.

Regione attiva three-well vertical-transition

Nella cosiddetta transizione “a tre buche verticali” viene inserito un sottile pozzo tra la regione di iniezione e quella attiva. Il QW aggiuntivo porta ad una significativa riduzione dello scattering degli elettroni (correnti di leakage) dall'iniettore direttamente verso lo stato fondamentale 2 ed 1. Questo miglioramento ha portato alle prime performance di un certo livello per le operazioni a temperatura ambiente di un QCL. Una porzione che comprende due regioni attive con la regione intermedia di iniezione/rilassamento è rappresentata in Figura 7.

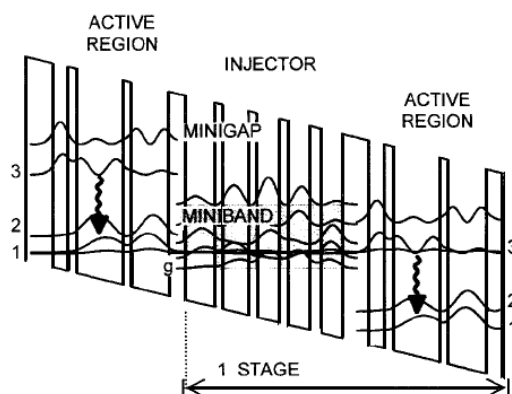


Figura 7 – La regione attiva è costituita da tre QW di InGaAs accoppiate da sottili barriere di AlInAs. Applicando un campo elettrico di 45 kVcm^{-1} , otteniamo $E_{32} = 153.6 \text{ meV}$ ($\lambda_0 = 8.08 \mu\text{m}$). Viene rappresentato anche il modulo quadrato delle funzioni d'onda coinvolte nella transizione laser. Gli spessori degli strati in nanometri sono, dalla barriera di sinistra verso destra: 3.8/2.1/1.2/6.5/1.2/5.3/2.3/4.0/1.1/3.6/1.2/3.2/1.2/3.0/1.6/3.0. Gli strati in grassetto sono drogati di tipo n; le regioni attive sono indicate col corsivo.

Il livello 1 della prima regione attiva è in risonanza con il livello 3 della successiva, permettendo un tempo di attraversamento della regione di iniezione di circa 0.5 ps, molto inferiore a quello di rilassamento dell'iniettore. Di conseguenza risulta trascurabile il rilassamento dei portatori nell'iniettore. Il vantaggio di questa struttura è quello di evitare uno “shut-down” del laser troppo veloce a causa della terminazione dell'effetto di tunneling risonante. Una volta che il campo elettrico è incrementato oltre i 45 kVcm^{-1} e la risonanza tra il livello 1 e 3 viene distrutta, c'è ancora una forte iniezione impressa dallo stato fondamentale dell'iniettore, che permette un'ampia dinamica della corrente ed anche un'elevata potenza ottica.

Possiamo anche studiare la dipendenza delle prestazioni del dispositivo dal numero di stage presenti nel QCL, ovvero N_p . Mentre il laser QC con unico stage ($N_p = 1$) sottolinea l'elevato guadagno ottico che può essere raggiunto con un ingegnerizzazione del bandgap, il laser QC con $N_p = 100$ risalta lo schema a cascata, il quale permette l'impilamento di un gran numero di regioni attive in una sola cascata. La conseguenza più importante della variazione di N_p , sta nella dipendenza

lineare del fattore di confinamento Γ da questo valore; di conseguenza anche la densità di corrente di soglia sarà una $J_{th}(N_p)$, come si vede dalla Figura 8.

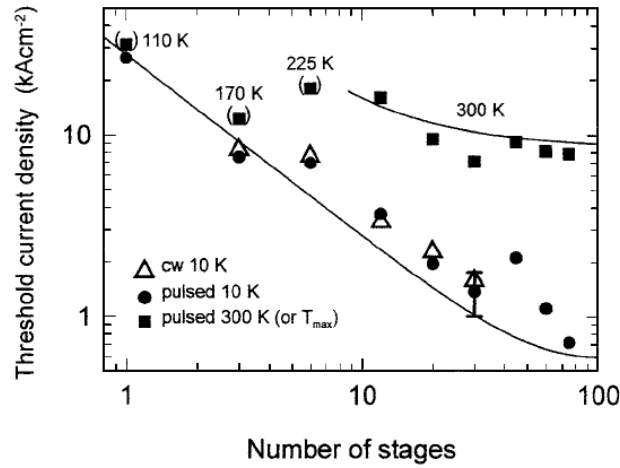


Figura 8 – Densità di corrente di soglia come funzione del numero di stage, misurata a temperature criogenica in modalità pulsate (cerchi pieni) e continua (triangoli vuoti) e, sempre in modalità pulsata a temperatura ambiente (quadrati pieni).

Vengono mostrati i valori di $J_{th}(N_p)$ misurati sia in condizioni pulsate che ad onda continua a diverse temperature. Per temperature criogeniche i valori di soglia nel caso PW e CW sono pressoché identici, mentre si discostano molto a temperatura ambiente (confermando il fatto che le performance in temperatura sono indipendenti dal numero di stage del QCL). In particolare nei dispositivi con $N_p \geq 12$ l'azione laser in modalità pulsata avviene anche oltre la temperatura ambiente.

La Figura 9 mostra le caratteristiche corrente - tensione misurate a bassa temperatura.

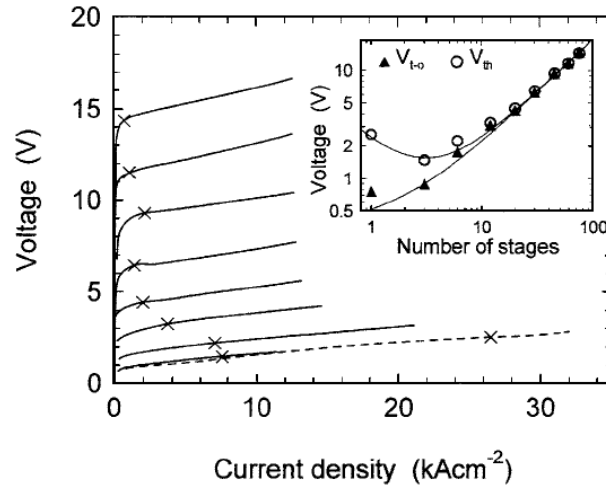


Figura 9 –Caratteristiche tensione-corrente di vari dispositivi QCL con $N_p = 1, 3, 6, 12, 20, 30, 45, 60$, and 75 ; la traccia superiore corrisponde al campione con $N_p = 75$ stage, quella inferiore al campione con $N_p = 3$. La traccia con $N_p = 1$ è la curva tratteggiata. Il simbolo 'x' su ogni curva indica il raggiungimento della soglia. Nel riquadro invece è rappresentata la tensione di turn-on (V_{to} , triangoli pieni) e quella di soglia (V_{th} , cerchi vuoti) in funzione di N_p .

Il calo di energia per stage è dato da:

$$E_{32} + E_{21} = E_{\text{Photon}} + E_{\text{LO-Phonon}}$$

mentre la caduta di tensione su tutti gli N_p stage in cascata è data da:

$$V_S(N_p) = \frac{(E_{32} + E_{21})}{e} N_p$$

Introduciamo anche la tensione di **turn-on** V_{to} , definita in accordo con i convenzionali diodi semiconduttori, come il livello di polarizzazione al quale la corrente inizia a fluire attraverso il dispositivo. Nel riquadro in Figura 9 vengono mostrati i valori di V_{to} al variare di N_p . I dati sono stati poi interpolati con la funzione lineare $V_{to}(N_p) = V_S(N_p) + V_{\text{offset}}$, in cui V_{offset} è l'unico parametro di interpolazione. Sfruttando dunque la tensione di turn-on V_{to} , la resistenza serie differenziale e la densità di corrente di soglia J_{th} , possiamo calcolare la tensione di soglia laser $V_{th}(N_p)$ come

$$V_{th}(N_p) = \frac{(E_{32} + E_{21})}{e} \cdot N_p + V_{\text{offset}} + \frac{\partial V}{\partial I}(N_p) \cdot J_{th}(N_p)$$

L'ultimo termine, $\frac{\partial V}{\partial I}(N_p) \cdot J_{th}(N_p)$, tiene conto della corrente necessaria affinché il guadagno superi le perdite (**condizione di soglia laser**). Dal riquadro in Figura 9 si vede come i calcoli sono in accordo con i dati; infatti sia V_{to} che V_{th} diminuiscono monotonicamente al decrescere di N_p ; però quest'ultimo, per $N_p \leq 3$, aumenta a causa dell'alta corrente di soglia e della resistenza serie. In particolare dalla formula precedente anche lo **slope efficiency**, i.e. l'incremento della potenza ottica d'uscita per unità di corrente è direttamente proporzionale al numero di stage presenti, caratteristica importante per il funzionamento ad alta potenza dei QC laser.

Il riquadro in Figura 10 mostra il picco massimo di potenza ottenuto da laser in modalità pulsata a bassa temperatura (10 k) e a temperatura ambiente. Per valori medio-bassi di N_p , il massimo del picco aumenta all'incirca linearmente con N_p , e satura pian piano per valori elevati di N_p , come ci aspettavamo. Infine calcoliamo la potenza elettrica dissipata alla soglia laser. Questo parametro sarà fondamentale per applicazioni con limitate possibilità per dispositivi di raffreddamento, come i sistemi portatili e i monitor per la rilevazione di gas. Possiamo assumere con ragionevolezza che, al di sotto della corrente di soglia, l'intera energia degli elettroni venga dissipata sotto forma di calore attraverso l'emissione di fononi (l'efficienza radiativa dell'emissione spontanea è trascurabile). Allora la densità di potenza dissipata (per unità di area) risulta:

$$P_{th}(N_p) = V_{th}(N_p) \cdot J_{th}(N_p) = \frac{(E_{32} + E_{21})}{e} \cdot N_p \cdot J_{th}(N_p) + V_{\text{offset}} \cdot J_{th}(N_p) + \frac{\partial V}{\partial I}(N_p) \cdot J_{th}(N_p)^2$$

Esiste anche un numero ottimo di stage ($N_p = 22$), per cui la potenza dissipata raggiunge il minimo, pari a $P_{\min} = 6.3 \text{ kWcm}^{-2}$. Le regioni attive three-well vertical hanno avuto successo per lunghezze

d'onda inferiori a $13\ \mu\text{m}$, grazie soprattutto alla lunghezza molto corta della regione attiva combinata con l'alta flessibilità di progettazione delle regioni di iniezione.

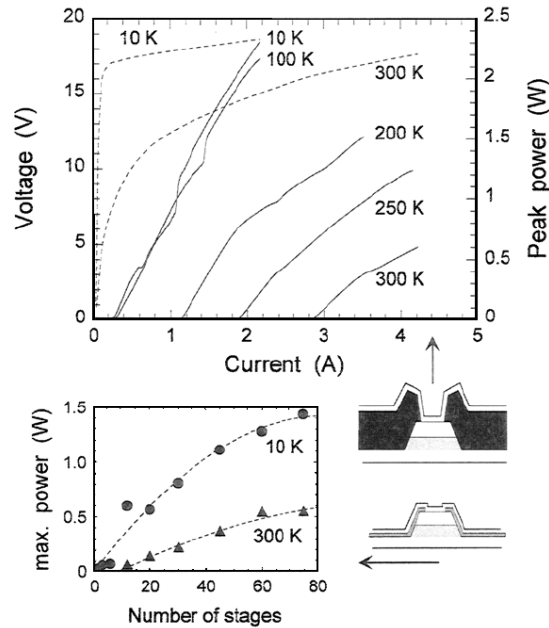


Figura 10 – Potenza d'uscita contro corrente (curve piene) e tensione contro corrente (curve tratteggiate) a varie temperature per un laser $N_p = 100$ stage, in modalità pulsata. Nel riquadro in basso a sinistra, potenza massima di picco in funzione del numero di stage per vari laser in PW a due temperature di prova, 10 and 300 K.

Regione attiva superlattice

I QCL con regione attiva a superreticolo (SL-QCL) furono introdotti per la prima volta nel 1997. In sostanza, l'azione laser ha luogo tra le minibande e non tra le sottobande dei pozzi quantici. Questi laser SL-QC garantiscono alcuni vantaggi rispetto ai tradizionali laser QC, come l'alto guadagno, la grande capacità di corrente e la bassa sensibilità alla temperatura, tanto da essere utilizzati per ottenere prestazioni elevate. In particolare però gli SL-QCL sono adatti per l'emissione nelle lunghezze d'onde più alte (i.e. $\lambda_0 = 7\ \mu\text{m}$ per un reticolo di InP), anche oltre le finestre atmosferiche, dove i convenzionali QCL difficilmente possono operare con le transizioni intrasottobanda. Un semiconduttore a superreticolo comprende una pila di strati di due materiali che si ripetono (buche quantiche e barriere). Il periodo di questi strati è tipicamente molto più grande ($\approx 5\text{nm}$) di quello della costante reticolare del substrato ($\approx 0.35\text{nm}$). Il potenziale periodico esterno divide le bande di valenza e di conduzione in una serie di minibande separate da minigap, lungo la direzione normale agli strati. Le larghezze delle minibande e dei minigap possono essere controllate scegliendo opportunamente lo spessore dello strato. La Figura 11 illustra il primo esempio di realizzazione di un SL-QC laser.

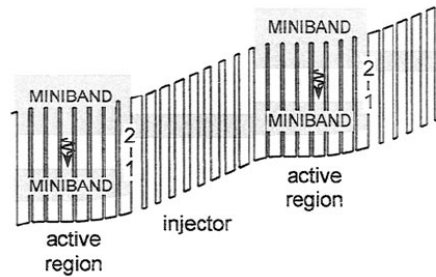


Figura 11 – Schematizzazione della struttura della banda di conduzione per il laser originale SL-QC. Sono rappresentate due regioni attive e due di iniezione. La transizione laser avviene nel primo minigap 2-1 (freccie ondulate).

Il superreticolo consiste di otto pozzi quantici fortemente accoppiati, in cui le barriere intermedie sono molto sottili (tipicamente 1-2 nm per discontinuità di banda di alcune centinaia di meV). Questo porta a due minibande sostanzialmente confinate all'interno del superreticolo con un offset di banda di 520 meV. Il superreticolo viene drogato uniformemente a $6-7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ affinché le cariche estrinseche possano schermare il campo elettrico applicato esternamente durante il funzionamento del laser. Gli elettroni vengono iniettati elettricamente da una regione d'iniezione precedente, drogata allo stesso modo, direttamente nello stato fondamentale vicino al minimo della seconda minibanda. Da lì gli elettroni possono rilassare nel massimo della minibanda inferiore emettendo un fonone ottico longitudinale, come accadeva per i QCL. Questo processo ha un tempo di scattering lungo ($\approx 10 \text{ ps}$) comparato a quello dello scattering intraminibanda. Dentro ogni minibanda gli elettroni rilassano molto più velocemente (frazioni del picosecondo) garantendo un'inversione di popolazione intrinseca attraverso il minigap. Un'altra caratteristica unica di questo design è l'alta forza dell'oscillatore della transizione radiativa tra le due minibande del superreticolo, che aumenta al diminuire dello spessore della barriera. Nelle transizioni intraminibanda, l'azione laser avviene fra gli stati al confine del primo minigap delle regioni del superreticolo, dove gli elettroni vengono estratti dalla minibanda energeticamente più bassa del superreticolo precedente e iniettati nella seconda minibanda del successivo. Uno dei principali vantaggi di questo processo rispetto ai QCL convenzionali è che l'ampia energia delle minibande può supportare densità di corrente elevate.

Risolvendo le equazioni di Schroedinger otteniamo i profili di banda come in Figura 11, dove gli elettroni estrinseci separati dai propri ioni donori generano un potenziale ondeggiante addizionale. Una volta calcolati i livelli energetici e le funzioni d'onda, gli altri parametri fondamentali del laser possono essere stimati nello stesso modo del caso precedente.

Questi primi SL-QCL risultavano comunque inferiori ai laser QC per densità di corrente di soglia, slope efficiency, ecc. a causa delle pesanti perdite in guida d'onda dovute all'alto livello di drogaggio. Quindi gli sforzi per migliorare le performance dei SL-QC laser si sono concentrati sulla riduzione del livello di drogaggio necessario, iniziando col drogare solo le regioni di iniezione. L'idea è quella di separare spazialmente gli elettroni estrinseci dagli ioni donori in modo che il campo generato da queste cariche compensi esattamente quello applicato esternamente, come illustrato in Figura 12.

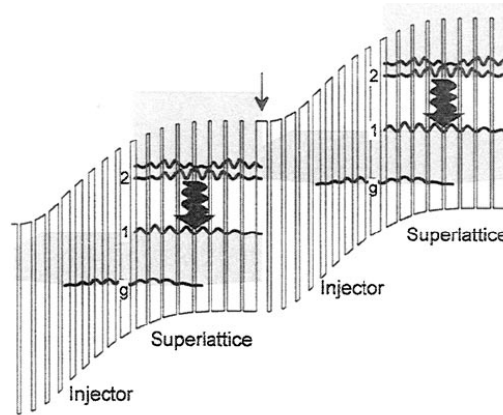


Figura 12 – Diagramma di energia di un laser SL-QC ottimizzato, con regione attiva non drogata. I superreticoli nelle regioni attive sono 'liberi' dal campo grazie ad una modulazione del drogaggio nelle regioni di iniezione. Le frecce dritte indicano le barriere.

Come si vede le regioni del superreticolo sono pressoché libere dal campo, con la prima minibanda di ogni periodo allineata in energia con la seconda del periodo successivo, per garantire un trasporto efficiente dei portatori tra i due stage. L'energia di separazione tra i primi due stati nella minibanda superiore è stata scelta uguale all'energia del fonone LO. La regione attiva è stata ottimizzata per far sì che la maggior parte della forza dell'oscillatore sia ancora concentrata nella transizione laser $2 \rightarrow 1$; in questo modo i tempi di scattering e il coefficiente di guadagno sono risultati molto simili a quelli dei primi modelli di SL-QCL.

Un'ulteriore evoluzione nella progettazione dei SL-QC laser è stata raggiunta con i cosiddetti '*chirped SL*', in cui si ottengono minibande piatte senza drogare le regioni attive. Questo schema è basato su un superreticolo in cui lo spessore delle buche nelle regioni attive diminuisce gradualmente nella direzione di moto degli elettroni, come si nota nella '*downhill*' di Figura 13.

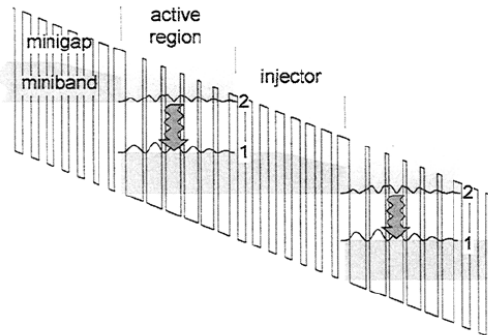


Figura 13 – Profilo di banda per due regioni attive SL 'chirped'.

Senza polarizzazione gli stati delle QW sono localizzati poiché la variazione di spessore degli strati adiacenti è tale da mandare fuori risonanza i corrispondenti livelli di energia dei pozzi isolati. Appena viene applicato un campo elettrico esterno di un valore opportuno, questi stati entrano in risonanza formando le minibande. Nei superreticoli chirped vengono create due minibande ben definite, abbinate ad una singola minibanda di iniezione che le collega insieme attraverso gli stage in cascata. Nella Figura 14 e nella Figura 15 sono mostrati le prestazioni ottimali rispettivamente per pulsed wave (che opera in un range di temperatura da 10 K a 300 K con picchi di potenza che variano da 900 mW a 300 mW) e per continuous wave (che opera fino a 175 K con potenze da 300 mW a 10 mW). Le regioni attive '*chirped SL*' per dimostrare il funzionamento di laser sia a lunghezze d'onda grandi (17, 19, 21.5, 24 μm), che per λ_0 oltre le finestre atmosferiche (3-5 e 8-13

μm). In generale, l'estensione a lunghezze d'onda grandi (fino all'emissione nel TeraHertz) è problematica, in quanto avviene tra livelli che sono energeticamente vicini, più vicini dell'energia dei fononi ottici rendendo quindi più difficile il loro sfruttamento per ottenere l'inversione di popolazione. In questo intervallo di energie, inoltre, i vari processi di scattering che sono stati trascurati finora hanno una rilevanza maggiore. Tra di essi il più importante è la diffusione tra elettroni (scattering elettrone-elettrone). Infine nei semiconduttori drogati, all'aumentare di λ_0 , cresce anche il coefficiente di assorbimento dei portatori liberi intrabanda, i.e. vengono incrementate le perdite in guida d'onda. Per tutti questi motivi dunque le densità di corrente di soglia diventano troppo elevate per le tradizionali strutture intrasottobanda dei QCL, mentre i SL-QCL sono in grado di supportare anche correnti elevate senza perdite di prestazioni. Per le perdite in guida saranno necessarie guide d'onda come le *surface plasmon* (a plasma superficiale), che garantiranno un elevato fattore di confinamento come vedremo in seguito.

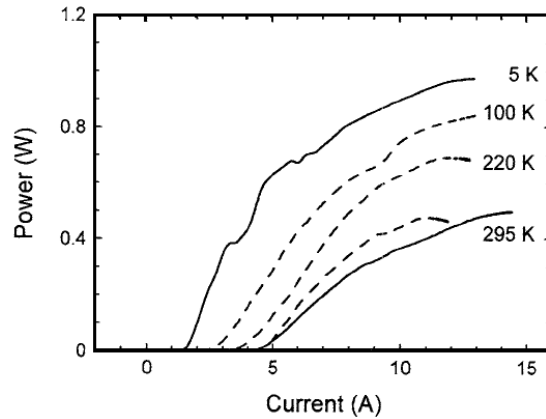


Figura 14 – Potenza d'uscita contro corrente per un laser SL-QC 'chirped' ottimizzato in modalità pulsata, come mostrato in Figura 13. I risultati mostrati sono per due dispositivi (curva tratteggiata e non) a varie temperature.

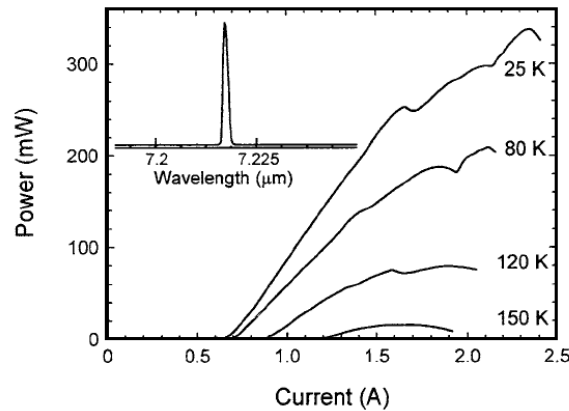


Figura 15 – Potenza d'uscita contro corrente per un laser SL-QC 'chirped' ottimizzato in modalità continua, come mostrato in Figura 13. Si raggiunge una temperatura di funzionamento massima a 150 K. Nel riquadro c'è lo spettro di emissione a singolo modo di questo dispositivo.

Regione attiva diagonal transition

Nei QCL e SL-QCL descritti finora le funzioni d'onda coinvolte direttamente nell'azione laser erano situate nella stessa regione di spazio, da qui il nome di transizioni 'verticali', caratterizzate da

una robustezza delle lunghezze d'onda rispetto alla tensione applicata e quindi rispetto alla temperatura. Invece nelle transizioni 'diagonali' le funzioni d'onda dello stato inferiore e superiore sono localizzate in regioni spaziali diverse e, a differenza delle transizioni verticali, i dispositivi basati su questo tipo di regioni attive mostrano una forte dipendenza della lunghezza d'onda con il campo elettrico applicato, attraverso una differenza di tensione indotta dall'effetto Stark-Lo Surdo. L'effetto Stark-Lo Surdo consiste nella separazione delle linee spettrali di atomi e molecole proprio a causa della presenza di un campo elettrico esterno. Tale separazione e/o spostamento viene detta *separazione Stark-Lo Surdo* o *spostamento Stark-Lo Surdo*.

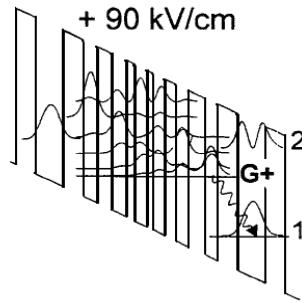


Figura 16 – Diagramma della banda di conduzione di due regioni attive con transizioni diagonali sotto un campo elettrico di 90 kVcm^{-1} , corrispondente alla soglia laser. Da sinistra a destra gli spessori degli strati in nanometri sono: **3.5/4.8/3.5/2.4/2.5/2.6/1.5/2.2/1.0/2.2/1.9/2.2/2.9/2.2/3.5/4.8/3.5**. Gli strati di $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ (barriere) sono in grassetto alternati con le buche di $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. La freccia ondulata indica la transizione laser $G_+ \rightarrow 1$.

Dallo schema in Figura 16 è evidente come, applicando un'appropriata tensione di polarizzazione, l'azione laser avviene tra il livello G_+ ed il livello 1, attraverso un tunneling assistito da fotoni o una transizione diagonale, fin quando i due stati avranno ridotto la sovrapposizione spaziale. Il livello 1 è lo stato fondamentale della regione attiva QW, mentre il G_+ è lo stato fondamentale della minibanda nel superreticolo iniettore. Questa minibanda viene progettata affinché sotto un adeguato campo elettrico, G_+ si trovi localizzato vicino alla barriera di iniezione. Per una particolare regione attiva QW, il fotone emesso è controllato sia dallo spessore degli strati dell'iniettore nelle immediate vicinanze della barriera di iniezione, che dal campo elettrico applicato. L'inversione di popolazione necessaria per l'azione laser è garantita dal lungo tempo di vita medio τ_+ tra i livelli laser superiore e inferiore, a causa della relativamente ampia separazione spaziale degli stati G_+ e 1 della transizione laser diagonale. Per l'esempio di Figura 16 troviamo valori del coefficiente di guadagno paragonabili a quelli dei casi precedenti. Le caratteristiche del dispositivo per regione attiva a transizione diagonale sono rappresentate nella Figura 17. La parte (a) rappresenta la lunghezza d'onda di emissione in funzione della temperatura. Contrariamente alle transizioni verticali, abbiamo uno spostamento verso il blu all'aumentare della temperatura. Nella parte (b) vengono mostrate invece le caratteristiche tensione-corrente e potenza ottica d'uscita-corrente a varie temperature di funzionamento.

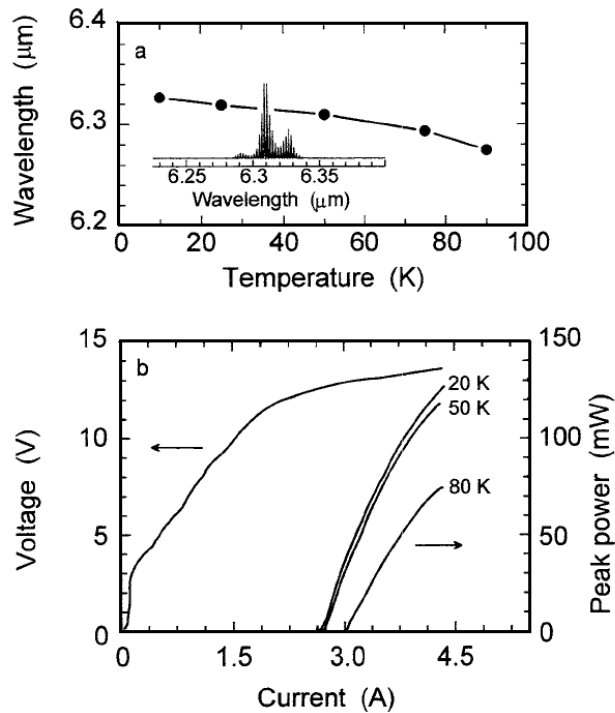


Figura 17 - (a) Lunghezza d'onda nel picco (cerchi) al variare della temperatura del laser descritto in Figura 16; viene rappresentato anche lo spettro Fabry-Perot ottenuto in condizioni pulstate. (b) Potenza d'uscita e tensione contro corrente a varie temperature in PW del dispositivo di Figura 16.

Type-II quantum cascade lasers

Recentemente è stato sviluppato anche il cosiddetto Type II QCL che combina i vantaggi di un design a cascata con le transizioni intrabanda di un convenzionale diodo laser. Mentre questo tipo di laser conserva il vantaggio del 'riciclaggio' dei portatori, riesce a eliminare il rilassamento non-radiativo dovuto allo scattering di fononi LO, che in primo luogo causa il riscaldamento del campione e quindi le alte densità di corrente di soglia del Type I QCL. In questo sistema, la banda di conduzione di un semiconduttore si sovrappone con la banda di valenza del semiconduttore adiacente. Il tunneling di un elettrone tra una buca quantica nella banda di conduzione dell'InAs ed in quella di valenza del InGaSb, emette un fotone che viene nuovamente iniettato nella regione attiva successiva e così via. Il vantaggio principale di questo laser è l'alta efficienza rispetto ai tradizionali QCL; ogni elettrone iniettato nel laser crea, in media, sei fotoni e può operare vicino alla temperatura ambiente.

Guide d'onda e risonatori nel medio infrarosso

Nei paragrafi precedenti sono stati descritti i diversi design delle regioni attive e delle regioni di iniezione usati oggi nei QCL. Per quanto riguarda la soglia e la potenza del laser, oltre al coefficiente di guadagno, che può essere aumentato attraverso un'opportuna ingegnerizzazione della struttura a bande, dobbiamo considerare anche le perdite totali. Le perdite in guida d'onda limitano le alte prestazioni del QCL, per cui dovranno essere minimizzate sfruttando guide d'onda ottimizzate. Nel range di frequenze del medio e lontano infrarosso, le guide non saranno più dielettriche ma richiederanno una progettazione più complessa, che dovrà tener conto, ad esempio, dell'assorbimento maggiore di portatori liberi nei semiconduttori drogati e nei metalli.

Fabry-Perot type QCL con guide dielettriche

Nelle guide dielettriche bisogna garantire un'elevata variazione dell'indice di rifrazione n fra il core della guida, che contiene il materiale attivo (n molto elevato) e gli strati di cladding (n basso). Il fattore di confinamento Γ , cioè la sovrapposizione del modo ottico guidato con le regioni attive e gli iniettori, dovrebbe essere il più alto possibile per ottenere una soglia laser bassa. Maggiore sarà la differenza tra gli indici di rifrazione del nucleo e del mantello, tanto più alto sarà Γ . Nei sistemi tipicamente usati con i QCL, il substrato di InP ($n_{\text{InP}} \approx 3.10$) e AlInAs ($n_{\text{AlInAs}} \approx 3.20$) costituiscono dei naturali strati di cladding per il nucleo della guida. L'ultimo è costituito da una pila di 500 o più strati ultra sottili di InGaAs ($n_{\text{InGaAs}} \approx 3.49$) e AlInAs alternati, tali da modellare l'indice di rifrazione come interpolazione tra quelli dei due materiali presenti. Si ottiene quindi un indice del core più alto rispetto al mantello ($n_{\text{QC-stack}} \approx 3.35$). Le guide risultanti contengono circa 30 stage di regione attive e iniettori, con un fattore di confinamento di ≈ 0.5 . Finora però non sono state prese in considerazione le perdite di assorbimento dei portatori liberi dovute al drogaggio (che limitano n), le perdite di attenuazione (responsabili delle perdite di guida α_w) e le perdite di accoppiamento all'interfaccia metallo-semiconduttore. Una soluzione a quest'ultimo problema è stata proposta da Sirtori con l'introduzione di una guida d'onda '*plasmon enhanced*', che sfrutta la risonanza del plasmon in uno strato di semiconduttore altamente drogato. La Figura 18 mostra una sezione trasversale di una guida d'onda '*plasmon enhanced*' ottimizzata per $\lambda = 8.5 \mu\text{m}$.

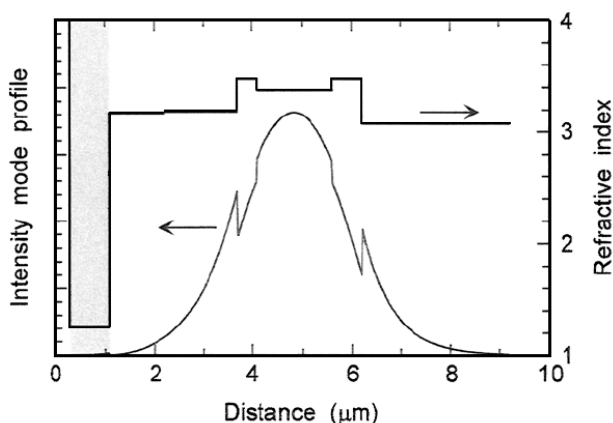


Figura 18 – Profilo dell'intensità del modo e profilo della parte reale dell'indice di rifrazione nella direzione di crescita (rovesciata) di una guida d'onda dielettrica per un laser QC. Nella guida è incorporato il confinamento plasmon enhanced (area ombreggiata), che impiega uno strato semiconduttore altamente drogato e con indice di rifrazione molto basso.

Il substrato di InP a basso drogaggio ($\approx 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), è lo strato di cladding inferiore, mentre la parte superiore del cladding è uno strato spesso di AlInAs ($\approx 1 - 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) in grado di ridurre le perdite di guida e di confinamento ottico. Lo strato successivo di InGaAs, altamente drogato ($\approx 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), è fondamentale per eliminare l'accoppiamento tra il modo principale della guida e il modo superficiale che si propaga lungo l'interfaccia metallo-semiconduttore. Un livello di drogaggio così elevato permette di sfruttare la dispersione anomala del dielettrico vicino alla frequenza del plasma per ottenere una drastica riduzione dell'indice di rifrazione n (da 3.49 a 1.26) e quindi un incremento del fattore di confinamento. In generale la scelta del materiale non è importante, poiché l'indice di rifrazione può essere ridotto scegliendo un profilo di drogaggio opportuno; comunque alcuni studi sulla riduzione dell'indice di rifrazione combinata con l'aumento

dell'attenuazione suggeriscono di utilizzare InGaAs per $\lambda \geq 5 \mu\text{m}$ e AlInAs per λ inferiori. Per ora abbiamo discusso solo la struttura a strati lungo la direzione di crescita, dove la propagazione avviene a singolo modo. In realtà potrebbero nascere anche modi trasversi di ordine elevato, ma a causa delle perdite e del basso fattore di confinamento essi non vengono eccitati durante il funzionamento del laser. Per quanto riguarda la propagazione nel piano, i laser a semiconduttore tradizionali sono strutture planari, dove la propagazione è permessa solo dal flusso di corrente proveniente dal contatto a striscia superiore verso l'ampia area del contatto inferiore. Le guide per i QCL vengono realizzate a varie profondità per garantire l'efficienza della corrente ed il confinamento ottico. Le strisce risultano, a seconda dell'applicazione, di alcune decine di μm ; intuitivamente, più larga è una striscia maggiore sarà la potenza d'uscita, ma potranno essere eccitati anche modi trasversi indesiderati. Purtroppo queste scanalature non riescono a garantire un confinamento ottico laterale abbastanza forte per il modo guidato. Per ovviare a questo problema, è stato sviluppato un nuovo approccio, in cui si usa il vetro di calcogenide ($\text{Ge}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$) come rivestimento laterale, ottenendo un decremento delle perdite di guida del 50%, una riduzione della densità di corrente di soglia e un miglioramento delle prestazioni in termini di temperatura e potenza ottica. Infatti l'indice di rifrazione del $\text{Ge}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$ (circa 2.3, inferiore a quello del semiconduttore) garantisce un forte confinamento ottico. La Figura 19 mette a confronto l'andamento del guadagno in funzione della densità di corrente per due dispositivi laser, uno con guida d'onda tradizionale e l'altro con guida in calcogenide; il miglioramento è evidente.

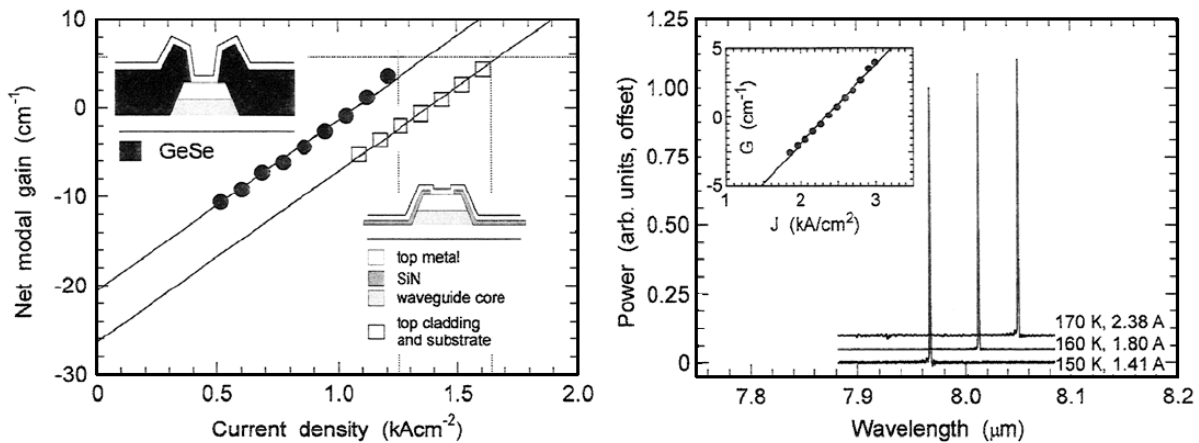


Figura 19 – A sinistra, guadagno modale netto in funzione della densità di corrente, per due QCL; i cerchi pieni rappresentano un dispositivo con cladding laterale in GeSe, i quadrati vuoti invece rappresentano un dispositivo tradizionale in cui il cladding laterale è uno strato metallico. A destra, spettri di emissione CW per un QCL a $7 \mu\text{m}$ con GeSe a varie temperature e livelli di corrente. Il riquadro mostra invece il guadagno modale netto in funzione della densità di corrente a 10 K.

Distributed feedback QCL

La maggior parte dei gas di una certa importanza, dai componenti del respiro umano ai bioprodotto che fanno parte dei combustibili fossili, hanno delle caratteristiche di assorbimento nel range del medio infrarosso. Per rivelare la loro presenza c'è bisogno di laser sintonizzabili su questo range di frequenze, con larghezza di banda molto stretta, per poter individuare bene le varie molecole presenti ad esempio nell'atmosfera. Una tecnica molto usata è la cosiddetta **TILDAS** (*tunable infrared laser diode absorption spectroscopy*), i cui vantaggi sono l'alta sensibilità e la robustezza dei laser integrati a semiconduttore. Per ottenere banda spettrale stretta una semplice cavità Fabry-Perot non basta (vedi Figura 20), l'ideale sarebbe un singolo modo con buon SMSR (*side-mode*

suppression ratio), che possa essere controllato e sintonizzato su un certo insieme frequenze a piacere.

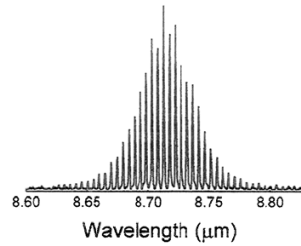


Figura 20 – Spettro di emissione di un QCL di tipo Fabry-Perot che opera in modalità pulsata.

Per realizzare ciò, i QCL sono stati realizzati come laser DFB (*distributed feedback*), dotati di un reticolo di Bragg del primo ordine. I laser DFB forniscono un metodo elegante per ottenere il funzionamento a singolo modo. Lo scattering dal reticolo di Bragg incorporato nella guida, permette una sola lunghezza d'onda (quella di Bragg, $\lambda_B = 2 \cdot n_{eff}(T) \cdot \Lambda$, dove Λ è il passo reticolare) ed è il periodo del reticolo, piuttosto che lo spettro del guadagno laser, a determinare l'emissione a singolo modo. I laser QC-DFB sono stati dimostrati nel 1996 e da allora hanno ottenuto un rapido successo oltre a notevoli miglioramenti nel campo delle applicazioni per rivelare i gas. Le guide d'onda QC permettono varie possibilità per realizzare una modulazione del reticolo abbastanza forte da alimentare la lunghezza d'onda necessaria. Nel primo tipo il reticolo viene inciso sulla superficie della guida; se questo strato superiore più drogato viene reso fine o eliminato completamente e poi sovrapposto direttamente col metallo sorgono tre fenomeni. Per prima cosa le perdite di guida sono più alte nelle scanalature del reticolo, generando una modulazione delle perdite. Inoltre lo strato metallico in queste scanalature attira a sé i modi, modulando l'indice di rifrazione efficace (dato da una media tra gli indici di rifrazione dei vari strati della guida). Infine il dislocamento del modo genera anche una modulazione del guadagno modale. A seconda della profondità dell'incisione rispetto allo spessore degli strati di cladding, uno di queste modulazioni della guida può prevalere sulle altre (solitamente la componente di modulazione del guadagno è la più debole). Infatti i primi laser QC-DFB erano caratterizzati da una modulazione delle perdite e da una dell'indice di rifrazione, entrambe paragonabili in forza. L'emissione a singolo modo è stata raggiunta per laser a diversa lunghezza d'onda in regime pulsato, in un ampio range di temperature (100-300 K), come testimonia la Figura 21.

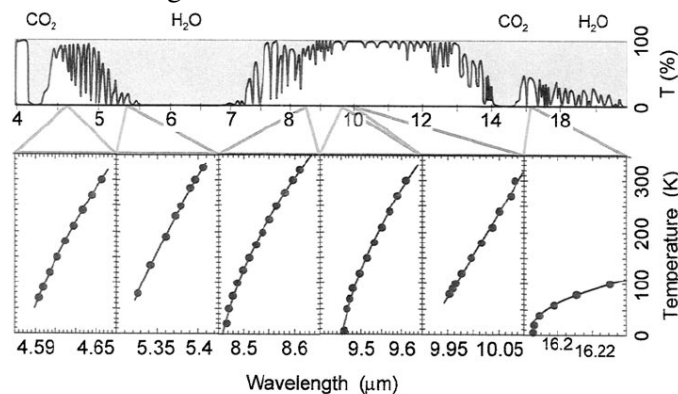


Figura 21 – Sopra, traccia di trasmissione dell'atmosfera; sono visibili le due grandi 'finestre di trasmissione atmosferica' tra 3 e 5 μ m e 8 and 13 μ m. Sotto, range di sintonizzazione singolo modo, con le caratteristiche lunghezza d'onda contro temperatura di diversi dispositivi QCL.

All'aumentare della temperatura, sia la risonanza di Bragg – a causa della dipendenza dalla temperatura dell'indice di rifrazione- che lo spettro del guadagno – a causa della dipendenza dalla

temperatura della struttura intrasottobanda- vengono spostati verso lunghezze d'onda maggiori. Lo spostamento verso il rosso del picco di guadagno è circa due volte più forte di quello della risonanza di Bragg. L'interazione fra questo spostamento indotto dalla temperatura e la forza del reticolo di Bragg è responsabile della misura di un insieme di lunghezze d'onda su cui è possibile operare in singolo modo. In particolare il calore dissipato nel dispositivo dalla corrente è il motivo dell'incremento di temperatura che porta allo spostamento verso il rosso della lunghezza d'onda.

Nonostante questo approccio (*top grating*, i.e. reticolo ottenuto sulla faccia superiore della guida) conduca a buoni risultati oltre ad un risparmio di tempo nella produzione, purtroppo il reticolo di Bragg si trova solo sulle code dell'esponentiale del modo di guida d'onda. Questo, in ultima analisi, limita la massima forza ottenibile dal reticolo. Pertanto, andiamo a considerare un altro metodo per realizzare i laser QC-DFB, in cui il reticolo viene posizionato vicino al core della guida, dove l'intensità del modo è massima. Il procedimento consta di due cicli diversi di accrescimento per MBE; nel primo ciclo il nucleo attivo della guida (i.e. uno strato di InGaAs spesso 100 nm, seguito da una pila di circa 30 periodi di regioni attive alternate con iniettori) viene ricoperto da un altro strato di InGaAs spesso circa 500 nm. Su questo strato viene inciso il reticolo di Bragg e con il secondo ciclo di MBE si fa crescere sopra il reticolo un cladding di InP. Per quanto il processo sia più complesso e quindi costoso, i laser QC-DFB con reticoli sepolti realizzano i migliori dispositivi singolo modo sia in modalità pulsata che continua. La Figura 22 è un esempio di dispositivo che opera in modalità pulsata a temperatura ambiente, mentre la Figura 23 rappresenta un altro dispositivo laser in modalità continua.

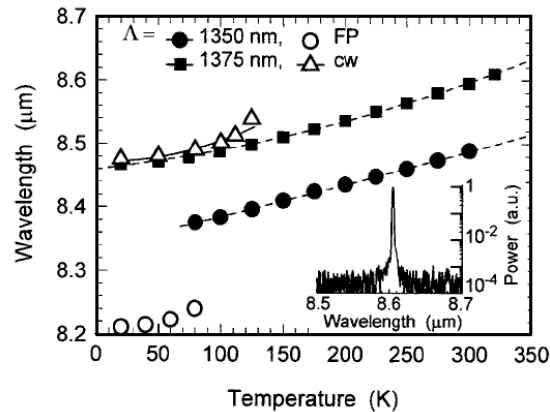


Figura 22 – Caratteristiche di sintonizzazione singolo modo per due laser con due diverse costanti reticolari. I quadrati ed i cerchi sono valori ottenuti in modalità pulsate, i triangoli in modalità continua. Nel riquadro c'è lo spettro singolo modo di un laser che opera in CW a temperatura ambiente, e si ottiene un side mode suppression ratio di 30 dB.

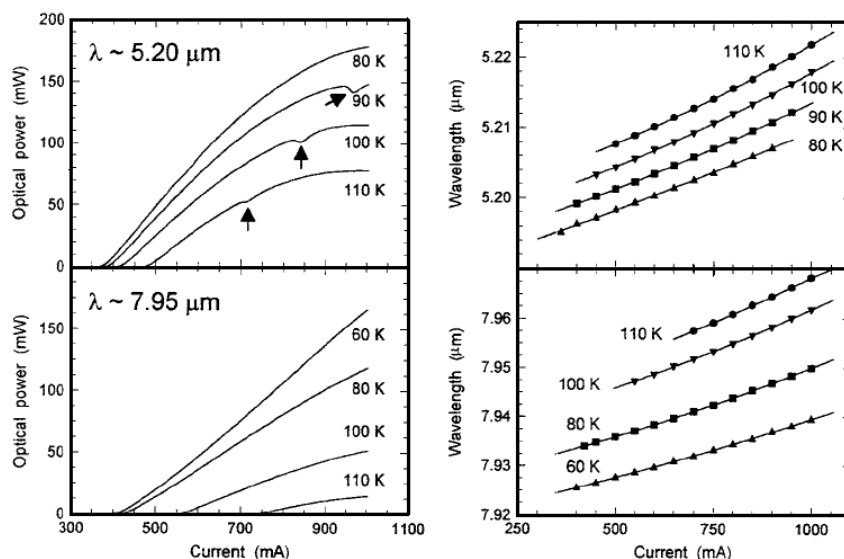


Figura 23 – A sinistra, caratteristiche potenza ottica d’uscita-corrente a varie temperature, ottenute per due laser QC-DFB che emettono intorno a 5.2 μm (sopra) and 7.95 μm (sotto) in CW. L’avvallamento nelle tracce superiori (indicato con una freccia) è dovuto ad una caratteristica di assorbimento nell’ambiente (probabilmente vapore acqueo). A destra, lunghezza d’onda di emissione in funzione della corrente CW a varie temperature fissate.

Infine è stato dimostrato anche un terzo metodo per incorporare il reticolo di Bragg in un QCL in grado di lavorare a lunghezze d’onda molto alte ($\lambda \approx 17 \mu\text{m}$). Per queste λ i QCL sono difficili da realizzare con le guide dielettriche ed il reticolo di Bragg risulterebbe troppo profondo per ottenere una modulazione efficace. Per questo problema è stata trovata una guida d’onda completamente diversa, la surface plasmon, che sarà descritta nel paragrafo successivo. Per quanto riguarda i laser DFB, la guida consiste solo della pila di regioni attive e iniettori e dello strato metallico sovrapposto, che serve anche come contatto superiore. In questo modo i parametri della guida dipendono fortemente dalla costante dielettrica del metallo e si riesce a realizzare un reticolo di Bragg (alternando strisce di due metalli diversi) con la forza necessaria per operazioni singolo modo ad alte lunghezze d’onda.

Guide d’onda surface plasmon

Le tradizionali guide dielettriche si basano, come appena visto, sul contrasto fra l’elevato indice del core e quello più basso degli strati di cladding. Il rapporto tra l’indice di rifrazione, lo spessore del core e la polarizzazione del campo elettromagnetico determina sia la dimensione trasversale (cioè il valore *full width at half maximum*, FWHM) del profilo di intensità del modo perpendicolare agli strati, che il fattore di confinamento Γ del modo guidato. La dimensione trasversale dei modi confinati è circa proporzionale alla lunghezza d’onda effettiva della radiazione nel materiale stratificato. In particolare, nelle guide d’onda per laser a semiconduttore ad elevate lunghezze d’onda, i modi sono onde elettromagnetiche superficiali (*surface plasmon*) all’interfaccia tra metallo e semiconduttore. I surface plasmon (plasmoni superficiali), chiamati anche in letteratura *surface plasma polaritons*, sono fluttuazioni nella densità dell’elettrone che si verificano all’interfaccia di due materiali. I plasmoni sono quanti delle oscillazioni di plasma, ovvero una quasiparticella risultante dalla quantizzazione delle oscillazioni del plasma. I plasmoni descrivono le vibrazioni collettive di un gas di elettroni (dal modello di Drude), oppure di un plasma che circondano i siti atomici reticolari di un metallo (ioni positivi fissi sempre secondo Drude). Quando i plasmoni si accoppiano con un fotone, la quasiparticella risultante è chiamata polaritone. Questo

polaritone si propaga sulla superficie del metallo finché non decade, mediante assorbimento, e la sua energia è convertita in fononi, oppure attraverso una transizione radiativa in un fotone. I plasmoni superficiali furono scoperti per la prima volta nel 1957 da R.H. Ritchie. Nei due decenni seguenti, i plasmoni superficiali furono ampiamente studiati da molti scienziati, fra i quali in particolare Heinz Raether, E. Kretschmann, e A. Otto. I plasmoni superficiali possono essere eccitati sia dagli elettroni che dai fotoni. L'eccitazione da elettroni viene creata sparando elettroni in un metallo; quando gli elettroni si disperdono, l'energia viene trasferita nel plasma. La componente del vettore di scattering parallela alla superficie provoca la formazione di un plasmone superficiale. Invece l'eccitazione da fotoni richiede un mezzo di accoppiamento, come un prisma o un reticolo per far combaciare il vettore d'onda del fotone con quello del plasmone superficiale. Un prisma può essere posizionato contro un film sottile di metallo nella configurazione di Kretschmann oppure molto vicino alla superficie del metallo nella configurazione di Otto (Figura 24).

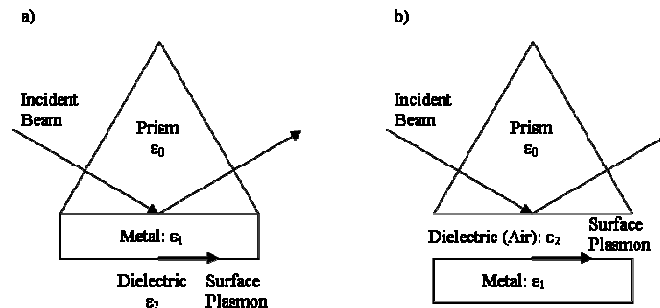


Figura 24 – (a) Configurazione di Kretschmann. (b) Configurazione di Otto.

In linea di principio, non c'è bisogno di nessun altro strato di confinamento aggiuntivo, in quanto l'ampiezza dell'onda ottica diminuisce esponenzialmente nelle due direzioni perpendicolari a quella dell'interfaccia. Questi modi TM esistono sempre all'interfaccia tra due mezzi che hanno costanti dielettriche di segno opposto, come nel caso metallo-semiconduttore. Inoltre, lo strato metallico, che solitamente viene depositato come contatto elettrico sulla faccia superiore di un laser a semiconduttore, ora si trova direttamente al di sopra del materiale attivo ed è usato come interfaccia guidante. Questo stratagemma permette di eliminare gli strati del mantello riducendo drasticamente, di un fattore due o tre, lo spessore totale degli strati accresciuti con la tecnica MBE. Comunque queste onde superficiali possono subire gravi perdite ottiche se il modo penetra nel metallo. Le perdite diminuiscono nel medio e nel lontano infrarosso, dove per lunghezze d'onda crescenti la profondità di penetrazione diminuisce, poiché il coefficiente di assorbimento del metallo è meno forte. Dunque le perdite all'interfaccia possono essere minimizzate scegliendo metalli con indice di rifrazione complesso ($\bar{n} = n + i \cdot k$) con una forte componente immaginaria ($k \gg n$); in particolare per applicazioni con QCL a lunghezze d'onda $\lambda \geq 15 \mu\text{m}$ il metallo più adatto è l'oro. Le strutture guidanti ottimizzate, tuttavia, sono molto più complicate di una semplice interfaccia metallo-semiconduttore. La differenza significativa si trova nello strato a basso drogaggio di InGaAs e nel substrato di InP al di sotto della regione attiva del QC e dello stack dell'iniettore. Questa combinazione di strati riduce fortemente la penetrazione del modo nel substrato, aumentando di conseguenza il fattore di confinamento delle regioni attive. I profili di intensità del modo per un laser con lunghezza d'onda di $\lambda = 17 \mu\text{m}$ sono rappresentati in Figura 25.

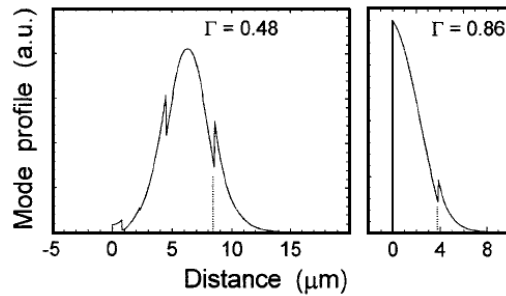


Figura 25 – A sinistra, profilo di intensità del modo di una guida d'onda dielettrica plasmon-enhanced ottimizzata per $\lambda \sim 17 \mu\text{m}$. A destra, profilo di intensità del modo per una guida surface-plasmon progettata per la stessa lunghezza d'onda. L'origine dell'asse orizzontale è posizionato all'interfaccia metallo-semiconduttore.

Le guide d'onda SP raggiungono, a parità di spessore del nucleo e di perdite, un fattore di confinamento quasi doppio rispetto alle tradizionali guide dielettriche. Grazie a queste guide d'onda, caratterizzate da basse profondità di penetrazione ad elevate lunghezze d'onda ed anche ridotte densità di corrente di soglia, è stato possibile sfruttare i QCL per il range del lontano infrarosso ($\lambda_0 \geq 20 \mu\text{m}$), dove finora non c'erano dispositivi in grado di garantire banda stretta e potenza elevata. Le prestazioni ottimali vengono raggiunte nel range $\lambda_0 = 17 - 24 \mu\text{m}$, mentre per $\lambda_0 \geq 50 \mu\text{m}$ un design modificato e migliorato è stato realizzato da Colombelli, in cui lo strato di InGaAs diventa spesso 750 nm e molto drogato ($\geq 10^{19} \text{cm}^{-3}$). Questo semiconduttore agisce come uno strato di 'metallo' realizzando una guida d'onda 'double-side' surface-plasmon, con coefficiente di confinamento molto alto ($\Gamma = 0.98$). Queste guide sono utilizzate anche per QCL a onde submillimetriche.

Risonatori micro-cavity and whispering-gallery

Negli ultimi anni i laser a 'microcavità' hanno destato l'attenzione della comunità scientifica grazie alla possibilità di realizzare laser a banda stretta, soglia bassa e altrettanto basso rumore. Riducendo la dimensione di un risonatore ideale fino al limite di una 'half-wavelength cube', il numero di modi permessi all'interno del risonatore si riduce ad uno e l'emissione spontanea è completamente accoppiata sul singolo modo, eliminando le perdite ottiche negli altri modi. Al limite, nell'ipotesi di un risonatore con fattore di qualità (Q) molto elevato, le perdite risulterebbero trascurabili e quindi otterremmo un laser privo di soglia d'attivazione (*thresholdless*). Una geometria di microcavità particolarmente vantaggiosa è il cosiddetto risonatore '*whispering-gallery microdisc*'.

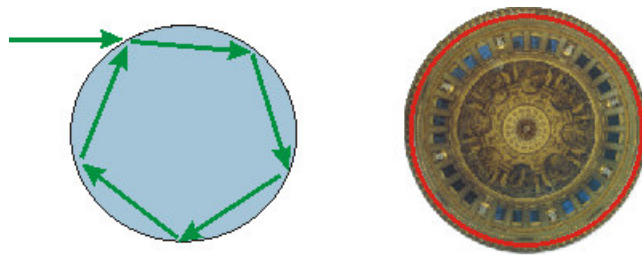


Figura 26 - Modi 'whispering-gallery' e cupola della cattedrale di S.Paul.

I laser WG possiedono un confinamento dei modi intrinsecamente tridimensionale. I modi 'whispering-gallery' nascono a particolari lunghezze d'onda di risonanza della luce per una dimensione fissata. A queste lunghezze d'onda, la luce subisce riflessione totale interna alla

superficie della particella e rimane intrappolata nella particella per tempi dell'ordine dei nanosecondi (Figura 26). Questi modi WG prendono il nome dalla *galleria dei bisbigli* nella Cattedrale di St. Paul a Londra; pronunciando una parola vicino al muro, si può ascoltare da qualsiasi punto della galleria. I modi WG corrispondono alla luce che viaggia vicino al perimetro del disco ed all'interno di esso ripercuotendosi sul bordo con angoli maggiori di quello critico di rifrazione. I QCL sono adatti a questa geometria sia per il tipo di materiale di cui sono costituiti, che per le loro caratteristiche (mancanza di ricombinazione superficiale, scattering di Rayleigh ridotto sulle impurità superficiali, ecc.).

Il fattore di qualità, una delle quantità più importanti per i QC-disc laser, può essere stimato come:

$$Q = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_0 \cdot J_{th} g \Gamma_{act}}$$

Dove $J_{th} g \Gamma_{act} = \Gamma_{core} \alpha_{w,core} + \Gamma_{clad} \alpha_{w,clad} + \alpha_{scatt}$ eguaglia le perdite date dalla somma delle perdite di guida e di disaccoppiamento. Il fattore Q però diminuisce all'aumentare della lunghezza d'onda (come conseguenza diretta dell'aumento delle perdite totali), rendendo di fatto impossibile la fabbricazione di laser thresholdless usando risonatori QC-microdisc. La soluzione è stata quella di adottare una classe di risonatori basati su simmetria circolare che garantissero l'azione laser sfruttando sempre i WGM (microdisc di forma cilindrica o a 'goccia'). Le uniche perdite della luce intrappolata all'interno della cavità sono dovute a tunneling e scattering dalle superfici rugose. Purtroppo questi tipi di laser hanno il grave svantaggio di non permettere elevate potenze d'uscita e direzionalità nell'emissione per l'alta riflettività degli specchi e per la simmetria circolare. Lo step successivo è stata dunque l'introduzione delle **ARC** (*asymmetric resonant cavities*), i.e. risonatori WG con simmetrie cilindriche o sferiche deformate, tali da permettere un aumento in potenza e la direzionalità del fascio. Uno dei migliori esempi studiati è il caso di risonatore bidimensionale con deformazione del bordo circolare di tipo '*flattened quadrupole*' (Figura 27), descritta in coordinate polari come $r(\varphi) \propto (1 + 2\varepsilon \cos(2\varphi))^{1/2}$, dove ε è il parametro di deformazione.

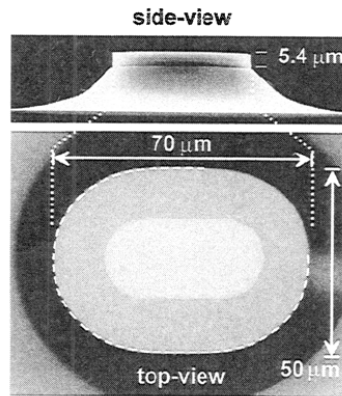


Figura 27 – Immagine della visuale di lato e dall'alto di un laser QC con deformazione flattened quadrupolar, realizzata con un microscopio a scansione elettronica. Il parametro di deformazione è $\varepsilon \approx 0.16$.

L'origine della direzionalità di emissione è la seguente: il bordo deformato fa variare nel tempo l'angolo di incidenza del raggio nella WG. Allora può capitare che il raggio intrappolato incida sul bordo con un angolo inferiore a quello critico ed esca dalla cavità per rifrazione. Per quanto riguarda l'aumento di potenza d'uscita, questo dipende quasi esponenzialmente dal valore di deformazione ε , come mostrano i risultati in Figura 28(a).

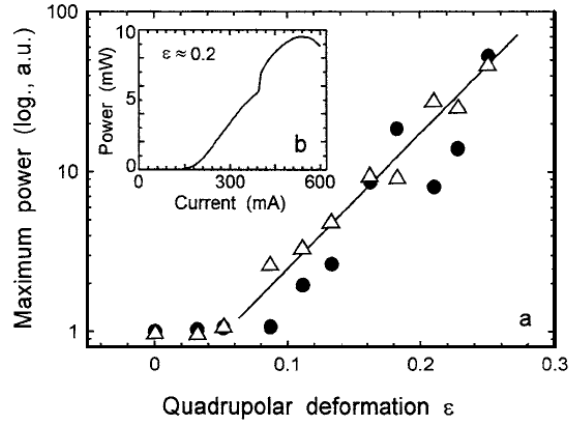


Figura 28 - (a) Picco di potenza massimo per due laser diversi in funzione del parametro di deformazione ε . (b) Caratteristiche potenza ottica-corrente di un laser con deformazione $\varepsilon \approx 0.2$. La conca intorno ai 400 mA indica l'attivazione di un secondo modo laser. Le misure sono relative a temperatura pari a 100 K.

L'incremento di potenza rispetto al caso di simmetria circolare risulta in un fattore pari a 50 per valori elevati di deformazione. I risultati per la direzionalità in campo lontano sono mostrati invece in Figura 29.

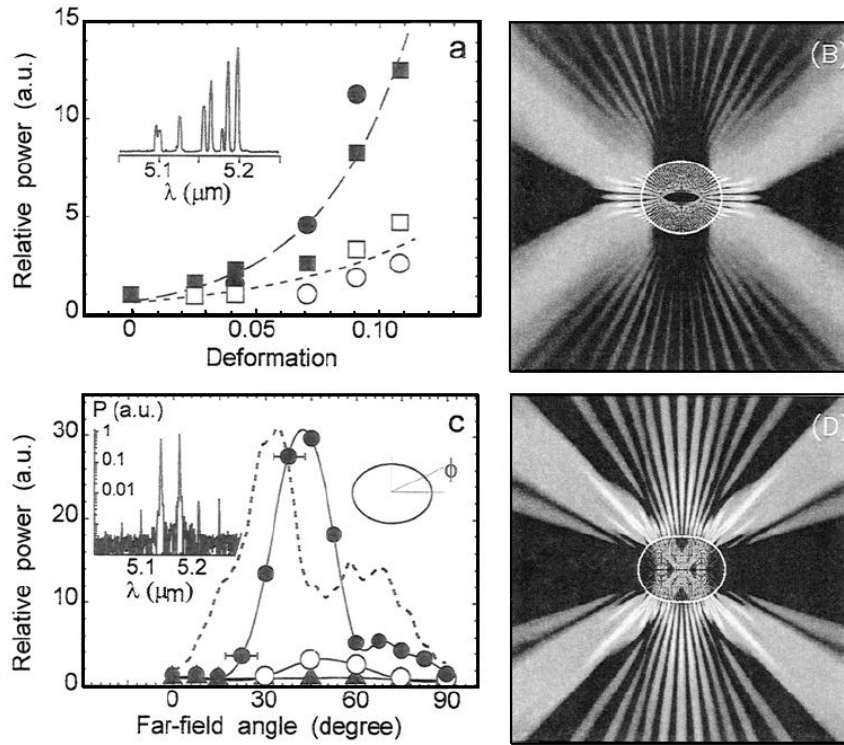


Figura 29 - (a) Potenza d'uscita di vari laser in funzione della deformazione. La potenza viene calcolata a 0° (simboli vuoti) e a 90° (simboli pieni) con una larghezza dell'apertura fissata a 15° . Sono rappresentati due set di laser diversi, ma in entrambi la curva cresce pressoché esponenzialmente. Nel riquadro, lo spettro ottenuto per valori di picco della potenza, in scala lineare, con bassa deformazione ($\varepsilon \approx 0.04$). (b) Rappresentazione in scala di grigi del pattern dell'intensità di radiazione di un modo WG con deformazione $\varepsilon = 0.06$ e lunghezza dell'asse minore di $50 \mu\text{m}$. Le zone chiare indicano intensità elevate e viceversa. (c) Rappresentazione del pattern di campo lontano per un laser circolare (triangoli) e due laser deformati con $\varepsilon = 0.14$ (cerchi vuoti) e $\varepsilon = 0.16$ (cerchi pieni). (d) Rappresentazione in scala di grigi del pattern dell'intensità di radiazione per un modo 'bow-tie' con $\varepsilon = 0.15$ e lunghezza dell'asse minore di $50 \mu\text{m}$.

Come previsto, il laser circolare non presenta direzionalità di emissione. Per deformazioni elevate ($\varepsilon \geq 0.14$) si rileva una direzionalità maggiore e qualitativamente diversa. Nella Figura 29(c), relativa ad un laser circolare e due deformati, per il laser di Figura 27 si ottiene un incremento di un

fattore 30 con angolo di emissione $\varphi = 42^\circ$ rispetto al valore per $\varphi = 0^\circ$ (dove abbiamo un minimo di emissione).

Design speciali per i QCL

Nei paragrafi precedenti sono stati presentati i progetti dei laser QC più utilizzati e con le migliori performance; tuttavia l'ingegnerizzazione della struttura a bande prevede anche dei design altamente specializzati di laser QC e SL-QC con caratteristiche diverse dai tradizionali laser a semiconduttore.

Multiple-wavelength superlattice laser

Nei laser SL era importante garantire che la differenza in energia dei livelli della sottobanda nella minibanda superiore fosse vicina all'energia del fonone LO per ottenere un rilassamento veloce del portatore al bordo della minibanda. E' possibile realizzare un SL-QCL con più transizioni ottiche distinte tra gli stati della minibanda in cui il rilassamento è volutamente rallentato; in questo modo progettando opportunamente gli stati elettronici e i tempi di rilassamento si ottiene l'azione laser simultaneamente per più lunghezze d'onda. Nella Figura 30 è rappresentato un laser SL con periodo otto, cioè le minibande discretizzate sono composte da otto stati.

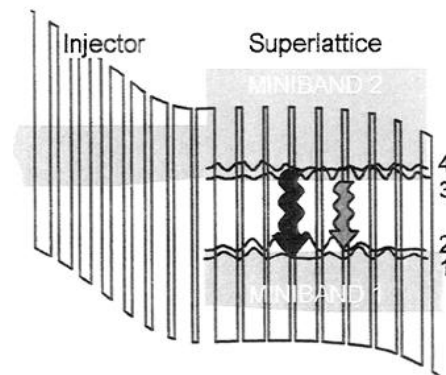


Figura 30 – Diagramma di energia di una regione attiva e di iniezione per un laser SL-QC capace di realizzare l'azione laser a più lunghezze d'onda simultaneamente. Le due transizioni laser 3-2 e 4-1 sono indicate con le frecce ondulate.

La struttura è progettata per permettere la transizione laser contemporaneamente nelle transizioni $4 \rightarrow 1$ e $3 \rightarrow 2$. L'energia di separazione E_{43} tra gli stati superiori 4 e 3 è un parametro critico; innanzitutto, deve essere abbastanza larga per avere la differenza tra le energie dei fotoni emessi molto più grande dell'allargamento delle due transizioni. D'altro canto, poiché si deve realizzare un'inversione di popolazione tra 4 e 1, il tasso di rilassamento degli elettroni da 4 a 3 deve essere mantenuto basso. Per far questo basta ostacolare l'emissione di fononi ottici, che è il processo di scattering predominante, mantenendo E_{43} più bassa dell'energia del fonone ottico LO. La minibanda di ogni regione di iniezione deve consentire un'estrazione rapida degli elettroni dalla prima minibanda della precedente regione attiva e un'iniezione efficace negli stati 4 e 3 della seconda minibanda della regione attiva successiva. Il rilassamento attraverso fonone ottico negli altri livelli della prima minibanda controlla i tempi di vita medi degli stati 1 e 2 (0.2–0.3 ps), molto inferiori dei tempi di scattering dei fononi ottici ($\tau_{32} = \tau_{41} = 10.5$ ps), condizione questa che assicura

l'inversione di popolazione. Nella Figura 31 vengono mostrati gli spettri di emissione del laser descritto finora a temperature 80 K.

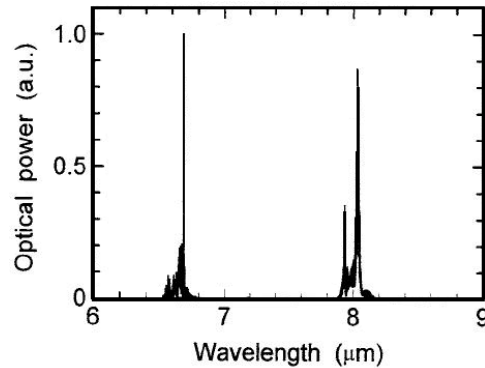


Figura 31 – Spettro di emissione del laser di Figura 30, che opera in modalità pulsata ad un livello di corrente tale da permettere entrambe le transizioni laser. Questo spettro è stato realizzato a temperatura criogenica, ma il funzionamento a lunghezze d'onda multiple può essere ottenuto in un ampio range di temperature.

Al crescere della corrente nascono più linee laser; per corrente di 2 A è visibile una sola riga a 7.9 μm; a 4 A è presente un'altra riga a 6.6 μm e oltre 10 A appare una terza riga approssimativamente a 7.3 μm. Quest'ultima è dovuta ad una transizione diagonale indesiderata.

QCL bidirezionale, a doppia lunghezza d'onda

La maggior parte dei dispositivi optoelettronici a semiconduttore sono bipolari, cioè funzionano solo per un particolare polarità della tensione; i QCL invece sono unipolari ed offrono la possibilità di un funzionamento bidirezionale. Questa caratteristica unica dei QCL li rende disponibili per moltissime applicazioni.

In generale, applicando una tensione di bias opposta in un tradizionale dispositivo QCL, si dovrebbe alterare la struttura dei livelli energetici, bloccando l'azione laser; invece il dispositivo trattato funziona come due laser QC diversi al variare della polarità. In Figura 32 c'è una parte della struttura a bande del QCL bidirezionale, due regioni attive con la regione di iniezione che le connette.

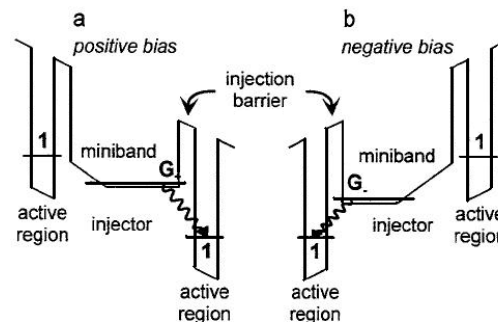


Figura 32 – Diagramma di energia schematico per il funzionamento di un QCL bidirezionale. (a) Tensione di bias positiva, per cui gli elettroni attraversano la struttura da destra a sinistra. (b) Situazione duale per tensione di bias opposta (negativa). A seconda della polarità, l'azione laser ha luogo per coppie diverse di livelli energetici ($G_+ - 1$ contro $G_- - 1$).

Applicando un opportuno potenziale positivo (Figura 32(a)), l'azione laser avviene tra il livello G_+ ed il livello 1, mentre con potenziale negativo (Figura 32(b)) la transizione diagonale avviene tra G_- ed 1. Con un iniettore completamente simmetrico rispetto al suo centro, G_+ e G_- saranno equivalenti

ed avremo la stessa lunghezza d'onda per entrambe le polarità.; altrimenti è possibile ottenere due lunghezze d'onda λ_+ e λ_- tra loro diverse. In quest'ultimo caso, se vogliamo ottenere delle soglie di corrente comparabili, nonostante le diverse lunghezze d'onda di funzionamento per polarità diverse, dovremo regolare il coefficiente di guadagno. Infine le principali caratteristiche del dispositivo, come la lunghezza d'onda di emissione in funzione della temperatura per entrambe le polarità, sono mostrate in Figura 33.

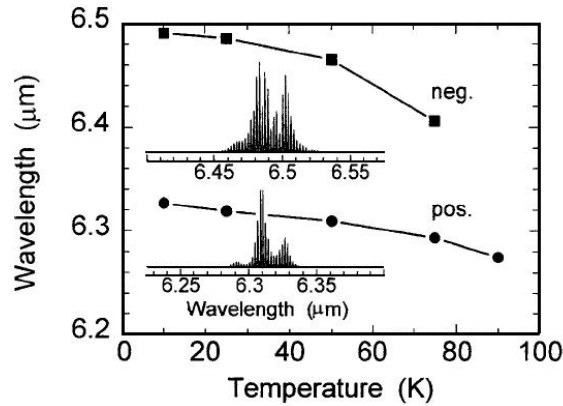


Figura 33 – Lunghezza d'onda del picco di emissione del dispositivo in Figura 32 al variare della temperatura per polarità positiva (sotto) e negativa (sopra). I riquadri mostrano degli esempi dei corrispondenti spettri di emissione di tipo Fabry-Perot.

QCL senza regione di iniezione

Nonostante i tantissimi design, l'unica caratteristica che accomuna tutti i QCL è la presenza di un iniettore di elettroni tra le regioni attive. Le regioni di iniezione provvedono ad iniettare gli elettroni dagli stati più bassi di una regione attiva a quello più alto della transizione laser della regione attiva successiva. Un'altra funzione degli iniettori è quella di favorire il rilassamento degli elettroni verso lo stato fondamentale, per poi essere iniettati 'freddi' nella regione attiva successiva. Inoltre forniscono una riserva di elettroni per le regioni attive successive per garantire un flusso di corrente stabile una volta applicata la tensione di polarizzazione. In una struttura QCL tipica iniettori e regioni attive sono circa della stessa lunghezza, cioè qualche centinaia di nanometri; in particolare è possibile sostituire l'iniettore ed incorporare le sue capacità all'interno di un'altra regione attiva, come nell'esempio di Figura 34, sfruttando una regione attiva double-QW SL (DQW-SL).

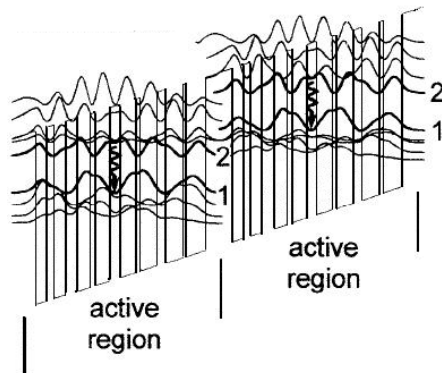


Figura 34 – Profilo della banda di conduzione di due regioni attive consecutive per un QCL senza regione di iniezione e moduli quadrati delle funzioni d'onda coinvolte nella transizione laser 2-1 (freccie ondulate). Lo spessore degli strati (in nanometri) per una regione attiva, partendo dalla barriera a sinistra sono: 3.7/1.6/0.9/1.7/1.7/1.8/0.78/2.0/1.5/2.1/0.61/2.4/1.2/2.5/0.4/2.9. Gli strati in grassetto sono in AlInAs, gli altri in InGaAs.

Per prima cosa, usando la regione attiva DQW-SL per qualsiasi campo elettrico applicato è possibile progettare due minibande ‘piatte’, con la transizione laser che avviene attraverso il minigap tra esse e con gli stati spazialmente simmetrici. Perciò il campo elettrico può essere scelto in modo che, il minimo della minibanda ad energia inferiore di una regione attiva sia energeticamente allineato con il minimo della minibanda a energia superiore della regione attiva successiva, anche senza una regione di iniezione intermedia. Inoltre, usando questo tipo di regione attiva si può scegliere indipendentemente il campo elettrico applicato, la larghezza della minibanda inferiore e quella del minigap (quest’ultima uguale all’energia del fotone laser). Una minibanda inferiore ampia (cioè con un’energia maggiore di quella del fonone ottico) permette agli elettroni di disperdersi velocemente al di fuori dello stato finale della transizione ottica, rendendo trascurabile la popolazione termica dello stesso stato e quindi aumentando l’inversione di popolazione necessaria all’azione laser. Un altro vantaggio dei laser QC privi di iniettore è l’elevato fattore di confinamento ottico, cioè la sovrapposizione del modo della guida d’onda con le regioni attive. Infatti, vista l’assenza dell’iniettore, a parità di spessore, posso concentrare un numero quasi doppio di regioni attive nello stesso core della guida. Il diagramma potenza d’uscita-corrente di Figura 35 ottenuto per un laser QC che emette a 11,5 μm , mostra la dipendenza della densità di corrente di soglia dalla temperatura.

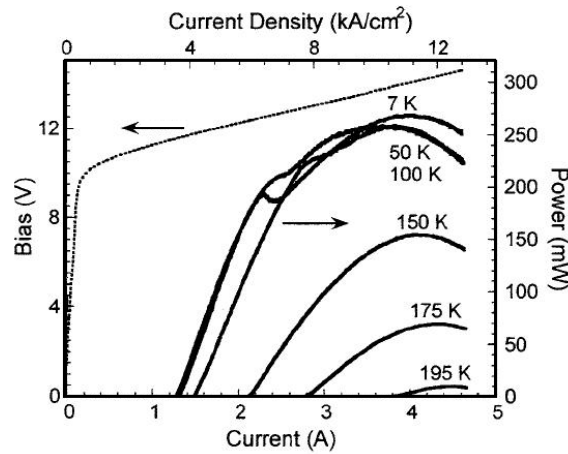


Figura 35 – Potenza ottica in funzione della corrente per varie temperature (curve solide), e caratteristiche tensione-corrente per temperatura pari a 7 K (curva tratteggiata). Il laser emette a 11,5 μm .

La J_{th} continua ad aumentare fino alla temperatura massima di funzionamento a 195 K, mentre la potenza d’uscita diminuisce; l’andamento della curva risulta quindi distorto rispetto a quello ideale ottenuto per 7 K (curva tratteggiata).

Funzionamento ad alta velocità dei QCL

Lo scattering intrasottobanda ultraveloce (~ 1 ps) viene sfruttato per il funzionamento ad alta velocità dei QCL. Si ottengono degli impulsi con durate di poche decine di picosecondi con frequenze di ripetizione da ~ 100 MHz a ~ 10 GHz. In futuro queste sorgenti pulsate nel medio infrarosso saranno utili per la spettroscopia in tempo reale come per la realizzazione di sistemi di comunicazione wireless infrarossi ad alta velocità. Il metodo più utilizzato per ottenere alte velocità è sicuramente il **gain-switching**, con cui si ottengono impulsi di durata ~ 50 ps. Il suo vantaggio principale è la semplicità, in quanto non richiede dispositivi appositamente fabbricati né

configurazioni basate su cavità esterne. Nel nostro caso il laser QC utilizzerà un **comb generator** (Figura 36(a)), i.e. un dispositivo in grado di generare un ‘pettine’ di delta di Dirac (idealmente).

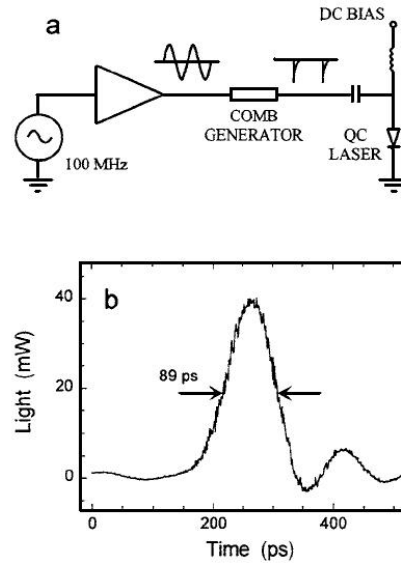


Figura 36 - (a) Circuito per il setup sperimentale per il gain-switching del QCL. (b) Traccia all'oscilloscopio di un tipico impulso ottico generato dal QCL con gain-switching. La potenza ottica è stata corretta per l'efficienza dell'ottica usata per prelevare la luce dal QCL e focalizzarla nella piccola area attiva del QWIP.

Quando il comb generator viene pilotato con un segnale sinusoidale, riesce a generare un breve impulso negativo per ogni mezzo periodo positivo dell'onda sinusoidale, rilasciando rapidamente la carica accumulata durante il precedente mezzo periodo negativo. Per realizzare ciò è costituito di un diodo in grado di tagliare i fronti negativi e di un derivatore invertente, per ottenere gli spike negativi; di fatto produce le molteplici armoniche presenti nel segnale di ingresso. Un comb generator commerciale ad esempio pilotato con 0.5-1 W di potenza RF da un generatore di segnali a basso rumore, dà origine ad un treno di impulsi elettrici, ognuno con FWHM di 90 ps o maggiore, e con un'ampiezza del picco di 20 V su un carico da 50 Ω . La ripetizione degli impulsi è impostata dalla frequenza del segnale con cui viene pilotato, a ~ 100 MHz. Il QCL viene montato all'interno di un criostato ad elio e mantenuto a temperatura criogenica costante. Il chip laser è collegato da un lato con una linea di trasmissione a microstriscia da 50 Ω (con diversi fili corti per ridurre l'induttanza parassita dei collegamenti); viene usato un cavo semi-rigido criogenico (propriamente adattato alla microstriscia), per portare gli impulsi elettrici al laser. Infine si riduce anche l'area del contatto superiore del laser per limitare la capacità parassita. La luce viene poi focalizzata su un rivelatore QW ad infrarossi (**QWIP**) ad alta velocità (Figura 36(b)). Teoricamente è possibile ottenere anche impulsi di durata inferiore a 5 ps, sfruttando altri due metodi, cioè l'**active mode locking** ed il **passive mode docking**; entrambi sfruttano una cavità esterna. Nel primo metodo andiamo a modulare la corrente laser alla frequenza di roundtrip della cavità, per cui un alto numero di modi longitudinali riescono a superare la soglia grazie alla modulazione dei sideband dei modi vicini. Il secondo metodo invece, grazie ad un meccanismo di saturazione delle perdite, riesce ad indurre un **self-mode locking**; anche in questo caso la **PRF (pulse repetition frequency)** è determinata dalla lunghezza della cavità laser, mentre la durata dell'impulso è dettata dal meccanismo di assorbimento della saturazione. Purtroppo entrambi hanno delle evidenze sperimentali a supportarli, ma il loro funzionamento non è stato ancora dimostrato nel medio infrarosso.

Applicazioni dei QCL

I laser a cascata quantica operano nella regione spettrale dell'infrarosso (medio e lontano); molte molecole – inclusi gli agenti inquinanti, chimici e industriali, gli esplosivi e sostanze importanti nell'ambito medico – possono essere rilevate solo sfruttando i laser ad infrarossi. Fino a pochi anni fa, i costi elevati di fabbricazione, lo spettro limitato delle frequenze disponibili e le performance a livello di consumi in potenza dei laser esistenti hanno limitato gli sforzi effettuati per creare dei sensori basati sui laser ad alto rendimento e basso costo. Il QCL è riuscito a eliminare questo gap, in quanto realizza un nuovo tipo di laser in grado di lavorare su regioni dello spettro che prima non erano permesse dalle sorgenti esistenti, attraverso un controllo del comportamento degli elettroni sulla scala dei nanometri. In tutte queste applicazioni, la lunghezza d'onda deve essere ben definita e sintonizzata in modo da adattarsi alle caratteristiche di assorbimento o all'impronta molecolare di interesse. Per raggiungere questo controllo deve essere incorporato un reticolo vicino alla regione attiva. Nello spettro di emissione dei laser QC la lunghezza d'onda il cui valore corrisponde a quello del periodo del reticolo è la lunghezza d'onda propria del laser. Cambiando la corrente del laser, la regione attiva viene riscaldata, il che produce una lunghezza d'onda sintonizzabile. In questo modo, alcune molecole possono essere riconosciute con grande precisione. L'intero sistema QC, incluso l'elemento attivo del laser ed il necessario equipaggiamento di raffreddamento, può essere miniaturizzato fino a pochi pollici cubici e ad una frazione del costo dei sistemi convenzionali. Un semplice esempio di applicazione è quello dei sensori per i gas, in particolare sensori compatti per rilevare il diossido di zolfo e il triossido di zolfo, entrambi importanti tipi di inquinanti emessi dai motori degli aeromobili. Un'altra applicazione è quella del LIDAR (light detection and ranging), un dispositivo per il rilevamento remoto di vapori chimici e per sensori ad alta quota dispiegati a bordo di velivoli senza pilota per rintracciare e catalogare gli elementi ed i composti presenti nell'atmosfera. Importanti case automobilistiche hanno richiesto invece dei sensori basati sui laser a cascata quantica per poter quantificare la concentrazione di ossido d'azoto (NO) nei gas di scarico dei veicoli. Infatti nonostante il QC laser non sia ancora abbastanza sensibile per misurare le concentrazioni di ossido d'azoto emesso a meno di una parte per milione in tempo reale, dovrebbe essere applicato a breve termine nei test per la certificazione del mezzo, in quanto i sensori attualmente disponibili non sono in grado di misurare in modo accurato queste concentrazioni spesso troppo piccole. Altre potenziali applicazioni dei laser a cascata quantica includono sonde (spettrometri) per veicoli spaziali in grado di rilevare tracce di gas nelle atmosfere dei pianeti (recentemente i laboratori Bell ne hanno inviati alcuni nella stratosfera come parte di una missione della NASA per monitorare le percentuali di metano e protossido di azoto sopra il Nord America, la Scandinavia e la Russia) e sensori in ambito medico non invasivi in grado di effettuare diagnosi in tempo reale di ulcere, cancro al colon e diabete semplicemente analizzando il respiro dei pazienti. I laser QC possono essere utili anche nella datazione al radiocarbonio, nel monitoraggio dei livelli atmosferici di metano, nei radar *collision-avoidance*, per il controllo della velocità di crociera nelle automobili e nelle applicazioni militari per l'accecazione dei sensori nei missili a ricerca di calore. Inoltre grazie ad un attento studio della dissipazione termica ed a una migliorata qualità dei materiali, la tecnologia dei QC laser continua ad evolversi, garantendo anche il funzionamento di laser QC ad onda continua a temperatura superiore a 210 K ed in continuo aumento, a favore della rilevazione chimica attraverso la spettroscopia.

Come già detto, i QCL vengono usati tipicamente in due modalità contraddistinte, la *continuous wave*, a temperature dell'idrogeno liquido o la *pulsed wave*, vicino temperatura ambiente. La CW ha il vantaggio di ottenere una larghezza di banda molto stretta, caratteristica fondamentale per la spettroscopia dei gas ad alta risoluzione a bassa pressione. Purtroppo ha l'inconveniente dell'ingombro dovuto all'equipaggiamento di raffreddamento. Invece i PW hanno una riga di emissione più larga a causa della durata limitata dell'impulso di corrente, ma sono utili per la spettroscopia a pressioni maggiori. Ci sono due finestre ottiche per la trasmissione nell'atmosfera (3–5 mm and 8–14 mm) dove i sistemi ottici nel medio infrarosso possono essere usati in un ampio

range di applicazioni, fra le quali il rivelamento di molti gas e vapori, come CO, CH₄, NH₃, N₂O, SO₂, HCL e HNO₃, oltre a vari componenti organici (vedi la Figura 37).

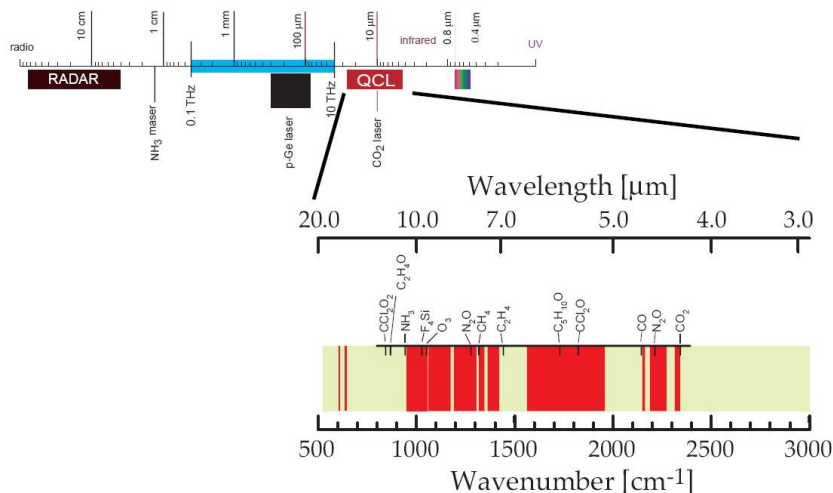


Figura 37 – Una parte dello spettro elettromagnetico di interesse per i QCL.

Sono state dimostrate diverse tecniche per individuare le tracce dei gas presenti nell'atmosfera: la **TILDAS** (*tunable infrared laser diode absorption spectroscopy*), ad alta sensibilità, compattezza e robustezza in quanto sfrutta un dispositivo laser integrato; la **CRDS** (*cavity ring down spectroscopy*), o **CRLAS** (*cavity ring-down laser absorption spectroscopy*) che misura l'assorbimento della luce attraverso un materiale con elevata precisione. Viene sfruttata per misurare la concentrazione di particolari composti all'interno di altre sostanze in forma gassosa (ad esempio trovare la concentrazione di ammoniaca, NH₃, diluita in azoto). Stesso discorso vale per la **PA** (*photo-acoustic spectroscopy*), solo che si basa sulla potenza incidente assorbita dalle tracce di gas, invece che su quella trasmessa; è molto sensibile se la sorgente ha un'elevata potenza. Quindi queste tecniche favoriscono chiaramente l'impiego dei QCL rispetto ai tradizionali laser a semiconduttore nel campo del medio infrarosso. Capasso ed i suoi colleghi hanno iniziato ad estendere il range di lunghezze d'onda dei loro laser a cascata quantica nella regione del lontano infrarosso, sperando di raggiungere quanto prima le lunghezze d'onda ultra corte usate per le telecomunicazioni aprendo di fatto al QCL un ventaglio di applicazioni ancor più illimitato. Per realizzare questo obiettivo però dovranno essere realizzate buche quantiche più profonde e materiali sempre nuovi per cui servirà ancora qualche anno per ottenere dei risultati apprezzabili.

QCT in presenza di un campo magnetico esterno

Nel laser a cascata quantica basato sul sistema delle buche quantiche appena descritto, l'elettrone è libero di muoversi lungo il piano x-y e le bande di energia sono continue. In letteratura sono presenti vari tentativi di ridurre i gradi di libertà del sistema da due fino a zero attraverso la quantizzazione del moto dell'elettrone nel piano. In questo modo infatti è possibile ottenere una completa discretizzazione dello spettro dell'energia ed eliminare lo scattering dovuto alla collisione tra elettroni e fononi ottici.

Campo magnetico perpendicolare

Per riuscire nell'intento vari autori hanno suggerito di applicare al dispositivo laser un campo magnetico perpendicolare agli strati epitassiali, in modo da quantizzare le sottobande nei livelli discreti di Landau. Nella meccanica quantistica la quantizzazione di Landau (fisico russo vincitore del premio Nobel nel 1962) non è altro che la quantizzazione delle orbite ciclotroniche di particelle cariche in un campo magnetico. Come risultato, le particelle cariche possono occupare solo orbite con valori ben precisi di energia, chiamati livelli di Landau. I livelli di Landau sono degeneri, con il numero di elettroni per livello direttamente proporzionale alla forza del campo magnetico applicato. Gli effetti di tali livelli sono però osservabili solo quando l'energia termica media è minore dell'energia di separazione tra i livelli, $kT \ll \hbar\omega_c$ (con $\omega_c = qB/mc$ pulsazione ciclotronica), cioè per basse temperature ed elevati campi magnetici.

In questo modo, variando opportunamente l'intensità del campo magnetico applicato, è possibile proibire alcune transizioni non radiative, come l'emissione di fononi ottici e acustici. Quest'ultime limitano di fatto l'efficienza della radiazione laser, disperdendo parte dell'energia sotto forma di vibrazioni meccaniche del reticolo cristallino.

Risultati di una certa rilevanza sono stati ottenuti da Blank e Feng mentre cercavano di ottenere un'emissione intrasottobanda nel range di frequenze del lontano infrarosso (60-300 μm). Applicando un campo magnetico normale al piano degli elettroni l'intensità di emissione del laser poteva essere aumentata anche del doppio ed inoltre era presente anche un lieve spostamento verso il rosso del picco di emissione del campo magnetico.

Campo magnetico parallelo

Un'alternativa, scelta da Blaser, è stata quella di applicare un campo magnetico in questo caso parallelo al piano degli elettroni; all'aumentare della forza del campo la luminescenza del picco mostrava una rapida diminuzione in intensità, un allargamento significativo ed un leggero spostamento nel blu (Figura 38).

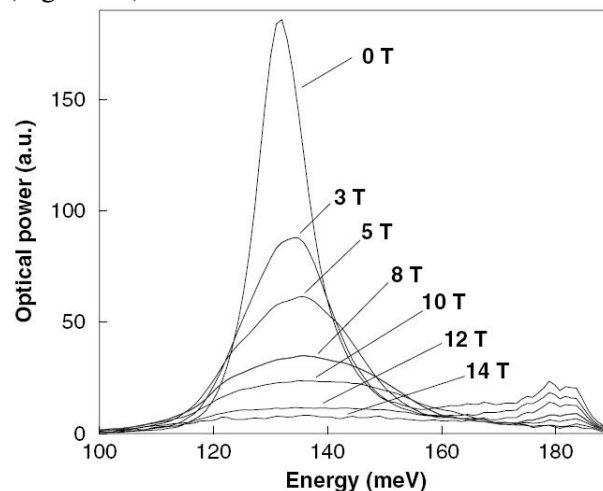


Figura 38 – Spettro di luminescenza osservato a diversi valori del campo magnetico parallelo applicato (in tesla).

In realtà, nel diagramma di dispersione ottenuto nello spazio del vettore d'onda k , (Figura 39) lo spettro dell'energia è lo stesso sia nel caso di campo magnetico nullo che in quello diverso da zero.

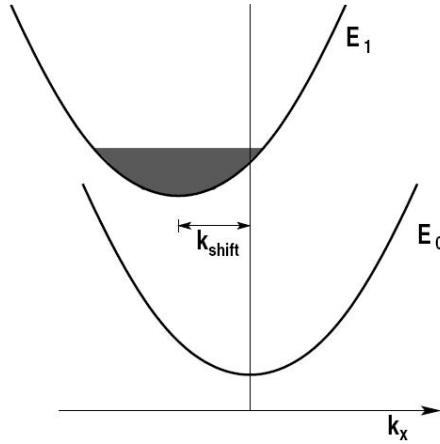


Figura 39 – Lo spostamento dell'elettrone nel diagramma di dispersione nello spazio k a causa del campo parallelo.

Le funzioni d'onda differiscono solo per un fattore di sfasamento che corrisponde alla traslazione nello spazio k del vettore $k_{shift} = -eB\langle z \rangle / \hbar$. Il principale effetto di questo spostamento si ha nello spettro di emissione poiché l'intensità della transizione ottica tra stato iniziale i e finale f è proporzionale alla sovrapposizione tra $\psi_i(k_x, k_y)$ e $\psi_f(k_x, -k_B k_y)$, dove ψ_i e ψ_f sono le funzioni d'onda del sistema iniziale e finale, rispettivamente, in assenza di un campo magnetico:

$$\mathfrak{I}_{if} = \left| \int \psi_i^*(k_x, k_y) \psi_f(k_x, -k_B k_y) dk_x dk_y \right|^2$$

Il vettore d'onda k_B è uguale a $k_B = \frac{e}{\hbar c} B (\langle z \rangle_i - \langle z \rangle_f)$.

La posizione del massimo della linea di emissione è determinata principalmente dalla transizione dallo stato fondamentale di un sistema a singola particella. Senza alcun tipo di disordine, le funzioni d'onda della singola particella sono onde piane $\psi_i(k_x, k_y) = \delta(k_x - k_{x,i}) \times \delta(k_y - k_{y,i})$, con lo stato fondamentale a $k = 0$. Chiaramente, le uniche transizioni permesse sono quelle dallo stato fondamentale ($k_x = 0$) della sottobanda superiore agli stati eccitati ($k_x = k_B$) della sottobanda inferiore, per cui la posizione del massimo della linea di emissione dovrebbe subire teoricamente uno spostamento verso il rosso in seguito all'applicazione di un campo magnetico (vedi ad esempio la Figura 40). In realtà quello che osserviamo nella Figura 38 non viene spiegato nemmeno con l'effetto dovuto allo spostamento di depolarizzazione; c'è bisogno di introdurre il concetto di disordine. In realtà quello che osserviamo nella Figura 38 non viene spiegato nemmeno con l'effetto dovuto allo spostamento di depolarizzazione; c'è bisogno di introdurre il concetto di disordine.

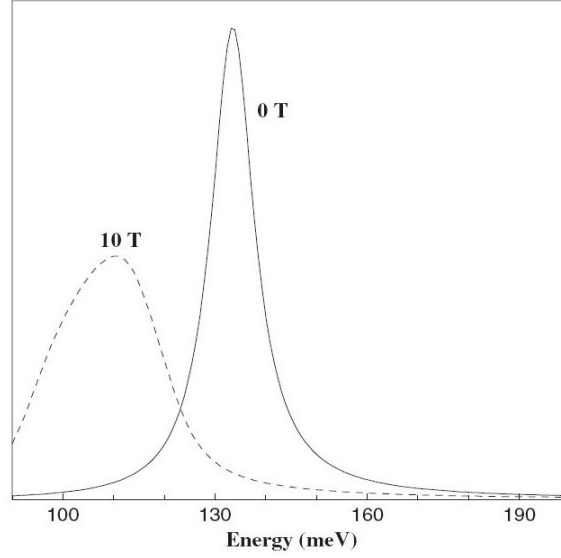


Figura 40 – Spettri di luminescenza di una quantum cascade structure in presenza di un campo magnetico esterno parallelo, ma in assenza di impurità.

Il ruolo del disordine

Nonostante il miglioramento delle tecniche di crescita dei cristalli negli ultimi decenni, le rugosità presenti sull'interfaccia delle strutture QCL non possono essere completamente eliminate. In una buca quantica stretta gli elettroni sono più vicini all'interfaccia e sono influenzati dalle irregolarità o dalle impurità cariche confinate sull'interfaccia stessa. Alpalkov e Chakraborty hanno dimostrato l'importanza del disordine nella variazione del picco di emissione in presenza di un campo magnetico, studiando in particolare gli spettri e le righe di emissione dell'energia di una singola particella per due tipi di disordine potenziale. In primo luogo il disordine potenziale dovuto alla rugosità delle superfici dei pozzi quantici, descritto dal potenziale $V_{dis,1}(x, y)$ con media nulla e correlazione di tipo gaussiano:

$$\langle V_{dis,1}(\vec{r}_1) V_{dis,1}(\vec{r}_2) \rangle = V_0^2 \cdot e^{-|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^2 / L_0^2}$$

dove \vec{r} è un vettore bidimensionale. Nel secondo caso invece si considera il disordine potenziale dovuto alle impurità cariche drogate., in cui si assume che tutte le impurità giacciono sullo stesso piano bidimensionale con posizione z_{imp} . Il potenziale ha la forma:

$$V_{dis,2}(\vec{r}) = -\sum_i \frac{e^2}{\epsilon} \cdot \frac{e^{-|\vec{r} - \vec{R}_i| / d_{sc}}}{\sqrt{(\vec{r} - \vec{R}_i)^2 + (z - z_{imp})^2}}$$

dove \vec{R}_i è un vettore bidimensionale che descrive la posizione delle i -esima impurità e d_{sc} è una costante fenomenologica che descrive la schermatura dei potenziali delle imperfezioni dagli elettroni. Le posizioni delle imperfezioni sono scorrelate. Un potenziale totale di disordine elevato localizzerà gli stati più bassi. Se la lunghezza di localizzazione è inferiore a $1/k_B$ allora la sovrapposizione tra lo stato fondamentale iniziale e quello finale è larga e la transizione da uno stato

fondamentale ad un altro (in diverse sottobande) del sistema è forte in un campo magnetico e lo spostamento verso il rosso della riga di emissione viene eliminato (Figura 41).

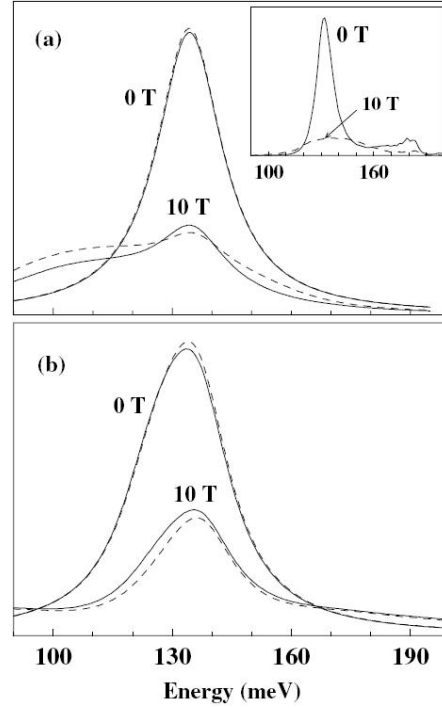


Figura 41 – Spettri di luminescenza di una quantum cascade structure nel caso di (a) impurità neutre e (b) impurità cariche in presenza di un campo magnetico esterno parallelo. I risultati sperimentali sono mostrati nel riquadro in alto a destra.

In entrambi i casi lo spostamento verso il rosso osservato in Figura 40 sparisce ed il picco di emissione si trova pressoché alla stessa energia di quello a campo magnetico nullo. I risultati sono in accordo con quanto osservato nei dati sperimentali come mostra il riquadro in Figura 41; inoltre l'intensità del picco mostra una rapida diminuzione in presenza del disordine. L'evoluzione dello spettro di emissione al variare della forza del disordine è mostrata in Figura 42.

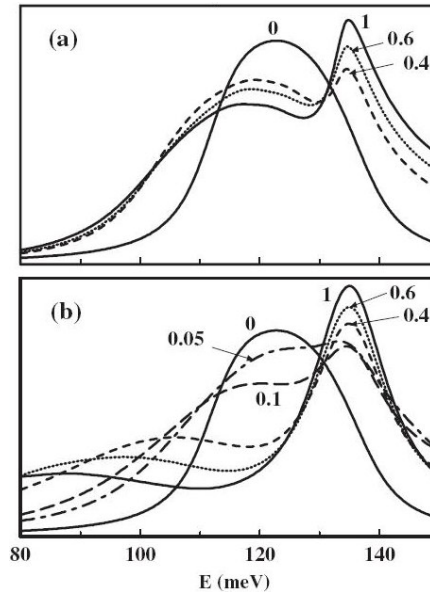


Figura 42 – Spettri di luminescenza di una quantum cascade structure nel caso di (a) impurità neutre e (b) impurità cariche in funzione della forza del potenziale di disordine. Il campo magnetico vale 10 T. Il numero vicino alle curve è l'ampiezza del disordine.

Per studiare la dipendenza dal disordine, andiamo ad esprimere i due potenziali rispettivamente come $V_{\alpha,dis,1}(\vec{r}) = \alpha \cdot V_{dis,1}(\vec{r})$ (in Figura 42(a)) $V_{\alpha,dis,2}(\vec{r}) = \alpha \cdot V_{dis,2}(\vec{r})$ (in Figura 42(b)), dove α è il numero associato all'ampiezza del disordine potenziale. Come si vede dalla figura, all'aumentare di α aumenta l'ampiezza della riga che diventa sempre più stretta poiché decresce l'ampiezza della sua gobba laterale (che è spostata verso il rosso rispetto al picco).

Campo magnetico obliquo

Infine come ultimo caso tratteremo un campo magnetico obliquo rispetto al piano degli elettroni, caratterizzato cioè dalle due componenti di campo perpendicolare e parallelo. Di fatto questa situazione non è altro che la combinazione dei due casi precedenti appena trattati: la componente parallela del campo genera uno spostamento nel grafico di dispersione dell'energia; la componente perpendicolare invece, causa la quantizzazione delle sottobande. In seguito allo spostamento del centro delle orbite di Landau nello spazio del vettore d'onda, oltre alle solite transizioni intrasottobanda diventano possibili anche transizioni combinate intrasottobanda-ciclotroniche (**combined intersubband-cyclotron transition**) (Figura 43); per questo motivo nascono nuovi picchi di luminescenza in corrispondenza di queste nuove transizioni. Quindi è possibile spostare (e/o allargare) significativamente il picco di luminescenza di un dispositivo QCL semplicemente variando un campo magnetico obliquo applicato all'esterno.

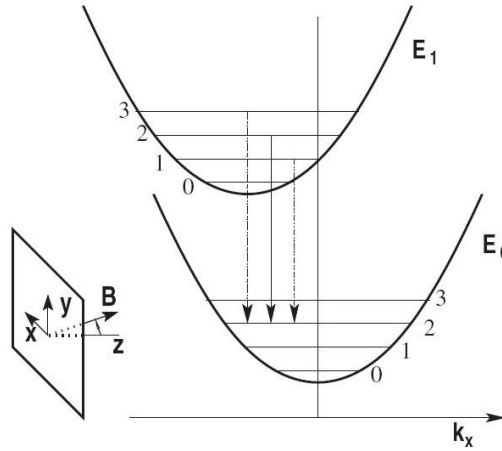


Figura 43 – Illustrazione dell'origine delle combined intersubband-cyclotron transitions. Gli elettroni sono nel piano x-y mentre il campo magnetico è obliquo rispetto all'asse z. Queste transizioni vengono mostrate con le linee tratteggiate a causa della quantizzazione delle sottobande nei livelli di Landau (segnati come 0, 1, 2, ... ecc.).

Grazie a questo campo i movimenti degli elettroni nelle direzioni perpendicolare e parallela al versore z sono accoppiati e come risultato diventano possibili transizioni tra diversi livelli di Landau del fondamentale e delle sottobande superiori. Come già detto in precedenza l'intensità dell'emissione ottica è determinata dagli elementi del dipolo di matrice tra lo stato iniziale (prima dell'emissione) e quello finale (dopo l'emissione) di un sistema a più elettroni. L'intensità della transizione è proporzionale alla sovrapposizione tra le parti dipendente dalle coordinate x - y delle funzioni d'onda dello stato iniziale e finale. Per un campo magnetico perpendicolare ciò risulta nella conservazione del momento bidimensionale durante la transizione ottica. Nel caso di un campo sempre perpendicolare ma diverso da zero gli stati degli elettroni vengono classificati attraverso 2 numeri: l'indice del livello di Landau e il numero che distingue gli stati degeneri di un elettrone all'interno di un livello di Landau. Se il campo magnetico è diretto perpendicolarmente allo strato bidimensionale, allora le transizioni ottiche sono permesse solo tra gli stati con gli stessi numeri quantici bidimensionali. In questo caso avremo una riga singola che corrisponde alle

transizioni ottiche tra stati con lo stesso indice di livello di Landau. L'andamento dello spettro di emissione in funzione del campo magnetico inclinato è mostrato in Figura 44, al variare di della componente parallela del campo per tre valori fissati del campo perpendicolare.

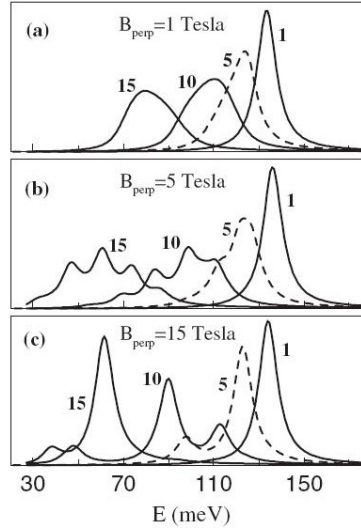


Figura 44 – Spettri di luminescenza a vari valori della componente parallela del campo magnetico (i numeri sulle curve, in Tesla) per un valore fissato della componente perpendicolare del campo.

All'aumentare di B_{perp} nascono nuove componenti nello spettro a causa della quantizzazione di Landau; in particolare per valori piccoli dei campi paralleli, le transizioni principali avvengono tra stati con lo stesso indice di Landau e quindi abbiamo un solo picco per transizione, mentre all'aumentare di B_{par} le transizioni verso livelli di Landau più alti diventano più frequenti. Le energie di separazione tra picchi sono uguali alle separazioni tra i livelli di Landau della prima sottobanda. Come si vede nella terza figura, per $B_{par} = 1T$ abbiamo un singolo picco che corrisponde alle transizioni dal livello zero di Landau della seconda sottobanda a quello della prima sottobanda. Per $B_{par} = 5T$ invece appare una gobba che corrisponde alle transizioni al primo livello di Landau della prima sottobanda; quindi aumentando il campo parallelo rendiamo possibili transizioni a livelli superiori. Dalla Figura 45 possiamo trarre le medesime conclusioni, ma in questo caso andiamo a rappresentare tre valori del campo magnetico totale al variare dell'angolo di inclinazione (e quindi della componente di campo parallela). Dai risultati è possibile concludere che variando opportunamente il campo magnetico esterno inclinato siamo in grado di ottenere un effetto laser dovuto alle transizioni accoppiate intrasottobanda-ciclotroniche forte quanto nel caso di campo nullo, ma a energie differenti. Comunque sia questi risultati sono osservabili solo in assenza di un forte disordine, cioè per dispositivi con un'elevata mobilità degli elettroni o per buche quantiche abbastanza larghe.

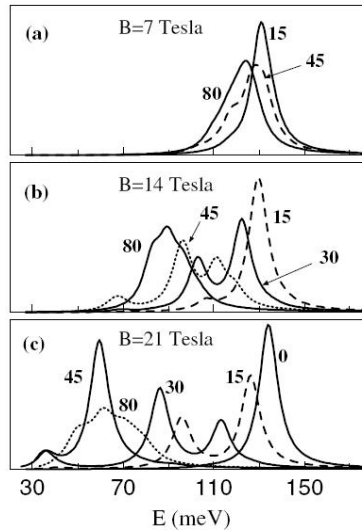


Figura 45 - Spettri di luminescenza a vari valori dell'angolo di inclinazione (i numeri sulle curve) per i campi magnetici totali (a) $B = 7$ T, (b) $B = 14$ T and (c) $B = 21$ T.

Punti quantici: dai sistemi 3D a quelli a dimensione zero

Grazie ai recenti sviluppi tecnologici nelle tecniche di accrescimento epitassiale si è aperta una nuova strada per raggiungere l'obiettivo della completa discretizzazione dello spettro energetico, ovvero il passaggio verso sistemi a gradi di libertà sempre minori, fino a raggiungere la dimensione zero. In questi sistemi la dimensione del dispositivo è comparabile alla lunghezza d'onda di de Broglie e pertanto gli elettroni risultano confinati all'interno dei dispositivi, mostrando effetti quantici tali da generare nuove proprietà ottiche ed elettroniche, controllabili attraverso una progettazione mirata e utili per i dispositivi microelettronici e a semiconduttore futuri. L'evoluzione di questi sistemi segue alcuni passaggi fondamentali. L'energia di un elettrone libero è funzione di un vettore d'onda tridimensionale (con density of states, DOS, $N(E) = (1/2\pi)^2 (2m^*/\hbar^2)^{3/2} \sqrt{E}$), mentre in un sistema bidimensionale come le buche quantiche, il moto degli elettroni è limitato solo lungo una direzione (tipicamente la z) e libero sul piano x - y . L'energia è sempre una funzione parabolica di un vettore d'onda in questo caso bidimensionale, mentre lungo z il moto degli elettroni è quantizzato in sottobande discrete (con DOS pari a $N(E) = 1/(2\pi) (2m^*/\hbar^2)$). Infine i punti quantici rappresentano la riduzione finale delle dimensioni di un dispositivo a semiconduttore. Gli elettroni risultano confinati in tutte le direzioni, privi di energia cinetica (eccetto l'energia al punto-zero) e con un'occupazione spettrale dei livelli energetici totalmente discreta, simile a quella degli atomi (con DOS pari a $N(E) = (1/2\pi) (2m^*/\hbar^2)^{1/2} E^{-1/2}$). Di fatto i quantum dot, la cui densità di stati è un insieme di semplici funzioni δ , sono i prototipi degli atomi artificiali e come tali hanno un ampissimo range di possibili applicazioni (Figura 46). Inoltre questo confinamento quantico a dimensione zero permette di operare al livello del singolo elettrone, per questo si può parlare di limite ultimo per l'evoluzione di un dispositivo elettronico. Per tutti questi motivi l'attenzione dei ricercatori si è rivolta alla creazione di dispositivi basati sui quantum dot, come fotorivelatori a QD, laser a QD e dispositivi di memorizzazione a QD.

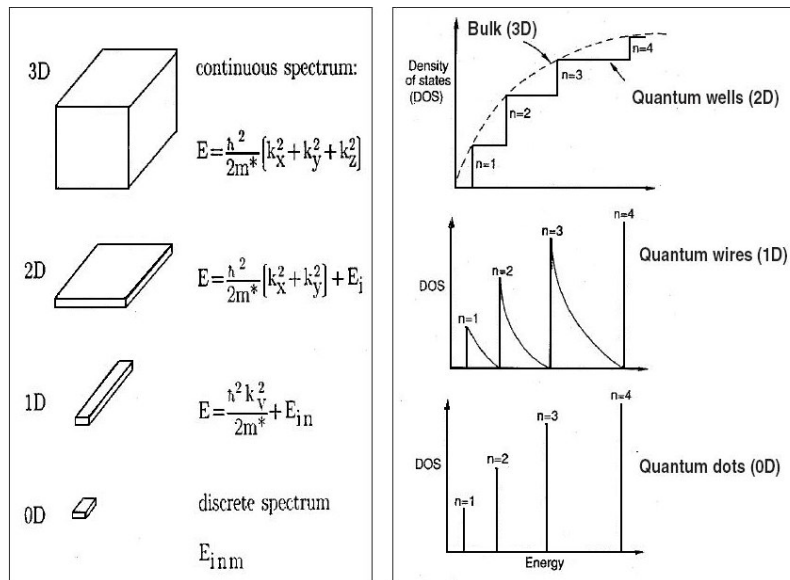


Figura 46 – Sistemi di elettroni a dimensioni basse e densità di stati corrispondenti.

Realizzazione dei punti quantici

Inizialmente l'approccio più diffuso per la realizzazione dei punti quantici era il ***lithographic patterning***, in cui si ottenevano lunghezze dei confinamenti laterali di circa 100 nm o superiori (vedi la Figura 47).

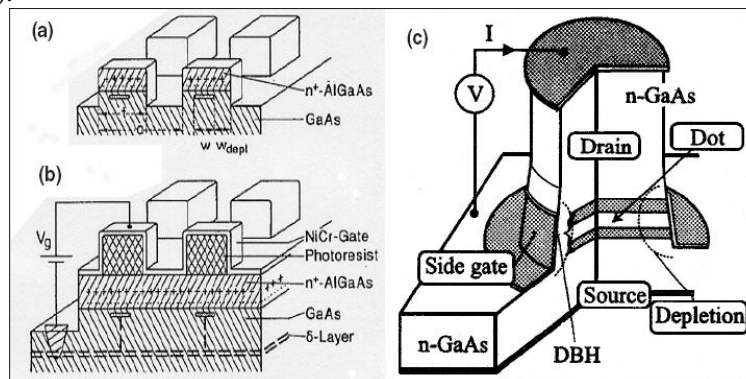


Figura 47 – Alcuni processi di costruzione di QD attraverso il lithographic patterning. (a) Procedimento 'deep-mesa etching' ; (b) QD confinati tramite effetto campo; (c) Dispositivo con QD 'disk-shaped'. DBH sta per 'double-barrier heterostructure' dove il punto (InGaAs) è compreso tra due barriere (AlGaAs).

Ovviamente per riuscire ad utilizzare i QD nei dispositivi laser (il nostro punto di arrivo) erano richieste dimensioni almeno dieci volte inferiori per cui negli ultimi anni ha preso campo la tecnica dei ***self-assembled QD***. Infatti nel processo di litografia le pareti laterali dei QD venivano seriamente danneggiate con conseguente degrado delle proprietà ottiche, a differenza dei ***SAQD*** in grado di mantenere tali proprietà anche per dimensioni inferiori ai 10 nm.

Self-assembled QD

Per realizzare i punti quantici delle dimensioni di nostro interesse vengono sfruttate le trasformazioni strain-induced, id est indotte dagli sforzi che nascono naturalmente durante la crescita epitassiale di materiali con passi reticolari diversi. Quando uno strato di materiale semiconduttore è depositato su un substrato che ha una costante reticolare più piccola, la crescita avviene inizialmente su due dimensioni (wetting layer, i.e. lo “strato bagnato”) fino a che lo spessore di deposizione raggiunge un valore critico. A quel punto a causa degli sforzi interni al reticolo, lo strato si trasforma spontaneamente in un array di “isole” tridimensionali (vedi Figura 48), connesse al wetting layer (come avviene per la condensazione delle gocce d’acqua su una finestra fredda). Le isole sono caratterizzate da una dimensione piuttosto uniforme e da una densità spaziale di 10^{10} cm^{-2} .

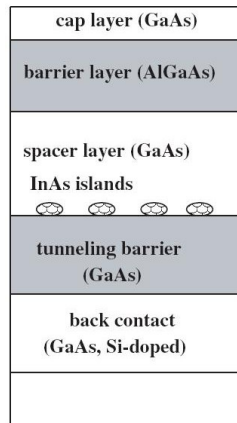


Figura 48 – Schematizzazione di un dispositivo contenente punti quantici self-assembled di InAs su GaAs.

Riempimento dei gusci elettronici nei punti quantici

Nella fisica atomica le proprietà chimiche e la particolare stabilità dei gas nobili sono spiegate attraverso un approccio che descrive il moto degli elettroni come confinato attorno al nucleo da un potenziale sferico simmetrico tridimensionale (potenziale di Coulomb). Questo potenziale genera la ben nota struttura a gusci 1s, 2s, 2p,... che vengono riempiti secondo opportune regole (regole di Hund, principio di esclusione di Pauli...). Queste proprietà elettroniche degli atomi sono state osservate anche nei semiconduttori a punti quantici preparati in laboratorio. I QD creati hanno dimensioni comparabili alla lunghezza d’onda di Fermi, sono privi di impurità e perfettamente simmetrici. Quando un punto viene confinato lateralmente da un potenziale di tipo armonico bidimensionale, l’energia dello stato per una singola particella è $E_{n,m} = (2n + |m| + 1) \cdot \hbar\omega_0$, dove $n = 0, 1, 2, \dots$ è il numero quantico principale, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ è il numero quantico del momento angolare e $\hbar\omega_0$ è l’energia di confinamento elettrostatico. A causa della simmetria rotazionale del sistema, questi livelli energetici diventano un insieme di stati degeneri separati tra loro da $\hbar\omega_0$. Ogni set di stati degeneri può essere considerato come uno **shell**, un guscio di un atomo artificiale. Di conseguenza questi stati possono essere riempiti con elettroni non interagenti, altrimenti le interazioni elettrone-elettrone modificano significativamente questa approssimazione di singola particella. Comunque, se $\hbar\omega_0$ è comparabile o maggiore con l’energia di interazione, ogni insieme

di stati degeneri sverrà riempito in successione da 2, 6, 12, 20,...elettroni, cioè con una sequenza molto simile a quella dei numeri atomici negli atomi reali.

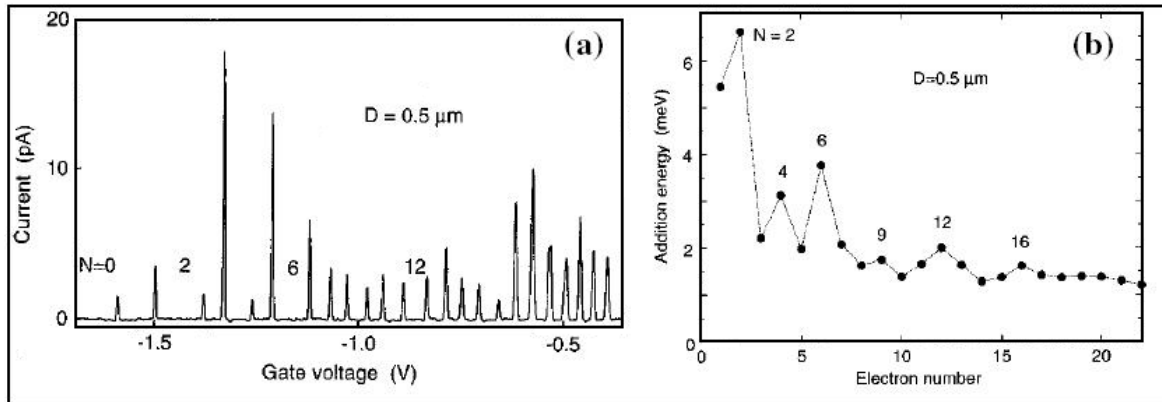


Figura 49 - (a) Caratteristiche corrente-tensione di un QD con diametro di 0.5 μm. (b) Addition energy contro numero di elettroni in un punto.

Nella Figura 49 lo spazio tra i picchi di corrente riflette l'energia necessaria per aggiungere un elettrone nel QD; come ci aspettavamo dalla sequenza precedente, la curva dell'*addition energy* mostra dei forti picchi per 2, 6 e 12 elettroni.

Quantum dots nei sistemi moderni

Nonostante inizialmente i punti quantici fossero nati in laboratorio solo per studiare alcuni fenomeni fondamentali della meccanica quantistica, in seguito i ricercatori si sono accorti delle loro enormi potenzialità nell'ambito della miniaturizzazione dei sistemi elettronici. Di conseguenza sono state sviluppate svariate applicazioni, come i nanocristalli a QD in biologia per rilevazioni ultrasensibili; i QD creati nei nano tubi a carbonio (CNs); i transistor a singolo elettrone (*Single-electron transistors, SETs*) per le future memorie a singolo elettrone; i rilevatori di singolo fotone (*Single-photon detectors*), importanti nella spettroscopia FIR; gli emettitori a singolo fotone (*Single-photon emitters*), importantissimi per inviare chiavi sicure nella crittografia quantistica. In particolare per quanto riguarda le comunicazioni ottiche e l'immagazzinamento dei dati su supporti ottici, negli ultimi anni sono stati fatti rapidi progressi nello sviluppo di *quantum dot laser*. Questi dispositivi infatti hanno le potenzialità per superare i laser basati sulle quantum well, poiché grazie al forte confinamento degli elettroni permettono un'importante riduzione della densità di corrente di soglia con una scarsa dipendenza dalla temperatura. Inoltre sono in grado di emettere a lunghezze d'onda che non dipendono dal bandgap di energia ma dai livelli energetici dei punti, in modo tale da ottenere maggiore flessibilità nella sintonizzazione della lunghezza d'onda del QD laser.

Transizioni a cascata quantica nelle strutture a punti quantici

Dopo l'introduzione sui QD e le loro proprietà andiamo a trattare brevemente la natura delle transizioni a cascata quantica nelle strutture a punti quantici (*Quantum cascade transitions in quantum-dot structures, QDCS*) per dare almeno un'idea delle differenze con i laser basati sulle

buche quantiche. In particolare ci soffermeremo sull'influenza che le dimensioni dei punti ed il numero di elettroni per punto generano nello spettro di luminescenza di un QDCS.

Quantum dots versus quantum wells

Le stime teoriche delle prime versioni dei QD laser indicano che, a differenza dei QW laser, il decadimento non radiativo dovuto all'emissione di fononi può essere eliminato. Visto che nei QW questo processo non radiativo ha un tasso di decadimento circa 3000 volte superiore a quello radiativo, la sua eliminazione è di vitale importanza ai fini di una buona efficienza radiativa. La differenza principale tra i laser QD e quelli QW sta nel fatto che, per i primi, lo stato eccitato e quello fondamentale dei livelli elettronici rappresentano degli stati veramente discreti, mentre nei secondi rappresentano il fondo di una banda continua di stati. In realtà i processi di decadimento dovuti a più fononi sono ancora permessi anche nei QD, ma il loro tasso è trascurabile; il meccanismo di decadimento dominante è dunque l'emissione di fotoni con conseguente innalzamento dell'efficienza. La dimensione di ogni punto accoppiato è fortemente limitata dal vincolo per cui la differenza di energia tra lo stato eccitato e quello fondamentale deve essere maggiore dell'energia del fonone ottico $\hbar\omega_{LO}$. Di conseguenza la dimensione massima L per un

punto quantico può essere stimata dall'energia di un pozzo quadrato di lato L : $\frac{3\pi^2\hbar^2}{2m^*L^2} > \hbar\omega_{LO}$. Ad

esempio, per il GaAs, abbiamo $\hbar\omega_{LO} = 36meV$, $m^* = 0.067m$, dunque otteniamo che i punti devono essere più piccoli di $L \cong 20nm$ in tutte e tre le dimensioni. Una possibile soluzione proposta da diversi autori per ridurre il problema dell'efficienza di radiazione potrebbe essere la sostituzione delle QW nelle regioni attive dei QCL con dei punti quantici. In questo modo avremmo anche una sostanziale diminuzione della densità di corrente di soglia e, se la quantità kT risultasse inferiore alla separazione tra livelli nei QD, allora il funzionamento del laser sarebbe pressoché indipendente dalla temperatura.

Infine andiamo a vedere come la fisica dei punti quantici dipenda dalla scelta dei potenziali di confinamento, osservando le transizioni a cascata quantica in caso di punti con confinamenti rettangolari e parabolici. In particolare per questi ultimi, affronteremo anche il problema dell'anisotropia dei QD.

QCT con punti rettangolari

Nel caso di punti quantici con confinamento rettangolare l'Hamiltoniana di un singolo elettrone in un QDCS sarà data da:

$$H' = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{p_y^2}{2m^*} + V_{plane}(x, y) + \frac{p_z^2}{2m^*} + V_{conf}(z)$$

dove m^* dipende dall'energia a causa della banda non-parabolica, $m^* = m_e^* (1 + 2Em_e^* \gamma / \hbar^2)$;

$$V_{conf}(z) = -eFz + \begin{cases} 0 & \text{Per le buche} \\ U_0 & \text{Per le barriere} \end{cases}$$

con F potenziale elettrico di polarizzazione e U_0 discontinuità della banda di conduzione. Le soluzioni sono mostrate in Figura 50.

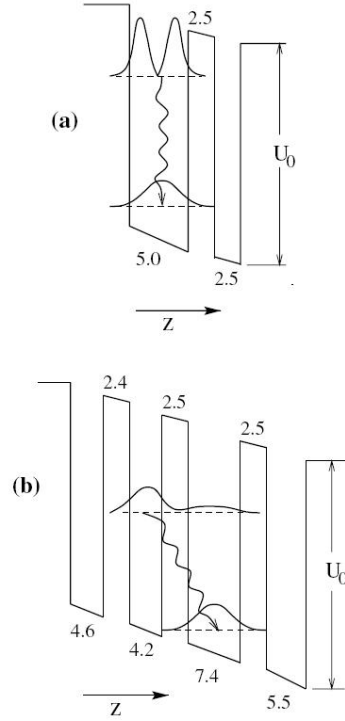


Figura 50 – Diagramma delle bande di una regione attiva di una quantum cascade structure: (a) transizioni laser verticali sotto un campo elettrico di 85 kV/cm e (b) transizioni diagonali sotto un campo di 55 kV/cm. I numeri sono le larghezze dei pozzi e delle barriere in nanometri.

Noi considereremo sia le transizioni laser verticali che quelle diagonali. Per tenere conto anche delle interazioni interelettroniche sfrutteremo l'interazione di Coulomb:

$$V(\vec{r}_i - \vec{r}_j) = \frac{e^2}{\epsilon \|\vec{r}_i - \vec{r}_j\|}.$$

Transizioni verticali

Gli spettri ottici per le transizioni verticali sono mostrati in Figura 51 per due dimensioni dei punti quantici $L = 20$ e $40nm$, e al variare del numero di elettroni per punto. In entrambi i casi, per $N = 1$, gli spettri del sistema interagente coincidono con quelli del non-interagente (linea tratteggiata), poiché l'interazione coulombiana tra gli elettroni è praticamente la stessa (in quanto gli elettroni sono localizzati nella stessa buca quantica nella direzione z). Per $N = 2$ invece nasce un piccolo spostamento verso il blu che aumenta all'aumentare della dimensione del QD; infine per $N = 6$, l'interazione risulta in una ridistribuzione delle intensità tra i picchi.

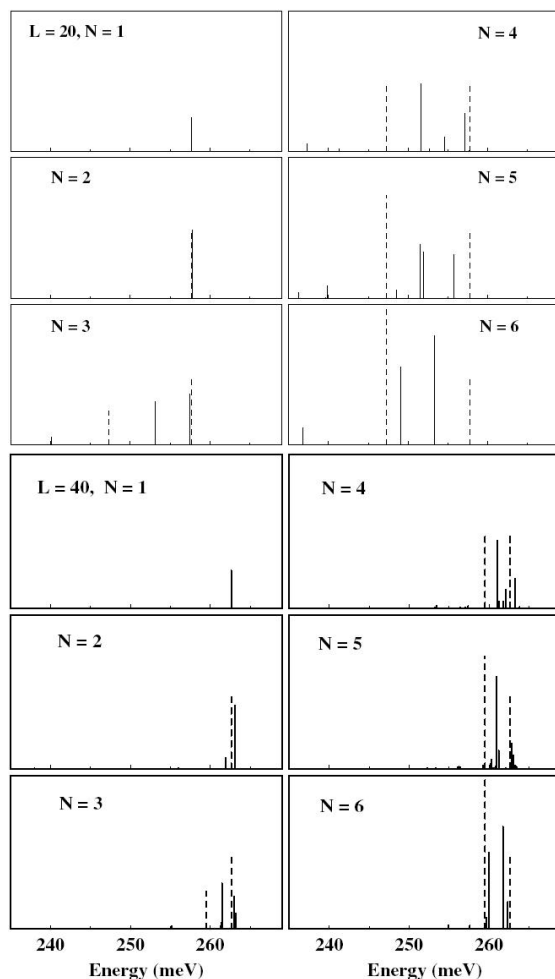


Figura 51 – Spettri di luminescenza di una quantum-dot cascade structure e transizioni ottiche verticali per diversi valori delle dimensioni del QD (L in nm) e del numero di elettroni (N) nel punto. Le linee tratteggiate corrispondono alla luminescenza di un elettrone in un sistema non interagente.

Transizioni diagonali

Nella Figura 52 invece sono mostrati gli spettri per le transizioni ottiche diagonali con le stesse caratteristiche della figura precedente. Si nota il comportamento caratteristico di gusci completamente pieni per i sistemi con due e sei elettroni, in cui abbiamo sempre lo stesso numero di righe per il caso interagente e quello non-interagente. L'unica eccezione, per $L = 20$, in cui è presente una riga addizionale nel sistema con sei elettroni. Nei casi intermedi abbiamo invece una suddivisione dei picchi dei corrispondenti sistemi non-interagenti a causa delle interazioni. In tutti i casi è presente un forte spostamento verso il blu rispetto al sistema non-interagente; diminuisce all'aumentare della dimensione dei QD ma aumenta anche all'aumentare del numero di elettroni per punto. In sostanza, per entrambe le transizioni possiamo dire che gli spettri di luminescenza sono funzione del numero di elettroni per punto e delle loro dimensioni e riflettono bene il carattere degli atomi. In particolare, soprattutto per le transizioni diagonali, è presente un intenso spostamento verso il blu che aumenta all'aumentare del numero di elettroni e al diminuire delle dimensioni dei QD. Quest'ultima caratteristica fa ben sperare nella possibilità di sintonizzare la frequenza di emissione variando N e/o L .

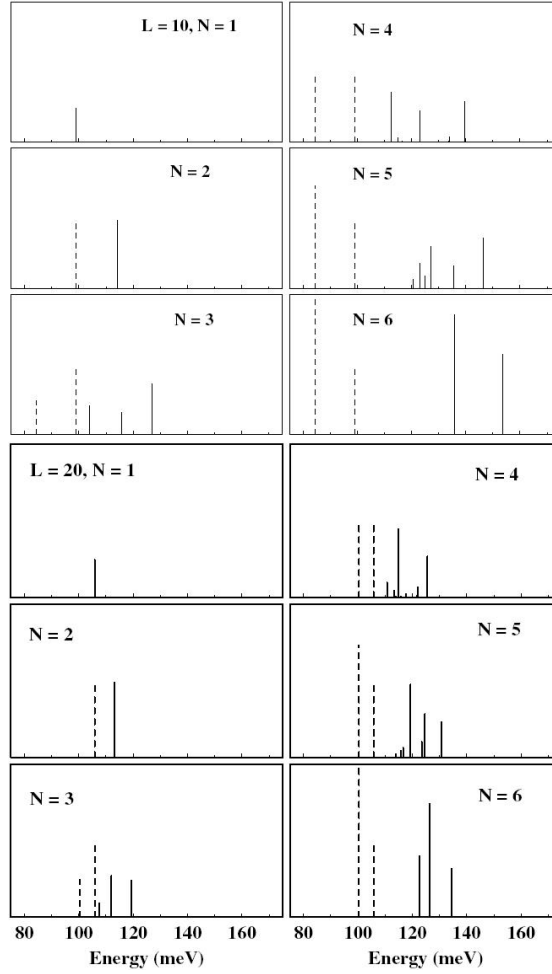


Figura 52 - Spettri di luminescenza di una quantum-dot cascade structure e transizioni ottiche diagonali per diversi valori delle dimensioni del QD (L in nm) e del numero di elettroni (N) nel punto. Le linee tratteggiate corrispondono alla luminescenza di un elettrone in un sistema non interagente.

QD in punti parabolici

La maggior parte degli studi si indirizza in realtà per un potenziale di confinamento di tipo parabolico, in quanto risulta il più appropriato per osservare la struttura a gusci e l'influenza della forma e della dimensione di un punto negli stati elettronici. Il potenziale di confinamento nel piano (x,y) per creare i QD è nella forma

$$V_{plane}(x, y) = \frac{1}{2} m^* (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2)$$

mentre per le interazioni considereremo sempre quelle di Coulomb. Prima di osservare gli spettri di luminescenza anche in questo caso, consideriamo anche l'anisotropicità dei QD. Quando andiamo a spezzare la simmetria circolare dei QD deformando il potenziale di confinamento laterale, la struttura a gusci osservata in precedenza viene distrutta ed anche le altre proprietà simili agli atomi reali vengono modificate. Anche piccole variazioni della simmetria circolare possono portare effetti drammatici. Nella Figura 53 e nella Figura 54 vengono presentati gli spettri di luminescenza delle strutture a cascata quantica con punti quantici di forma circolare ed ellittica al variare del numero di

elettroni per punto. All'aumentare delle dimensioni dei QD (Figura 54) c'è una sola riga spettrale per qualsiasi numero di elettroni (per gli spettri tratteggiati, cioè quelli non-interagenti), perché la non-parabolicità in questo caso diventa meno importante a causa dei valori più piccoli delle energie di confinamento. L'interazione elettrone-elettrone in un elevato spostamento verso il blu dello spettro rispetto al sistema di elettroni non-interagenti. Lo spostamento verso il blu diminuisce all'aumentare delle dimensioni totali dei QD e per punti di forma ellittica. L'interazione tra elettroni cambia anche la forma della riga di emissione, soprattutto per punti più piccoli (Figura 53). Invece a dimensioni maggiori, il disordine rende la linea di emissione a picco unico, di intensità crescente col numero di elettroni per punto (e vale sia per punti circolari che ellittici). Quindi, per concludere, nei QD piccoli (e circolari), i picchi mostrano un intenso spostamento verso il blu che aumenta al crescere del numero di elettroni per punto ed è dovuto interamente alle interazioni elettrone-elettrone. Questo spostamento è invece inferiore per QD più grandi ed ellittici. Inoltre per punti di dimensioni maggiori, la forma della riga di emissione ha una bassa dipendenza dalla forma del punto stesso.

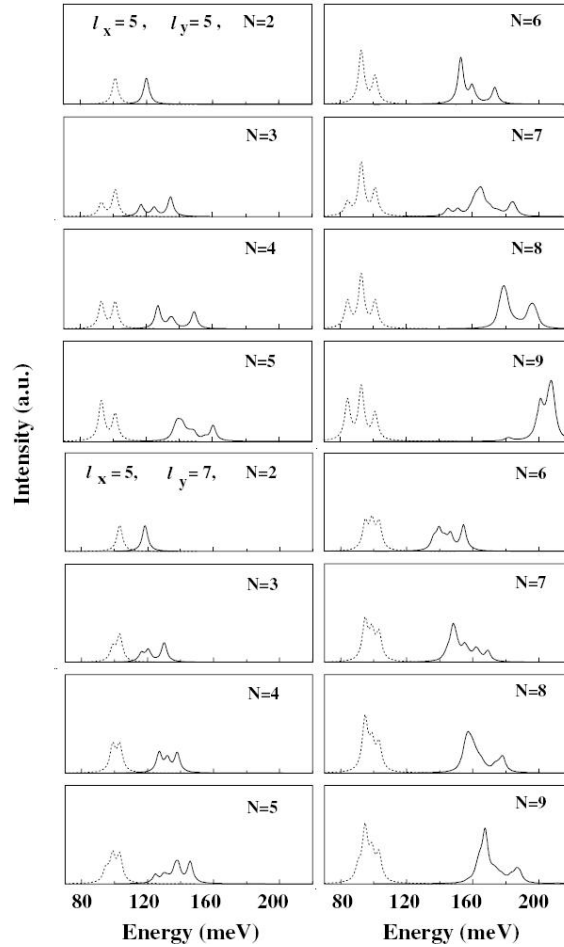


Figura 53 - Spettri di luminescenza di una quantum-dot cascade structure con QD circolari ($l_x = l_y = 5$ nm) e ellittici ($l_x = 5$ nm, $l_y = 7$ nm) contenenti $N = 2-9$ elettroni nella regione attiva.

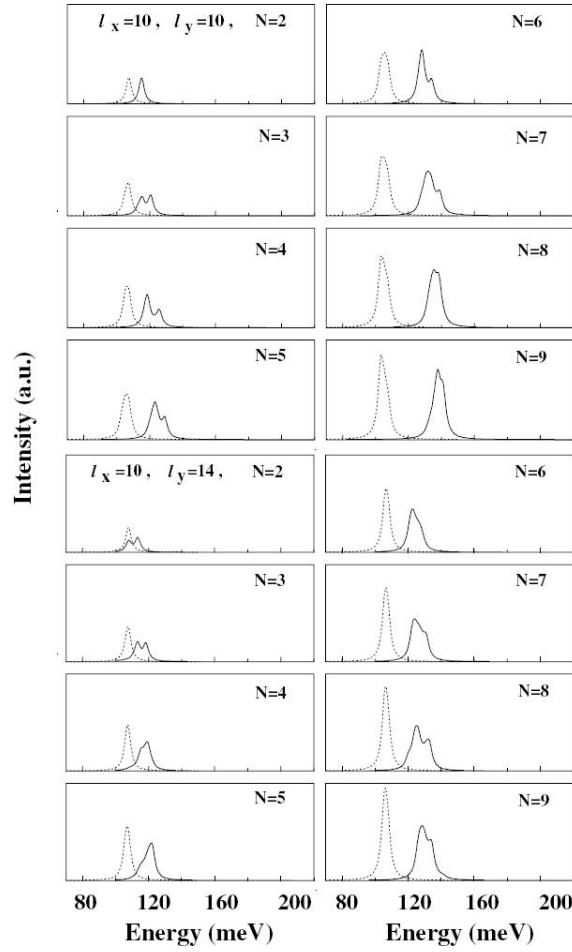


Figura 54 - Spettri di luminescenza di una quantum-dot cascade structure con QD circolari ($l_x = l_y = 10$ nm) e ellittici ($l_x = 10$ nm, $l_y = 14$ nm) contenenti $N = 2-9$ elettroni nella regione attiva.

Influenza di un campo magnetico esterno

L'applicazione di un campo magnetico esterno perpendicolare a piano dei punti è uno strumento molto potente con il quale identificare il numero quantico degli stati in un QD. Il metodo migliore per descriverne gli effetti è quello di introdurre il diagramma di Fock.

Il diagramma di Fock

L'equazione di Schrodinger per un elettrone confinato da un potenziale di tipo armonico in un campo magnetico esterno, venne risolta da Fock nel 1928 e poi da Darwin. Gli autovalori dell'energia in questo caso sono dati da:

$$E_{nm} = (2n + |m| + 1)\hbar\Omega - \frac{1}{2}\hbar\omega_c$$

Dove $\Omega^2 = [\omega_0^2 + 1/4\omega_c^2]$, ω_0 è la frequenza del potenziale armonico di confinamento e ω_c è la frequenza ciclotronica. Le energie sono rappresentate in Figura 55 in funzione del campo magnetico.

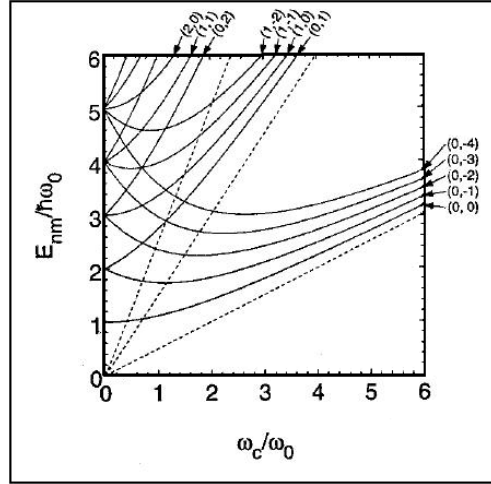


Figura 55 – Livelli di energia di elettroni non interagenti in un potenziale di confinamento parabolico in funzione del campo magnetico applicato (livelli di Fock–Darwin). Le linee tratteggiate indicano i livelli di energia di Landau.

Nel caso limite di confinamento nullo questi stati di Fock-Darwin si avvicinano agli stati di Landau. Le transizioni permesse tra questi livelli di energia avranno energie:

$$\Delta E_{\pm} = \hbar\Omega \pm \frac{1}{2} \hbar\omega_c$$

e sono raffigurate in Figura 56. Solo attraverso numerosi esperimenti si è riuscito a mappare i livelli di energia di Fock-Darwin nei QD.

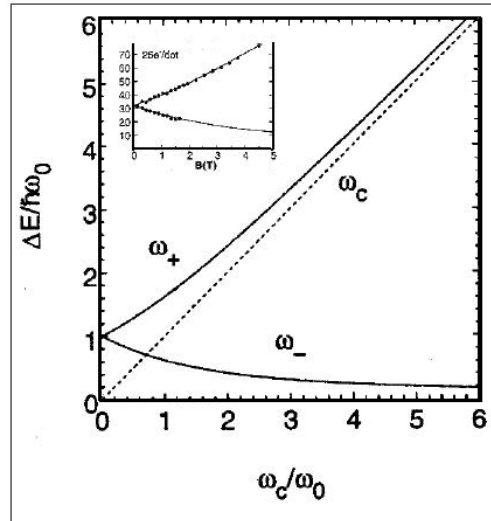


Figura 56 – Transizioni energetiche permesse tra livelli di energia di Fock–Darwin in funzione del campo magnetico applicato. Per campi elevati, ω_+ tende a ω_c , mentre ω_- sparisce. Nel riquadro vengono mostrati i risultati sperimentali per QD contenenti 25 elettroni.

Effetti del campo magnetico sulle transizioni intrasottobanda

Gli effetti del campo magnetico sulle transizioni intrasottobanda differiscono significativamente nel passaggio dalle buche quantiche ai punti quantici. Per una buca quantica in un campo magnetico perpendicolare, le sottobande vengono quantizzate in una scala di livelli di Landau e sono possibili solo le transizioni ciclotroniche (esclusi i casi di campo parallelo e obliquo alla direzione normale al piano dove si trovano gli elettroni). Nei punti quantici invece, il confinamento e il campo magnetico portano a livelli di energia Fock-Darwin per campi bassi, e le transizioni ciclotroniche nascono solo

per campi molto alti, quando i livelli di Fock-Darwin si fondono tra loro per formare i livelli di Landau.

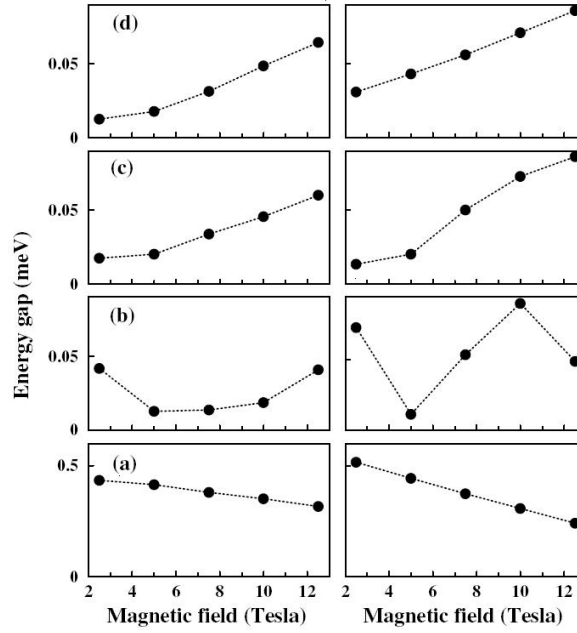


Figura 57 – Energy gap di QD circolari (l_x, l_y) con due elettroni al variare del campo magnetico applicato. Le grandezze dei QD (in nanometri) sono: (a) (5,5), (b) (10,10), (c) (15,15) e (d) (20,20). La colonna di sinistra corrisponde a sistemi non interagenti mentre quella a destra per sistemi non interagenti.

In Figura 57 viene mostrato, per diversi valori di forza dell'oscillatore e del campo magnetico, l'energy gap inferiore di un QD circolare contenente due elettroni. I risultati nella colonna a destra corrispondono ad un sistema di elettroni interagenti, mentre quelli a sinistra per un sistema di elettroni non interagenti. Risultati simili sono ottenuti per QD ellittici in Figura 58.

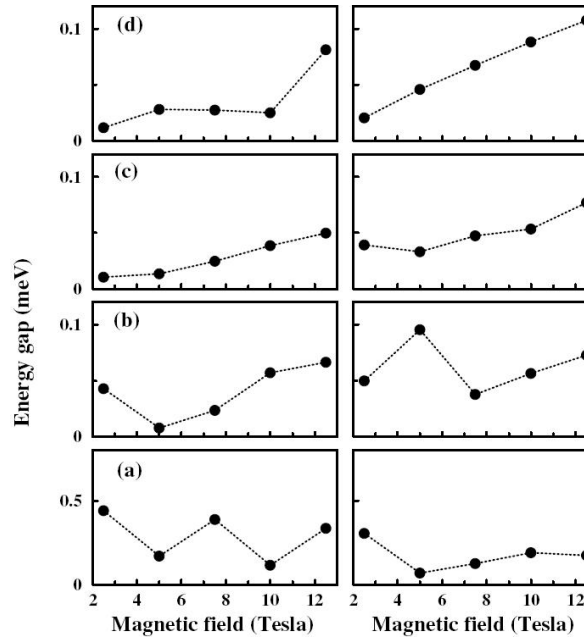


Figura 58 - gap di QD ellittici (l_x, l_y) con due elettroni al variare del campo magnetico applicato. Le grandezze dei QD (in nanometri) sono: (a) (5,10), (b) (10,15), (c) (15,20) e (d) (20,25). La colonna di sinistra corrisponde a sistemi non interagenti mentre quella a destra per sistemi non interagenti.

Analizzando le due figure si ottengono le seguenti caratteristiche per i sistemi interagenti: l'effetto dell'interazione sugli spettri dell'energia diventa più pronunciato per QD più grandi. Questo è dovuto al fatto che rispetto alla tipica energia di interazione, le caratteristiche di separazione tra livelli nel sistema non interagente decrescono molto rapidamente con l'aumentare della dimensione dei QD. L'altra ad un dato valore del campo magnetico le interazioni interelettroniche tendono ad eliminare i gap di eccitazione. La forza di questa eliminazione è una funzione non monotona del campo magnetico. Per studiare gli spettri di luminescenza di un sistema QD si considera l'altezza della riga di emissione, cioè il suo massimo. In Figura 59 viene raffigurato il massimo degli spettri di emissione in funzione del campo magnetico applicato per QD circolari ed ellittici. Dalle Figure 2-4 si notano delle correlazioni tra gli spettri di energia (o meglio, gli energy gap) e gli spettri di emissione (massimi delle righe) nei sistemi QD interagenti. Se gli Energy gap sono abbastanza larghi e, come risultato, hanno una scarsa dipendenza dal campo magnetico, allora varrà la stessa cosa anche per gli spettri di emissione. Invece, per QD di piccole dimensioni, il massimo delle righe di emissione è pressoché indipendente dal campo magnetico (Figura 59). Inoltre si osserva una dipendenza non monotona del massimo della riga di emissione col campo ogni volta che l'energy gap mostra una forte dipendenza non monotona rispetto al campo magnetico. Come esempio si può studiare la formazione di una simil cuspidine nella riga di emissione per campi vicini a 5 T (sempre nella Figura 59).

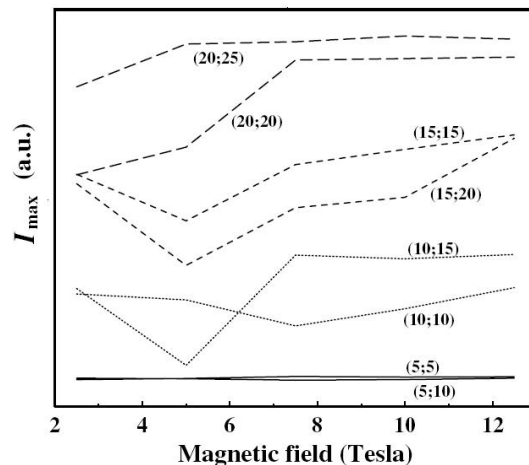


Figura 59 – Picco di emissione in funzione del campo magnetico per punti circolari ed ellittici. I numeri vicini alle linee corrispondono alle dimensioni dei QD.

Luminescenza Mid-IR da un dispositivo QD a cascata

I livelli di energia degli elettroni nei quantum dots sono completamente discreti e, di conseguenza, si sfruttano le transizioni ottiche tra gli stati confinati di conduzione o di valenza. Queste transizioni sono tipicamente chiamate *intraband transition* o *intersublevel transition*. La luminescenza nel medio infrarosso proveniente da queste transizioni è stata riscontrata in dispositivi unipolari contenenti self assembled QD (in InAs). In questi dispositivi ogni QD contiene un singolo elettrone e vengono fatti crescere in una struttura tunnelling risonante. Da un lato gli elettroni vengono iniettati negli stati eccitati dei QD, mentre sull'altro lato è presente un superreticolo, progettato per avere due minibande e per evitare la fuga degli elettroni dai punti. Prima di uscire dal punto, l'elettrone deve fare una transizione verso uno stato inferiore nel QD e, se questo è allineato con la

minibanda ad energia inferiore, può scappar fuori per effetto tunnel. Sono stati realizzati anche esperimenti di elettroluminescenza (EL) e fotoluminescenza (PL) per studiare i fotoni generati nel MID-IR dalle transizioni intersublevel degli elettroni. In particolare per vedere EL dovuta ad un effetto cascata è stato anche costruito un QCL con QW accoppiate (GaAs) e SAQD (AlInAs) nella regione attiva. Questi sono solo i primi passi nello studio delle quantum-dot cascade structure.

Conclusioni

L'ingegneria quantistica utilizza strati semiconduttori ultrasottili cresciuti attraverso MBE per progettare e osservare i fenomeni quantistici su una scala nanometrica. Il QCL è un brillante esempio di questa ingegneria quantistica nel campo della scienza e della tecnologia nanometrica. Grazie alle infinite applicazioni che stanno emergendo per il mondo reale, i QCL stanno ottenendo un rapido successo, oltre a prestazioni di elevata qualità, con lunghezze d'onda che vanno dal medio al lontano infrarosso in modalità pulsata, anche a temperatura ambiente. In futuro sarà possibile ottenere il funzionamento anche in CW vicino a temperatura ambiente. La lunghezza d'onda sintonizzabile accoppiata con l'elevata potenza (ottenuta tramite lo schema a cascata) ha reso il QCL uno strumento insostituibile nel rivelamento di gas. Le sfide più importanti nella ricerca dei laser QC sono l'estensione al range di lunghezze d'onda oltre i 50 μm e le lunghezze d'onda per le fibre ottiche. Gli studi teorici hanno indicato che l'applicazione di un campo magnetico esterno causa nuove transizioni o oscillazioni nella corrente di tunneling, dovute al rilassamento di elettroni con emissione di fononi ottici o acustici. Allo stesso modo, studi effettuati su una quantum-dot cascade structure mostrano come si possa evitare il principale meccanismo di rilassamento non radiativo per gli elettroni, ovvero l'emissione di fononi LO. Le proprietà ottiche indicano un ampio spostamento verso il blu del picco di luminescenza, dovuto interamente all'interazione elettrone-elettrone nel punto quantico. La luminescenza è influenzata anche dalla forma e dalla dimensione dei punti quantici nella regione attiva. Visti i rapidi sviluppi nella fisica dei punti quantici, nuovi sistemi verranno fabbricati negli anni futuri, anche perché lo studio delle proprietà fisiche dei QD è ancora all'inizio. Dovranno essere ampliate le conoscenze di alcuni aspetti in particolare, quali: il ruolo del disordine, i meccanismi non radiativi e gli effetti dettagliati del campo magnetico. Infine c'è la sfida di piazzare QD nelle regioni attive dei QCL; i primi tentativi sfruttano le transizioni intrasottolivello e promettono eccellenti possibilità di sintonizzazione in un ampio range di lunghezze d'onda, alterando la forma, la dimensione ed il numero di elettroni all'interno di un punto quantico. Le proprietà dei QD con o senza un campo magnetico applicato sembrano influenzare le QCT e richiederanno ulteriori studi al riguardo.

Bibliografia

- [1] Quantum Cascade Lasers Turn Commercial – Jennifer Quелlette.
- [2] High power and single frequency quantum cascade lasers for chemical sensing - Stéphane Blaser.
- [3] Recent progress in quantum cascade lasers and applications - Claire Gmachl, Federico Capasso, Deborah L Sivco and Alfred Y Cho - Bell Laboratories.
- [4] Quantum cascade transitions in nanostructures - Tapash Chakraborty, Vadim M. Apalkov - Institute of Mathematical Sciences, Chennai; University of Utah, Physics Department.
- [5] www.wikipedia.org