UNIVERSITÁ DEGLI STUDI DI PADOVA

LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA ELETTRONICA

MECCANISMI DI DEGRADO DI UN LASER BLU A SEMICONDUTTORE A 1.6 W: EFFETTI SU POTENZA OTTICA DI SOTTOSOGLIA, DENSITÀ SPETTRALE DI POTENZA E RUOLO DEI DIFETTI

Laureando

Mattia Taffarel

Relatore

Prof. Matteo Meneghini

Anno Accademico 2018-2019

Indice

1 Il Nitruro di Gallio **1**

1.1 Struttura del reticolo 2

1.2 Diagramma a bande 3

1.3 Proprietà generali del GaN 5

1.3.1 Proprietà chimiche 5

1.3.2 Proprietà termiche 6

1.4 Polarizzazione 7

1.5 Substrati 7

1.5.1 Zaffiro 8

1.5.2 Carburo di Silicio 9

1.5.3 Silicio 10

1.5.4 Nitruro di Gallio 10

1.6 Tecniche di crescita 11

1.6.1 HVPE 11

1.6.2 MBE 13

1.6.3 MOVPE 14

1.6.4 ELO 16

1.6.5 MEMOCVD 17

1.7 Contatti su GaN 17

1.8 Drogaggio 19

1.8.1 Drogaggio di tipo n 19
1.8.2 Drogaggio di tipo p 19

2 Il LASER: Struttura e Proprietà 21

2.1 LED 22
2.1.1 Struttura del LED 22
2.1.2 Spettro di emissione e materiali 24
2.2 Dai LED ai Laser 25
2.3 Processi di ricombinazione e generazione 26
2.3.1 Ricombinazione spontanea 28
2.3.2 Processo di emissione stimolata e inversione di popolazione . . . 29
2.3.3 Ricombinazione non radiativa 31
2.4 Cavità risonante e guadagno di soglia 32
2.5 Caratteristiche elettriche 37
2.5.1 Caratteristica Corrente-Tensione 37
2.5.2 Caratteristica Capacità-Tensione 40
2.6 Caratteristiche ottiche 41
2.7 Dipendenza dalla temperatura 42
2.8 La cavità Fabry-Perot 43
2.9 Da sotto a sopra soglia 45
2.10 L'evoluzione del laser 46
2.10.1 Laser Fabry-Perot gain-guided 47
2.10.2 Laser Fabry-Perot index-guided 48
2.11 Distributed-feedback (DFB e DBR) laser 49
2.12 Laser con cavità verticale (VCSEL) 50
2.13 Larghezza del fascio di emissione e modulazione del laser 51

3 Dispositivi analizzati e misure effettuate 55

3.1 Struttura del laser 55
3.2 Campioni in esame 57
3.3 Caratterizzazione elettrica 58
3.4 Caratterizzazione ottica 59
3.5 DLTS 59

4 Stress a corrente costante **63**
4.1 Caratterizzazione iniziale 63
4.1.1 Caratteristica I-V 63
4.1.2 Caratteristica L-I 64
4.1.3 Spettri in temperatura 66
4.1.4 Spettri in corrente 68
4.2 Stress a corrente costante 70
4.3 Risultati 70

5 Stress a corrente costante e studio dei difetti tramite DLTS a tensioni fisse **77**
5.1 Stress a corrente costante 77
5.2 Risultati 78

6 Stress a corrente costante e studio dei difetti tramite DLTS con RCS fisse **89**
6.1 Stress a corrente costante 89
6.2 Caratterizzazione iniziale 90
6.3 Risultati 91

7 Conclusioni **101**

Bibliografia **113**

Abstract

Lo scopo di questa attività di tesi è stato lo studio dei meccanismi fisici di degrado e l'individuazione dei difetti presenti in un diodo laser commerciale, di lunghezza d'onda nominale di $450nm$ (equivalente al blu) e potenza nominale di uscita di $1.6W$.
I dispositivi basati su GaN, come questo laser, soffrono le alte temperature raggiunte in regime di funzionamento, che costituiscono ancora la principale causa di degrado, sia a livello del semiconduttore che del package.
L'attività è stata condotta attraverso la caratterizzazione, al variare della temperatura, delle principali proprietà elettriche e ottiche dei dispositivi, per ottenere informazioni sui meccanismi fisici che intervengono nel funzionamento del laser. Successivamente, il dispositivo è stato sottoposto a cicli di stress termico ed elettrico per comprendere come questi meccanismi influenzino il suo funzionamento nel tempo. Da queste analisi, si è potuto notare nel tempo, un aumento della tensione di funzionamento in diretta (drive voltage) e un calo della potenza ottica; entrambi i meccanismi possono essere ricondotti a fenomeni derivanti alla generazione di difetti nella regione attiva. Si sono poi eseguite misure per l'individuazione dei difetti con tecniche avanzate, ossia con misure di Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS), dove si forniscono impulsi di tensione a diverse temperature, per poi valutarne l'effetto osservando la variazione dei transienti capacitivi della giunzione. Con questa tecnica sono stati eseguiti due stress: un primo nel quale si son mantenuti fissi gli impulsi di tensione forniti, e un secondo nel quale si son variati questi impulsi al fine di mantenere fissa la regione di carica spaziale

(RCS) esplorata. Dagli spettri DLTS, attraverso un confronto con la letteratura, si sono potute individuare le possibili cause della natura dei difetti, che sono: vacanze di azoto, dislocazioni derivanti della crescita del GaN e impurità nel reticolo cristallino.

Introduzione

L'evoluzione dei dispositivi optoelettronici (intesi come LED, laser, fotodiodi e dispositivi fotovoltaici) ha avuto una grossa crescita nell'ultimo ventennio, garantendo la penetrazioni di queste tecnologie nella società.
I dispositivi optoelettronici basati sul nitruro di gallio hanno raggiunto un funzionamento affidabile ed efficiente in diversi campi di applicazione e sono attualmente considerati gli emettitori di luce più performanti nella regione blu dello spettro visibile [14]. Questi stanno rapidamente emergendo come eccellenti fonti di luce per l'uso nel campo dell'illuminazione, per l'archiviazione dei dati ottici, per i sistemi di proiezione e per la trasmissione del segnale ottico nella banda ottica blu-verde. La creazione di leghe contenenti Indio consente la messa a punto della lunghezza d'onda di picco, ma pone ancora problemi di affidabilità e durata in condizioni operative tipiche; infatti, il flusso di corrente e le temperature di funzionamento sono le principali cause di degrado. I principali meccanismi responsabili del decadimento delle prestazioni sono legati alla creazione di centri di ricombinazione non radiativi vicino alla regione attiva, indotti da diverse cause, come la formazione di vacanze di azoto all'interno dello strato attivo, la migrazione dei difetti verso la quantum well o generazione di difetti puntuali indotti dalla diffusione del magnesio.
Negli ultimi anni si sono riposte grandi aspettative in ambito scientifico nei diodi laser a semiconduttore, grazie alle molte e varie applicazioni in cui trovano spazio. Il diodo laser è un dispositivo in grado di emettere luce per mezzo di una struttura interna simile

a quella dei LED, in cui però è presente anche una cavità risonante nella quale i fotoni vengono generati attraverso emissione stimolata, comportando la loro uscita dal mezzo sotto forma di fascio di luce coerente.

Nei diodi laser, i meccanismi di decadimento precedentemente elencati hanno un'influenza sulle prestazioni ancora maggiore rispetto gli altri dispositivi optoelettronici, a causa delle piccole dimensioni della regione attiva, degli alti livelli di potenza ottica e delle elevate densità di corrente (che possono essere superiori a $10kA/cm^2$); per quanto riguarda i meccanismi di degrado della tipologia di laser studiati, è stata fatta una precedente analisi in questa tesi [12].

Tra le principali applicazioni dei laser si trovano:

- comunicazioni ottiche ($1.33\mu m$ - $1.55\mu m$), come sorgente luminosa della luce che attraversa le fibre ottiche;
- lettori e masterizzatori CD, DVD, Blu-Ray: ottenere laser con lunghezza d'onda minore permette di memorizzare e leggere più dati a parità di superficie, grazie ad una divergenza del fascio di luce inferiore (Fig. 1);

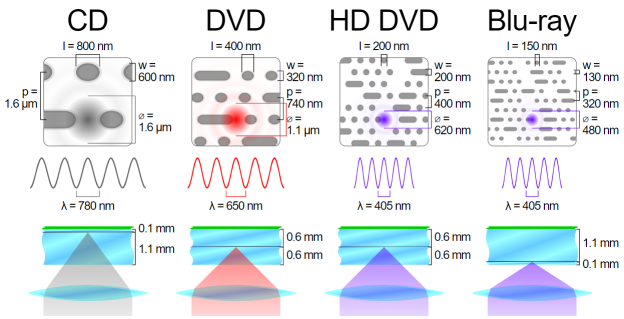


Figura 1: *Confronto lettori e masterizzatori CD, DVD, Blu-Ray*

- stampanti laser;
- lettori codici a barre;
- proiettori laser;
- spettroscopia, cioè lo studio della struttura interna di atomi, molecole e solidi tramite l'analisi degli spettri;
- strumentazioni medicali: diagnostica, terapia fotodinamica, chirurgia, etc.;
- strumenti di misura: sensori, interferometri, misuratori di distanze, velocità, etc.;

- puntatori laser e intrattenimento;
- trasferimento wireless di potenza.

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è stato lo studio dei meccanismi fisici che limitano le prestazioni e l'affidabilità dei laser e l'identificazione dei difetti presenti nel materiale. Sono state eseguite le caratterizzazioni delle principali proprietà dei dispositivi (corrente-tensione, potenza ottica-corrente, densità spettrale di potenza-corrente) con dipendenza dalla temperatura, sono stati sottoposti i campioni a test di degrado, sono state effettuate misure capacitive e, infine, sono state utilizzate tecniche avanzate per l'identificazione dei difetti (DLTS). La tesi è suddivisa nei seguenti capitoli:

- **Capitolo 1**: presentazione dei semiconduttori del gruppo III-N utilizzati per la realizzazione di questi dispositivi, in particolare il Nitruro di Gallio, unitamente alle tecniche di crescita e ai substrati utilizzati;
- **Capitolo 2**: descrizione dei principi di funzionamento di un laser, e relative proprietà elettriche e ottiche;
- **Capitolo 3**: analisi dei dispositivi utilizzati e spiegazione delle misure effettuate, con relativo setup;
- **Capitolo 4**: esposizione dei risultati della caratterizzazione iniziale e dello stress a corrente costante;
- **Capitolo 5**: descrizione dei risultati ottenuti mediante stress a corrente costante e studio dei difetti tramite DLTS a tensioni fisse;
- **Capitolo 6**: descrizione dei risultati ottenuti mediante stress a corrente costante e studio dei difetti tramite DLTS con RCS fisse;
- **Capitolo 7**: conclusioni e commento finale sui risultati sperimentali acquisiti.

CAPITOLO 1

Il Nitruro di Gallio

Il Nitruro di Gallio (GaN) è un semiconduttore costituito da un composto formato da un atomo di Gallio (III gruppo) e uno di Azoto (V gruppo). Il GaN riveste un ruolo fondamentale nello sviluppo di dispositivi optoelettronici (come LED, laser e celle solari) e di potenza (come HEMT e MESFET). La principale caratteristica di questo materiale, ma anche del Nitruro di Alluminio (AlN) e del Nitruro di Indio (InN), è l'elevato valore dell'energy gap, che a sua volta porta ai seguenti benefici:

- la possibilità di creare sorgenti luminose dal blu all'ultra-violetto;
- la disponibilità di formare eterostrutture per l'ingegnerizzazione del materiale;
- la capacità di sostenere elevati campi elettrici di breakdown;
- la capacità di operare ad elevate temperature.

Invece, tra gli aspetti negativi di questo semiconduttore, che ne hanno frenato la ricerca e la penetrazione nel mercato, troviamo:

- la difficoltà nel processing;

- la selezione del substrato;
- l'alta densità di difetti;
- le problematiche relative al drogaggio di tipo p e alla creazione dei contatti ohmici.

In questo capitolo verrà presentata la struttura e le principali proprietà del GaN, i substrati disponibili e le tecniche di crescita. Infine, si parlerà dei contatti elettrici e delle tecniche di drogaggio del materiale.

1.1 Struttura del reticolo

I semiconduttori del gruppo III-N si possono trovare, a temperatura ambiente, con struttura sia amorfa che cristallina. La struttura cristallina viene preferita al disordine dell'amorfa perché garantisce migliori proprietà elettriche e ottiche.
Il Nitruro di Gallio può assumere tre tipi di struttura cristallina:

- wurtzite
- zincoblenda
- salgemma

A temperatura ambiente GaN, AlN e InN si trovano solo sotto forma di wurtzite. Invece, la struttura zincoblenda si può ottenere tramite crescita epitassiale del GaN e si può trovare nei film sottili di InN e GaN. Per concludere la struttura a salgemma si ottiene solamente in condizioni di alta pressione e perciò non è utilizzabile per la fabbricazione di dispositivi elettronici.
Il reticolo cristallino può essere descritto tramite le costanti reticolari a, b, c e dagli angoli α, β e γ, dove $\alpha = \hat{bc}$, $\beta = \hat{ac}$ e $\gamma = \hat{ab}$. Queste terne rappresentano una base per lo spazio del reticolo e permettono di determinare la posizione degli atomi tra di loro.
La cella elementare nella forma **wurtzite** è a simmetria esagonale, nella quale ogni atomo di azoto è legato a quattro atomi di gallio disposti secondo i vertici di un tetraedro. Si ottiene quindi una cella esagonale al cui interno si trovano piani formati dallo stesso elemento. I coefficienti angolari di questa struttura cristallina sono $a = b \neq c$ e $\alpha = \beta = 90°$ e $\gamma = 120°$.
La cella nella forma **zincoblenda**, invece, ha una struttura cubica a facce centrate nella quale agli atomi di Azoto sono legati a quattro atomi di Gallio, disposti a tetraedro. Le

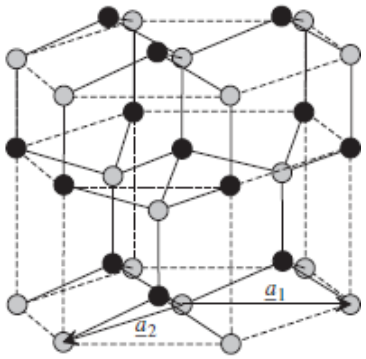


Figura 1.1: *Struttura cristallina Wurtzite*

costanti reticolari di questa struttura sono $a = b = c$ e $\alpha = \beta = \gamma = 90°$. I legami atomici sono molto forti e questo fa in modo che la formazione dei difetti nel reticolo sia molto ridotta, limitando così le cause di degradazione nei semiconduttori del gruppo III-V a elevate correnti.

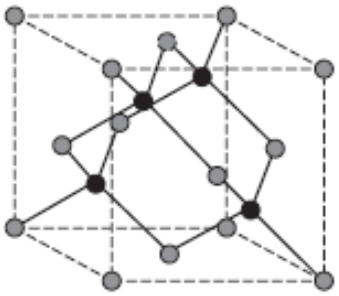


Figura 1.2: *Struttura cristallina Zincoblenda*

1.2 Diagramma a bande

La struttura a bande di un solido descrive la gamma di energie che a un elettrone di un certo materiale è "consentito" o "proibito" possedere. Nei semiconduttori esistono due tipi di diagramma a bande:

- a bandgap diretto
- a bandgap indiretto

Il Nitruro di Gallio è un semiconduttore ad energy gap diretto sia nella forma wurtzite che in quella zincoblenda. In un semiconduttore a bandagap diretto un minimo di energia della banda di conduzione e un massimo di energia della banda di valenza si trovano in corrispondenza dello stesso valore di quantità di moto. Semiconduttori con

bandgap diretto sono particolarmente importanti in optoelettronica (Fig. 1.3) perché sono in grado di effettuare transizioni da banda a banda (radiative e non) senza richiedere l'ausilio di altre particelle, quali i fononi. Il bandgap diretto consente di avere transizioni per le quali l'energia richiesta è pari a quella del solo energy gap, senza aver bisogno di ulteriore energia (sotto forma di fononi) per compensare il momento diverso tra le due bande di conduzione; di conseguenza, per promuovere un elettrone dalla banda di valenza a quella di conduzione è necessario fornire un'energia maggiore o uguale all'energy gap.

I diagrammi a bande del Nitruro di Gallio nella forma wurtzite e zincoblenda sono illustrati in Fig. 1.3 e Fig. 1.4. In entrambe le configurazioni si può notare la degenerazione

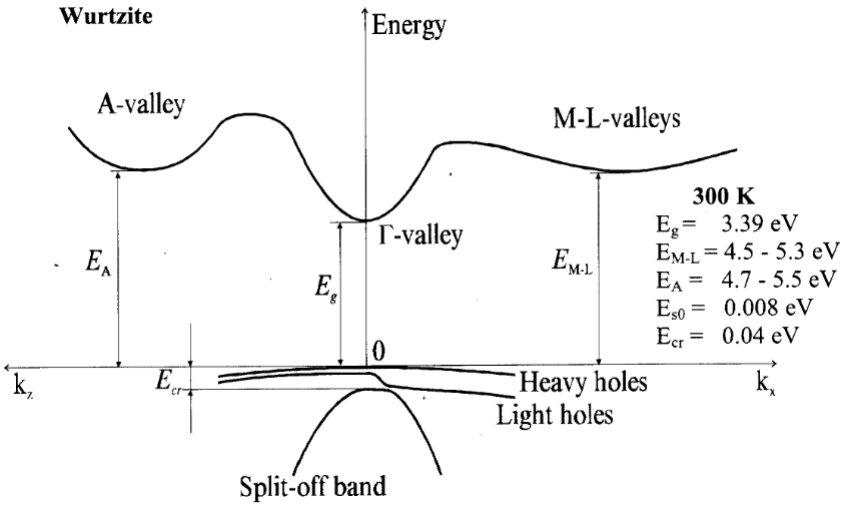


Figura 1.3: *Diagramma a bande del GaN nella forma Wurtzite*

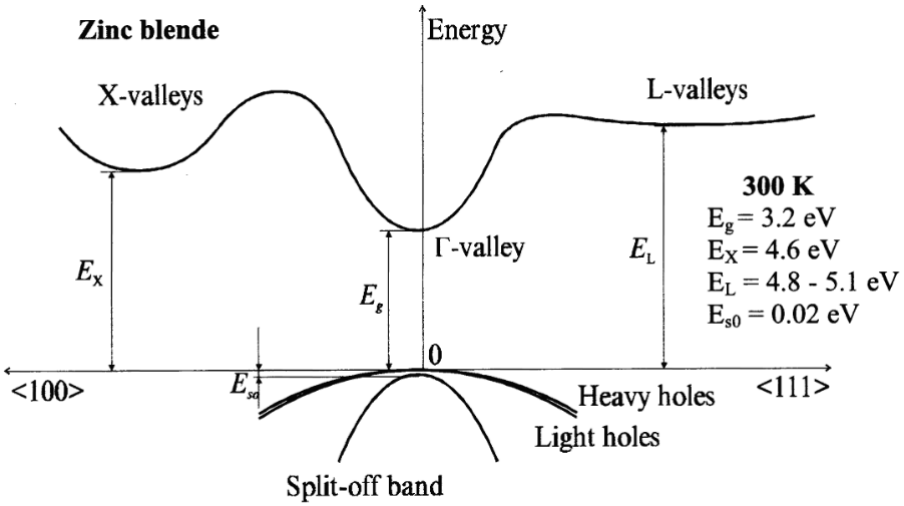


Figura 1.4: *Diagramma a bande del GaN nella forma Zincoblenda*

della banda di valenza in tre curve: Heavy Holes (HH), Light Holes (LH) e Split-off band. Le degenerazioni sono dovute alla diversa funzione d'onda d'accoppiamento dell'orbita di spin nei livelli atomici.

1.3 Proprietà generali del GaN

Rispetto ad altri semiconduttori composti, il GaN presenta numerosi vantaggi, tra cui troviamo l'elevata mobilità elettronica, le alte costanti piezoelettriche e l'elevato campo di breakdown. Il GaN ha energy gap maggiore dei comuni semiconduttori, che implica la possibilità di operare a temperature più elevate e ciò lo rende appropriato per la realizzazione di dispositivi ad alta potenza. Infine, possiede un bandgap diretto che favorisce la ricombinazione radiativa dei portatori e quindi l'emissione di fotoni. Nella Tabella 1.1 sono riportati i parametri fondamentali di Silicio, Germanio, Arsenuro di Gallio e Nitruro di Gallio per un rapido confronto.

Proprietà	Unità di misura	Si	Ge	GaAs	GaN
Struttura cristallina		D	D	Z	W Z
Bandgap		I	I	D	D
Costante reticolare $a_0 = b_0$	[Å]	5.43	5.64	5.65	3.19 4.52
Costante reticolare c_0	[Å]				5.19 4.52
Energy gap	$E_g[eV]$	1.12	0.66	1.42	3.44 3.3
Conc. di portatori intrinsechi	$n_i[cm^{-3}]$	$1 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{16}$	$1.9 \cdot 10^{10}$
Mobilità degli elettroni	$\mu_n[cm^2/Vs]$	1500	3900	8500	1500
Mobilità delle lacune	$\mu_p[cm^2/Vs]$	450	1900	400	30
Costante di diffusione elettroni	$D_n[cm^2/s]$	39	101	220	39
Costante di diffusione lacune	$D_p[cm^2/s]$	12	49	10	0.75
Affinità elettronica	$\chi[V]$	4.05	4	4.07	4.1
Indice di rifrazione	n_{opt}	3.3	4.0	3.4	2.67 2.5
Campo elettrico di breakdown	$\epsilon_1[^5V/cm]$	3	0.8	3.5	33
Conducibilità termica	$k[W/cm\,K]$	1.412	0.606	0.455	1.5

Tabella 1.1: *Principali proprietà dei semiconduttori.*

1.3.1 Proprietà chimiche

Il GaN può essere ottenuto generalmente tramite una delle due seguenti reazioni:

- facendo reagire il Gallio con Ammoniaca e ottenendo Nitruro di Gallio e Idrogeno [23]:

$$2Ga + 2NH_3 \Rightarrow 2GaN + 3H_2$$

- facendo reagire l'Ossido di Gallio con Ammoniaca per ottenere GaN e acqua:

$$Ga_2O_3 + 2NH_3 \Rightarrow 2GaN + 3H_2O$$

Mentre la stabilità termica del GaN permette libertà nella lavorazione ad elevate temperature, la sua stabilità chimica rappresenta una sfida tecnologica.
Infatti, il GaN è caratterizzato da una forte stabilità chimica alle alte temperature, dovuta alla sua struttura cristallina tetraedrica e a una durezza significativa, che presenta dei riscontri negativi: esso, infatti, non è solubile in acqua, acidi o basi a temperatura ambiente, ma si dissolve molto lentamente in soluzioni calde di alcali. Per questo le tecniche di etching tradizionali usate nella lavorazione dei semiconduttori per la fabbricazione di device in GaN non sono perfettamente compatibili, ma richiedono diversi accorgimenti.

1.3.2 Proprietà termiche

I parametri del reticolo del semiconduttore dipendono dalla temperatura e sono quantificati da coefficienti termici di espansione (Thermal Expansion Coefficient, TEC), che dipendono dalla stechiometria, dai difetti e dalla concentrazione di elettroni liberi. Il GaN presenta un certo disallineamento dei TEC essendo cresciuto su substrati di materiale diverso, con differenti proprietà termiche e meccaniche. Il GaN viene fatto crescere ad elevate temperature ed è quindi soggetto ad un aumento della temperatura di giunzione durante la vita operativa del dispositivo; anche la struttura è soggetta a variazioni termiche e quindi a variazione dei TEC.
I dispositivi elettronici e optoelettronici a base di Nitruro di Gallio vengono utilizzati per applicazioni ad alta potenza e temperatura di funzionamento, ciò comporta un adeguato studio della dissipazione termica; per questo motivo la conducibilità termica (k) è una delle proprietà principali del materiale. Essa è una proprietà cinetica determinata dai contributi dei gradi di libertà vibrazionale, rotazionale ed elettronica ed è quindi correlata alle proprietà meccaniche del materiale. Il trasporto di calore è determinato prevalentemente dallo scattering fonone-fonone e dallo scattering tra fononi e difetti (difetti di punto, vacanze, impurezze e fluttuazioni di massa) [34] [33].

1.4 Polarizzazione

Il GaN, come tutti i nitruri del gruppo III-V, presenta effetti di polarizzazione molto pronunciati. I semiconduttori con nitruro mancano della simmetria del centro di inversione e mostrano effetti piezoelettrici per strain lungo la direzione $\langle 0\,0\,0\,1 \rangle$, con coefficienti piezoelettrici di un ordine di grandezza superiore rispetto agli altri semiconduttori del gruppo III-V. Questi nitruri presentano delle cariche di polarizzazione su ognuna delle superfici di uno strato e ciò porta alla formazione di campi elettrici interni che vanno a incidere sulle proprietà ottiche ed elettriche del semiconduttore.
La direzione del campo elettrico interno che si viene a formare, dipende sia dallo strain che dall'orientazione di crescita (Ga-polarity o N-polarity). Lo strain nello strato epitassiale può essere di due tipi: compressivo o tensile. Nel caso compressivo, lo strato epitassiale viene compresso lateralmente; nel caso tensile, invece, lo strato epitassiale subisce un'espansione lungo la direzione laterale. I campi elettrici interni dovuti alla polarizzazione tendono a separare spazialmente elettroni e lacune, ostacolando la ricombinazione radiativa.
Le cariche di polarizzazione che si creano possono essere dovute a due fenomeni: la polarizzazione spontanea e la polarizzazione piezoelettrica.
La *polarizzazione spontanea* è dovuta dal fatto che nei cristalli III-N la cella cristallografica non è uguale a quella ideale ma è presente uno spostamento dei sottoreticoli della specie anionica e cationica. Nel GaN con struttura zincoblenda non si presenta questo tipo di effetto.
La *polarizzazione piezoelettrica*, invece, è dovuta a due componenti: una è il mismatch del reticolo (*misfit*) che avviene quando il cristallo viene cresciuto su un substrato di diverso materiale, mentre l'altra è la deformazione termica (*ts*) causata dalla differenza del coefficiente di espansione termica tra substrato e strato epitassiale. Questa polarizzazione interessa, in maniera minore, anche i materiali di tipo zincoblenda.

1.5 Substrati

Per l'ottenimento di un film cristallino a bassa densità di difetti, quindi adatto alla crescita di dispositivi optoelettronici, è fondamentale la scelta e l'orientamento del substrato. A differenza dei dispositivi in Silicio, che vengono fatti crescere su un substrato

in Silicio, i dispositivi in Nitruro di Gallio vengono fatti crescere su un substrato di materiale diverso dal GaN stesso, a causa degli alti costi di produzione e alle problematiche di avere grandi wafer per i substrati in GaN. Per ridurre il numero di dislocazioni che si formano durante la fase di crescita, è necessario trovare per il substrato un materiale con costanti reticolari e coefficienti di espansione termica (TEC) molto simili a quelli del GaN [31]. La scelta del substrato va fatta considerando sia l'applicazione per cui si sta realizzando il dispositivo, sia analizzando i seguenti parametri:

- Mismatch reticolare con il materiale da crescere ;
- Conducibilità termica e coefficiente di espansione termica;
- Massimo isolamento elettrico (a differenti temperature);
- Prezzo per area e disponibilità dei wafer;
- Qualità cristallina e densità di difetti residua;
- Proprietà e integrità della superficie;
- Deformazione e curvatura del wafer;
- Idoneità all'assotigliamento e all'etching.

La scelta migliore per il substrato sarebbe il GaN così da realizzare un'omoepitassia, ma questa scelta porta a numerose controindicazioni: scarsa qualità dei materiali, costi elevati e diametri dei wafer non sufficienti. I risultati più promettenti sono stati ottenuti con il Zaffiro e il Carburo di Silicio, ma vengono usati anche l'Ossido di Zinco, l'Ossido di Magnesio, il Nitruro di Alluminio e il Silicio.
Nella Tabella 1.2 sono riportate le principali caratteristiche dei substrati utilizzati.

Molti dei problemi che hanno ostacolato il progresso nei GaN possono essere individuati nella mancanza di un materiale per il substrato adatto, che abbia costanti reticolari e coefficienti termici uguali o simili al GaN. Il mismatch del reticolo è responsabile per stacking faults e dislocazioni. Il mismatch termico, invece, è responsabile delle rotture e degli incurvamenti dell'epilayer durante il raffreddamento.

1.5.1 Zaffiro

Storicamente, il primo substrato impiegato per la crescita epitassiale di film sottili di GaN è stato lo zaffiro. Grazie al costo relativamente basso, alla disponibilità in vaste

Proprietà	Unità di misura	Zaffiro	SiC	Si	GaN	AlN
Simmetria		Esagonale	W	D	W	W
Costante reticolare a	Å	4.758	3.081	5.431	3.189	3.112
Costante reticolare b	Å	12.99	15.117	-	5.185	4.982
Lattice mismatch	$\frac{a_{GaN}-a_{film}}{a_{film}}[\%]$	13.9	3.51	-16.96	0	2.48
Coefficiente di espansione termica α_a	$[10^{-6}/K]$	6.7	4.2	3.9	5.59	4.2
Coefficiente di espansione termica α_c	$[10^{-6}/K]$	–	4.68	8.5	3.17	5.3
Conducibilità termica	$[W/C\,K]$	0.3	4.9	1.3	1.3	2
Punto di fusione T_M	$[K]$	2040	2830	1412	2500	3000
Isolamento	$[\Omega cm]$	Isolante	$> 10^{12}$	$> 10^{4}$	$> 10^{9}$	$> 10^{12}$

Tabella 1.2: *Principali caratteristiche dei substrati.*

aree e ai continui miglioramenti nella qualità, sia in termini di proprietà del bulk che della superficie, lo zaffiro è diventato il materiale dominante per il substrato. Lo zaffiro inoltre è trasparente per la maggior parte dei bandgap delle leghe di nitruro, e questo offre alcuni vantaggi nei rilevatori optoelettronici e nei LED. Un altro vantaggio è la sua simmetria esagonale, che lo rende compatibile con il W:GaN e la sua stabilità strutturale ad alte temperature e pressioni, fattore necessario per la crescita di eterostrutture. Lo zaffiro presenta però anche una serie di problematiche sia a livello meccanico, sia a livello litografico. Infatti, il materiale presenta difficoltà nel formare un preciso patterning della superficie e tende alla rottura durante la fase di assottigliamento. Il problema maggiore però è l'elevato mismatch reticolare, pari al 13%, che porta ad una densità minima di dislocazioni pari a $10^9 cm^2$ nel GaN cresciuto su zaffiro. Per rimediare a questo problema si adotta un approccio metamorfico facendo crescere il GaN su un buffer layer (solitamente AlN) che funge da adattatore tra le due costanti reticolari dei cristalli [22].

1.5.2 Carburo di Silicio

Il Carburo di Silicio è un altro substrato disponibile su cui far crescere il GaN. I due materiali hanno mismatch della costante reticolare molto bassa, circa del 3.5%, e perciò la crescita di Gan su SiC produce buoni risultati. La densità di difetti all'interfaccia SiC/-GaN è minore di quella all'interfaccia Zaffiro/GaN. Grazie alla disponibilità di substrati conduttivi di SiC è inoltre possibile inserire i contatti elettrici nella parte posteriore del substrato SiC, semplificando la struttura del dispositivo rispetto a quella dello zaffiro. Il carburo di Silicio possiede inoltre basso mismatch termico (3.2%) e un'eccellen-

te conducibilità termica. Tra gli svantaggi del SiC troviamo i problemi della crescita epitassiale diretta del Nitruro di Gallio sul SiC che vengono rimediati utilizzando un layer di buffer (AlN o $Al_xGa_{1-x}N$) che però va ad aumentare anche la resistenza tra substrato e GaN. Altri svantaggi sono il mismatch della costante reticolare che, sebbene minore di quella tra zaffiro e GaN, è ancora sufficientemente grande da causare una grande densità di difetti nel GaN. Inoltre, difficoltà nel preparare una superficie liscia a causa della ruvidità del materiale e il costo elevato dovuto ai pochi produttori in circolazione.

1.5.3 Silicio

Anche il Silicio, con un layer di buffer AlN, può essere usato come substrato per la crescita epitassiale del GaN. Le proprietà chimiche e fisiche del Silicio lo rendono un substrato molto interessante per il GaN. Grazie ai molti anni di ricerca e sviluppo e alla produzione su larga scala, è uno dei migliori materiali per la fabbricazione di dispositivi elettronici in quanto uno dei più puri e meno costosi. Tra i vantaggi troviamo anche la disponibilità di wafer di grandi dimensioni e la buona stabilità termica. Tra gli svantaggi, invece, c'è la minore qualità dello strato epitassiale di GaN sul Silicio rispetto a quella dello Zaffiro e del Carburo di Silicio dovuta all'elevato mismatch reticolare (16.9%) e dei coefficienti di espansione termica (57%). Questi mismatch provocano un elevato numero di dislocazioni e un'elevata densità di difetti. La quantità di difetti favorisce la ricombinazione non radiativa delle cariche e porta alla riduzione dell'efficienza luminosa di molti dispositivi optoelettronici. Visto l'elevato interesse verso questo substrato, la ricerca si è concentrata nell'individuazione di un materiale da utilizzare come buffer; però, solo con l'inserimento di strutture a super reticolo di AlGaN/GaN e AlN/GaN è stato possibile ottenere un aumento dell'efficienza luminosa, vista la diminuzione di difetti [28].

1.5.4 Nitruro di Gallio

Il miglior substrato per la crescita epitassiale del GaN è naturalmente il GaN stesso. Solo negli ultimi anni è stato possibile l'utilizzo del GaN come substrato che, formando un'omoepitassia, elimina tutti i problemi legati all'eteroepitassia. L'omoepitassia offre miglior controllo rispetto all'eteroepitassia per quanto riguarda la polarità del cristallo,

lo spessore del layer, la densità dei difetti e la concentrazione del drogante. Utilizzando il GaN come substrato non è più necessario l'inserimento di un layer di buffer, diversamente da come è richiesto invece per i substrati di Zaffiro, Carburo di Silicio e Silicio. Il problema principale risiede nella creazione dei substrati in GaN che richiedono un'elevatissima pressione parziale dell'Idrogeno ed una elevata temperatura. Dispositivi optoelettronici in GaN cresciuti su substrato in GaN sono molto promettenti grazie al miglioramento delle performance e dell'affidabilità del dispositivo; d'altro canto, a causa delle difficoltà nel processing, il costo elevato e le dimensioni ridotte dei wafer, sono necessari ancora dei passi avanti nella ricerca prima di una diffusione su larga scala. [24]

1.6 Tecniche di crescita

In questa sezione verranno descritte le principali tecniche di crescita del Nitruro di Gallio per la fabbricazione dei dispositivi micro e optoelettronici. La crescita epitassiale è la deposizione di sottili strati di materiale cristallino su un substrato, anch'esso cristallino, che ne indirizza la crescita e ne determina le proprietà strutturali. Lo scopo fondamentale è ottenere strati epitassiali il più possibile privi di difetti e controllare lo spessore durante la crescita.
Le principali tecniche di crescita epitassiale del GaN sono le seguenti:

- HVPE (Hydrogen Vapour Phase Epitaxy);
- MBE (Molecular Beam Epitaxy);
- MOVPE (Metal-Organic Vapour Phase Deposition);
- ELO (Epitaxial Lateral Overgrowth);
- MEMOCVD (Migration Enhanced Metal-Organic Chemical Vapour Deposition).

1.6.1 HVPE

La *hydrogen vapor-phase epitaxy* è storicamente la prima tecnica utilizzata per la crescita del Nitruro di Gallio su substrati di zaffiro. Il principale vantaggio della crescita HVPE è l'elevato rate di crescita ($0.05 - 0.3\mu m \cdot min^{-1}$) che la rende ideale per la fabbricazione a basso costo di elevati volumi di quasi-substrati di GaN. La tecnica si

basa sulla reazione tra ammoniaca (NH_3), come sorgente di Azoto, e vapore di Cloruro di Gallio ($GaCl$), come sorgente di Gallio, per ottenere il GaN. [33]
La seguente reazione viene eseguita in un ambiente ricco di Idrogeno o Azoto:

$$GaCl(g) + NH_3(g) \Rightarrow GaN(s) + HCl(g) + H_2(g)$$

Il reattore per la crescita HVPE è suddiviso in tre aree visibili in Fig. 1.5:

- Sorgente;
- Miscelazione;
- Deposizione.

Per garantire la completa determinazione dei parametri di crescita, ogni zona viene indipendentemente controllata in pressione e temperatura.

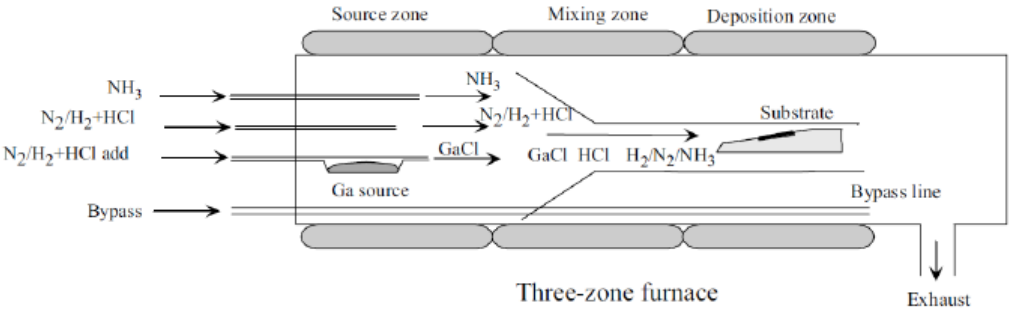


Figura 1.5: *Diagramma di un reattore HVPE a tre zone*

Il vapore di GaCl viene trasportato nella camera di deposizione da un gas idrogeno; qui reagisce con il layer di nucleazione precedentemente steso sul substrato, dissociandosi e diffondendo verso le zone già cristallizzate andando così a formare lo strato epitassiale di Nitruro di Gallio.
Tra i vantaggi della tecnica HVPE troviamo il rate di crescita molto elevato; tra gli svantaggi, invece, la grande quantità di dislocazioni e di difetti del reticolo. Per queste ragioni la tecnica HVPE oggi viene utilizzata esclusivamente per produrre substrati di GaN, il quale viene fatto crescere su zaffiro, successivamente rimosso. Il nitruro di gallio così prodotto è utilizzato per la crescita omoepitassiale, sfruttando il fatto che, crescendo grandi spessori, gli strati superiori presenteranno meno difetti e dislocazioni. [47]

1.6.2 MBE

La *molecular beam epitaxy* è una tecnica di crescita per eterostrutture molto versatile e vantaggiosa perché permette di controllare la crescita di ogni singolo strato atomico, realizzando interfacce molto precise e definite. Questa elevata precisione si scontra con il rate di crescita che è all'incirca $0.5 - 1\mu m/h$ e rende questa tecnica più adatta ad un laboratorio rispetto che alla produzione su grande scala. Un vantaggio di questa tecnica sono le temperature di molto inferiori necessarie rispetto a quelle utilizzate per l'HVPE. Questa tecnica viene condotta in una camera a vuoto con pressione inferiore a $10^{-14}bar$ e prevede l'utilizzo di raggi atomici o molecolari, formati dai componenti da depositare, per la loro inclusione sulla superficie di un substrato riscaldato e in rotazione (come si può vedere in Fig. $1.6a$). L'utilizzo dell'ultra alto vuoto (UHV) permette di impiegare un raggio elettronico per effettuare misure di diffrazione dello strato durante la crescita (RHEED, Reflection High Energy Electron Diffraction).
La sequenza di processi che si verificano durante la crescita attraverso la tecnica MBE sono: assorbimento, desorbimento, diffusione superficiale, incorporazione e decomposizione. Durante l'*assorbimento* gli atomi e le molecole colpiscono la superficie del substrato e si legano ad esse. Il *desorbimento*, al contrario, è un processo in cui le specie che non sono incorporate nel reticolo cristallino lasciano la superficie del substrato mediante vibrazioni termiche. Durante la *diffusione superficiale*, gli atomi o le molecole si diffondono sulla superficie del substrato per trovare i siti di cristalli a bassa energia da incorporare. Durante la fase di *incorporazione*, gli atomi o le molecole reagenti si legano al cristallo attraverso varie reazioni tra gli elementi costituenti e le specie presenti sul substrato di crescita. A causa delle alte temperature coinvolte, durante la *decomposizione*, gli atomi nel reticolo cristallino lasciano la superficie rompendo il legame. Questo procedimento è schematicamente riportato in Fig. $1.6b$.

I raggi molecolari di Ga e Al vengono originati all'interno delle cosiddette celle di effusione. Queste celle vengono riscaldate a determinate temperature in base al tasso di crescita, alla composizione e al drogaggio che si vuole ottenere. E' molto più difficile invece realizzare una sorgente atomica di azoto, perché è impossibile rompere il legame tra i due atomi utilizzando mezzi termici; per avere una dissociazione delle molecole di azoto N_2 è necessario sfruttare un ambiente al plasma a ridotte pressioni (PMBE, Plasma-assisted MBE).

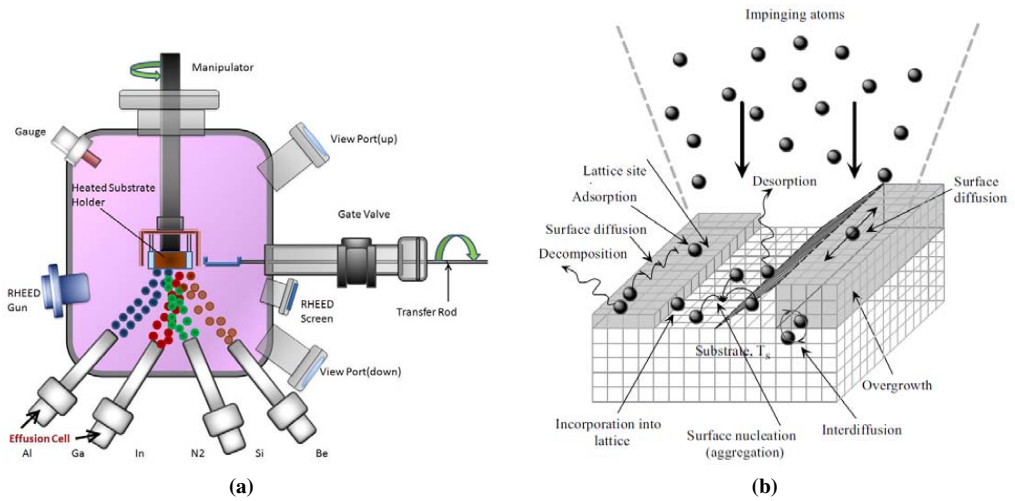


Figura 1.6: *Diagramma di un reattore MBE (a) e processi superficiali in atto durante la crescita (b)*

La crescita epitassiale del GaN direttamente su substrati in Zaffiro o Carburo di Silicio porta a risultati peggiori, per quanto riguarda le proprietà ottiche ed elettriche, rispetto a quella mediante MOVPE. Solitamente si ricorre alla crescita di un primo strato buffer tramite MOVPE per poi proseguire con MBE.

1.6.3 MOVPE

Chemical vapour deposition (CVD) è il generico nome con cui si descrive un processo che coinvolge un sistema a flusso dinamico in cui i reagenti sono fatti passare sopra un substrato riscaldato dove reagiscono e formano un film.

La *metal-organic vapour phase deposition* (MOVPE) è una particolare forma di CVD utilizzata per la crescita epitassiale di semiconduttori III-N. Questa tecnica è la più diffusa perché consente tassi di crescita maggiori ($2\mu m \cdot h^{-1}$) rispetto alla MBE. Per questo particolare processo il design del reattore assume grande importanza perché determina la dinamica della reazione e la qualità cristallina dell'epilayer. Il reattore incorpora un flusso laminare principale ad alta pressione, uno secondario e collettori di ingresso separarti per Ammoniaca e precursori. Il flusso principale, contenente i reagenti, è diretto parallelamente alla superficie del substrato rotante, mentre quello secondario, composto da Idrogeno e Azoto, è diretto perpendicolarmente alla superficie e ha lo scopo di portare i gas del flusso principale a contatto con la superficie. Infine, un suscettore rotante garantisce una maggiore uniformità alla crescita (Fig. 1.7) [39].

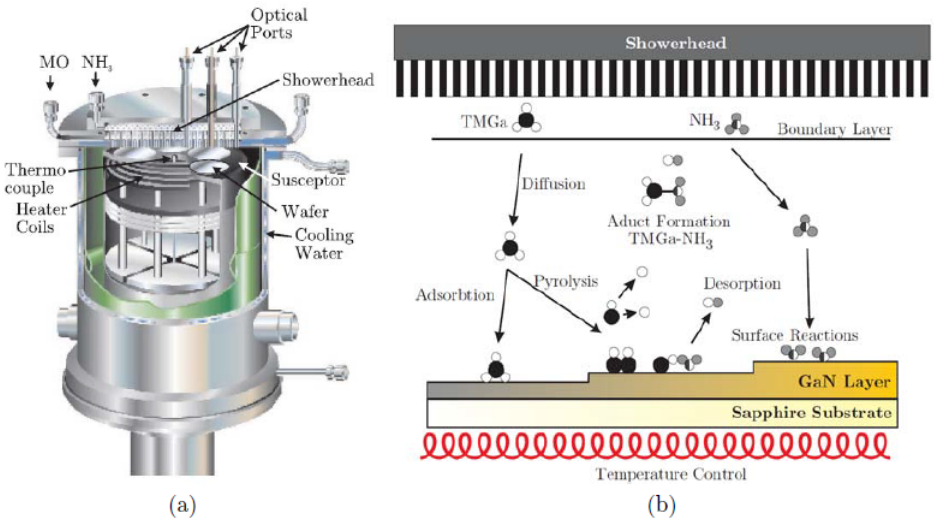


Figura 1.7: *Diagramma di un reattore MOVPE e processi di crescita*

La reazione principale che avviene per la crescita del GaN è la seguente:

$$Ga(CH_3)_{3(g)} + NH_{3(g)} \Rightarrow GaN_{(s)} + 3CH_{4(g)}$$

dove i pedici (g) e (s) indicano fase gassosa e solida.
Per la crescita del GaN mediante tecnica MOVPE è necessario scaldare inizialmente il substrato a 1100°C, per poi depositarci sopra uno strato di AlN spesso 15-25nm ad una temperatura di circa 600°C. Successivamente, la temperatura viene fatta scendere a 450°C per far crescere uno strato buffer ($350nm - 5\mu m$), e infine riportata a 1100°C per far crescere il GaN.

Lo spessore totale degli strati epitassiali è determinato da quello dello strato buffer scelto in base al compromesso:

- Un sottile strato di buffer fornisce una bassa impedenza termica e un ridotto tempo di crescita;
- Uno strato di buffer più spesso riduce la densità di dislocazioni e lo strain dovuto al mismatch reticolare, a scapito di un tempo di crescita maggiore.

Per quanto riguarda le performance la MOVPE permette un rate di crescita di alcuni $\mu m/h$ con densità di dislocazioni di $10^8 cm^{-2}$ per il Nitruro di Gallio. L'altra grande peculiarità della MOVPE è la possibilità di crescere, anche se con minor velocità e purezza cristallina, tutti i composti ternari e quaternari basati sul sistema Al-Ga-In-

N, cosa che garantisce la possibilità di avere tutte le eterostrutture di questa classe di semiconduttori con un singolo macchinario.

1.6.4 ELO

La *epitaxial lateral overgrowth* è un metodo di crescita epitassiale che permette la formazione di piccole aree di semiconduttore con qualità cristallina estremamente elevata. Più che una nuova tecnica a sé, questa è un'estensione delle metodologie di crescita già viste. Il primo passo per questa tecnica è la crescita di uno strato di GaN su un substrato di Zaffiro o Carburo di Silicio o su un buffer layer AlN. Tramite tecniche CVD viene depositato un ulteriore strato maschera di dielettrico sul quale, attraverso tecniche litografiche, vengono aperte delle finestre ottenendo una superficie a strisce. Ora, tramite tecniche HVPE, viene effettuata la prima fase di ricrescita nella quale il GaN cresce epitassialmente attraverso le fessure aperte nel dielettrico, sul quale non possono formarsi centri di nucleazione. Raggiunta la superficie della maschera inizia la crescita laterale del GaN sopra la maschera stessa fino a quando non si ottiene l'unione delle zone cresciute, avendo una superficie ben levigata di semiconduttore (Fig. 1.8).

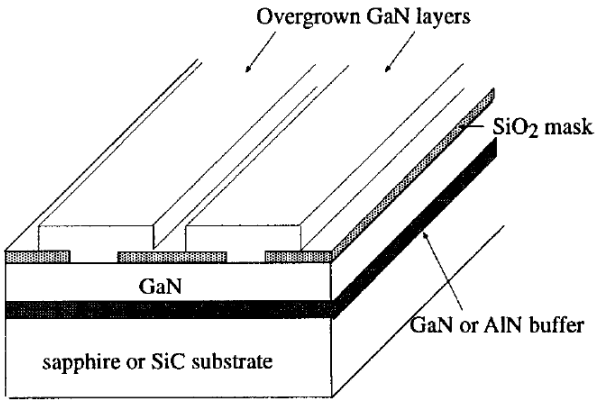


Figura 1.8: *Schema della struttura dei layer di materiale nella ELO*

Il Nitruro di Gallio cresciuto lateralmente possiede una densità di difetti molto minore rispetto al cristallo di partenza (inferiore a $10^7 cm^{-2}$) ma, a causa dell'elevato numero di passaggi necessari all'ottenimento del cristallo semiconduttore, la tecnica ELO non è una tecnica commercialmente vantaggiosa per la produzione di massa dei dispositivi optoelettronici perciò viene utilizzata quasi esclusivamente nei laboratori di ricerca.

1.6.5 MEMOCVD

La tecnica *Migration Enhanced Metal-Organic Chemical Vapour Deposition* è una variante della tecnica MOVPE e prova a colmare il divario tra MBE e MOVPE. Questa tecnica combina un rate di crescita abbastanza elevato con temperature ridotte, anche di 150°C rispetto alla MOCVD, e migliore qualità dei layer di crescita. MEMOCVD permette la deposizione di eterostrutture quaternarie del tipo $Al_xIn_yGa_{1-xy}N$ migliorando la tecnica *Pulsed Atomic Layer Epitaxy* (PALE).
Questo processo prevede l'iniezione controllata dei vari composti metallorganici in modo sequenziale; se però per il PALE ogni sequenza ha la stessa durata, nella MEMOCVD i periodi di iniezione in camera di deposizione possono essere ottimizzati, riducendo così la temperatura necessaria e ottenendo strati di qualità superiore. Utilizzando il flusso pulsato si riescono a regolare i precursori per ottenere un controllo accurato dello spessore dei film cresciuti su substrati di ampia area. [43]

1.7 Contatti su GaN

Il design dei contatti elettrici è di importanza fondamentale per il funzionamento dei dispositivi micro e optoelettronici. I contatti ohmici devono garantire bassa resistività ed essere chimicamente stabili. La necessità di contatti con bassa resistenza è correlata, specialmente per dispositivi di potenza, alla riduzione della caduta di tensione e alla minimizzazione delle perdite di potenza per Effetto Joule. Il design e la costruzione di contatti ohmici su semiconduttori con elevato energy gap, come il GaN, è particolarmente impegnativo. Il problema è stato risolto utilizzando contatti Schottky e contatti basati su effetto tunnel.
Nei *contatti Schottky* "ohmici" la barriera di potenziale che i portatori vedono tra metallo e semiconduttore ha un'altezza tale da permettere il trasferimento senza ostacoli (Fig. $1.9a$).
Nei *contatti basati su effetto tunnel*, invece, le componenti di tunnelling attraversando la barriera di potenziale molto sottile, che si è formata per via del semiconduttore fortemente drogato, contribuiscono al passaggio degli elettroni e quindi della corrente (Fig. $1.9b$).

A causa della presenza di stati superficiali e del pinning del livello di Fermi, l'allineamento delle bande nel semiconduttore non è mai come quello presentato nella teoria

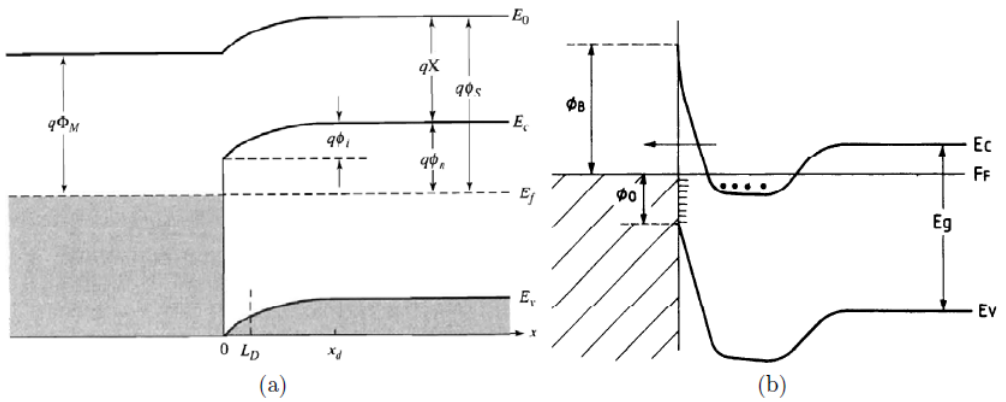


Figura 1.9: *Diagramma a bande per un sistema metallo/semiconduttore di tipo n per un contatto Shottky (a) e per un contatto basato su effetto tunnel (b).*

e un contatto ohmico come quello in Fig. $1.9a$ non è realizzabile, specialmente su GaN. Per superare la barriera di potenziale tra metallo e semiconduttore è necessario ridurre l'altezza della barriera, o ridurre la larghezza della barriera favorendo l'effetto tunnel. Fissato il semiconduttore, l'altezza della barriera (Φ_B) dipende dalla funzione lavoro del metallo (Φ_M), ma il valore $\Phi_B = \Phi_B - \chi_S$ rimane piuttosto elevato per tutti i conduttori tecnologicamente disponibili alla contattazione dell' n-GaN [32]. Per questo motivo, si predilige restringere la barriera invece che abbassarla, in modo da favorire l'effetto tunnel, attraverso un pesante drogaggio dell'interfaccia del semiconduttore ($N_D > 10^{17} cm^{-3}$). La realizzazione pratica di questo tipo di contatti comporta però degli inconvenienti dovuti all'instabilità chimica del contatto. Il più grave è causato dalla tendenza degli atomi del metallo di diffondersi verso il semiconduttore, attraverso le dislocazioni, portando alla degradazione del dispositivo. La soluzione di questo problema prevede l'inserimento, tra il GaN e il contatto, di un sottile strato metallico di barriera che si opponga alla diffusione. Questo layer è realizzato con leghe di Ti, Ta, Zr, Co e Azoto. Anche questa struttura risulta però instabile, alle alte temperature, richiedendo l'ausilio di ulteriori layer di protezione.

Per quanto riguarda il GaN di tipo p, oltre a grossi problemi produttivi dovuti al drogaggio, anche la formazione di un contatto su di esso non è risultata una sfida semplice. Le problematiche principali sono dovute alla bassa concentrazione di lacune a causa dell'alta energia di ionizzazione del Mg accettore e alla difficoltà nel trovare metalli ad elevata funzione lavoro [41]. Per far fronte a queste problematiche, diversi schemi per la realizzazione di contatti basati su metalli ad elevata funzione lavoro (Pd, Pt, Ni, Cr)

con overlayer di Au sono stati proposti e sperimentalmente validati. Il tutto ha portato all'ottenimento di resistenze specifiche di contatto nell'ordine di $10^{-4}\Omega cm^2$, più che accettabili per l'implementazione nei dispositivi optoelettronici.

1.8 Drogaggio

Per lungo tempo è stato molto difficile ottenere film in GaN di elevata qualità a causa della mancanza di substrati con reticoli adeguali. Inoltre, per molto tempo è stato impossibile ottenere film di GaN di tipo p a causa dell'alta concentrazione (superiore a $10^{18}cm^{-3}$) di donori nel GaN non drogato, generalmente attribuito alle vacanze di Azoto. I dispositivi III-N risultano essere intrinsecamente drogati per due motivi: a causa delle impurità presenti e derivanti dai processi di crescita, e a causa della polarizzazione interna associata al reticolo del semiconduttore. Si riassumeranno ora le principali proprietà e progressi ottenuti nel drogaggio del GaN.

1.8.1 Drogaggio di tipo n

Per ottenere dispositivi optoelettronici con elevata efficienza di emissione, il layer di tipo n richiede una elevata concentrazione di portatori. Il Nitruro di Gallio possiede un intrinseco drogaggio di tipo n dovuto alla presenza di Azoto o a impurità di Ossigeno. Il drogaggio può essere prestabilito, in modo da inserire nel semiconduttore la concentrazione di dopante desiderata per ottenere le proprietà volute. Grazie alla riduzione del drogaggio donore involontario, tecniche di doping tramite Si e Ge, sia in vuoto che in CVD, si sono ormai ampiamente affermate. Il Silicio, in particolare, è il drogante di tipo n più utilizzato per il GaN; infatti, se inserito come dopante, sostituisce un atomo di Gallio, fornendo un elettrone debolmente drogato. I vantaggi nell'uso del Silicio sono il suo alto valore di solubilità nel GaN ($10^{20}cm^{-3}$) e la facilità con cui può essere introdotto nel materiale attraverso impiantazione ionica. La concentrazione del Silicio può essere infatti modulata con precisione da 10^{17} a $2 \cdot 10^{19}cm^{-3}$, variando il flusso di SiH_4 nella crescita MOVPE [51].

1.8.2 Drogaggio di tipo p

La questione del drogaggio di tipo p è molto più delicata, ed è quella che più ha limitato lo sviluppo della tecnologia basata su semiconduttori III-V.

Il drogaggio di tipo p deve compensare il drogaggio intrinseco del GaN, implicando l'utilizzo di una concentrazione di dopante accettore molto maggiore. I primi tentativi di creare un film di Nitruro di Gallio a conduzione p furono catastrofici, perché gli elementi droganti venivano continuamente compensati dai difetti donori, producendo così un film di semiconduttore altamente resistivo. Questo era dovuto ai complessi Mg:H, complessi che con l'avanzamento delle tecniche nel corso degli anni, si riuscirono a rompere grazie alla crescita MOVPE, al trattamento LEEBI (Low Energy Electron Beam Irradiation) [40] e alla tecnica annealing a basse temperature [26].
Ad oggi, gran parte delle problematiche relative alla produzione del p-GaN sono state superate: la tecnologia è ora in grado di offrire film di Nitruro di Gallio a bassa resistività ed elevata concentrazione di lacune ($5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$), valori adeguati per la crescita dei moderni dispositivi optoelettronici. Nonostante ciò, il drogaggio di tipo p è ancora uno dei più grandi problemi del GaN, dato che introduce difetti nel tempo e che l'attivazione del magnesio cambia le proprietà elettrico-ottiche del dispositivo.

CAPITOLO 2

Il LASER: Struttura e Proprietà

Sono attualmente disponibili due sorgenti ottiche allo stato solido: i LED (Light-Emitting Diode) e i LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). I LED hanno scarsa purezza spettrale e bassa velocità in modulazione diretta e pertanto non sono adatti ai sistemi di comunicazione a lungo raggio o ad alta velocità. I LASER, invece, hanno fascio di luce di almeno un ordine di grandezza più stretto rispetto a quello dei LED e in modulazione diretta possono raggiungere bit rates superiori a $10Gbps$. Per questa serie di motivi, essi sono molto utilizzati per applicazioni a lungo raggio e ad elevato bit rates.
In questo capitolo verranno prima presentati brevemente i LED, mentre successivamente si affronteranno, in maniera più approfondita, i laser di cui verrà trattata la struttura, il funzionamento e le principali proprietà elettriche e ottiche.

2.1 LED

Il funzionamento dei LED si basa sulla ricombinazione spontanea della coppia elettrone-lacuna; questo processo prevede che un elettrone compia una transizione da uno stato energetico ad un altro rilasciando energia sotto forma di fotoni. A causa di questo meccanismo di emissione, lo spettro di uscita del LED è ampio, in termini di lunghezza d'onda è circa $50nm$, rispetto alla lunghezza d'onda centrale di circa $1\mu m$. La purezza spettrale del LED è bassa rispetto a quella del laser, nel quale fascio è almeno un ordine di grandezza più stretto. Allo stesso modo la massima velocità di modulazione del LED è dell'ordine di $10Mbps$, due ordini di grandezza inferiore rispetto a quella del laser. Per sistemi di comunicazione ottici, il LED viene utilizzato per corte distanze e collegamenti a bassa velocità. Importanti applicazioni dei LED ricadono nel campo della luce visibile e ultravioletta (UV), per i quali vengono utilizzati per i display e per l'illuminazione automobilistica e domotica. In questo campo di utilizzo, negli ultimi anni sono stati fatti grandi passi avanti riguardo lo sviluppo di LED basati sul GaN per la luce blu, a loro volta utilizzati per lo sviluppo di sorgenti LED con luce bianca.

2.1.1 Struttura del LED

I LED a *omogiunzione* si basano sulla giunzione pn. In polarizzazione diretta la popolazione di portatori, composta da lacune nel lato p ed elettroni nel lato n, viene iniettata nell'altra parte della giunzione. La ricombinazione dei portatori, radiativa o non radiativa, avviene nelle due regioni di diffusione e nella regione di carica spaziale (RCS), come si può vedere in Fig. 2.1.

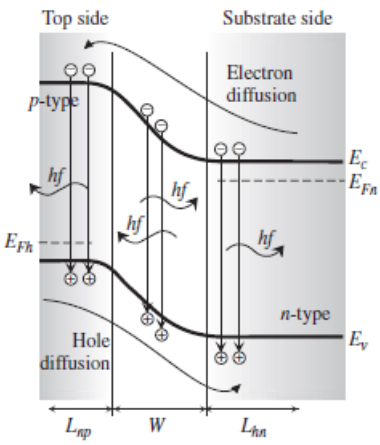


Figura 2.1: *LED a omogiunzione*

Nei LED a omogiunzione il fotone che viene emesso può essere riassorbito dal materiale, dato che l'energia del fotone emesso coincide con quella dell'energy gap. Di conseguenza, i fotoni che vengono emessi verso il substrato sono per la maggior parte assorbiti, mentre quelli emessi verso la superficie possono fuoriuscire dal LED (a meno di quelli riflessi internamente a causa del mancato accoppiamento dell'indice di rifrazione del materiale con quello dell'aria). Per aumentare l'efficienza del dispositivo, i fotoni devono essere emessi per la maggior parte vicino alla superficie; questo può essere ottenuto grazie ad una giunzione asimmetrica dove il sottile strato della superficie è meno dopato del substrato. In questo modo, l'iniezione dei portatori avviene principalmente dal substrato verso la superficie.
Nei LED costruiti a *eterogiunzione* i portatori vengono iniettati, in polarizzazione diretta, in un materiale a stretto bandgap, inserito tra due strati widegap, per esempio AlGaAs/GaAs/AlGaAs o InAlAs/InGaAs/InP, come si vede in Fig. 2.2.

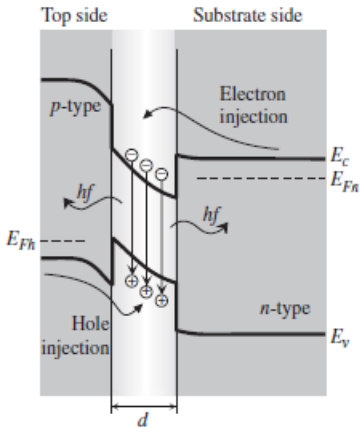


Figura 2.2: *LED a eterogiunzione*

Qui, i portatori in eccesso vengono iniettati e si ricombinano radiativamente emettendo fotoni. Nei LED a eterogiunzione i fotoni emessi verso il substrato possono essere recuperati, poiché a causa dell'energy gap maggiore del substrato non vengono assorbiti, ad esempio con uno specchio in modo da migliorare l'efficienza del dispositivo.
I LED possono essere classificati in base alla direzione lungo la quale il fascio di fotoni viene emesso rispetto al piano della giunzione. I LED a emissione verticale, chiamati anche LED di Burrus, vengono utilizzati per l'accoppiamento con fibre ottiche multimodali con nucleo, largo a causa della grande area di emissione (Fig. 2.3a). Invece,

molti LED ad alte prestazioni sono ad emissione laterale e hanno bisogno di un accoppiamento e un allineamento laterale con la fibra ottica. Questi LED ad emissione laterale ricordano i laser Fabry-Perot, nella quale il fattore di qualità della cavità è basso a causa della mancanza di specchi (Fig. 2.3b).

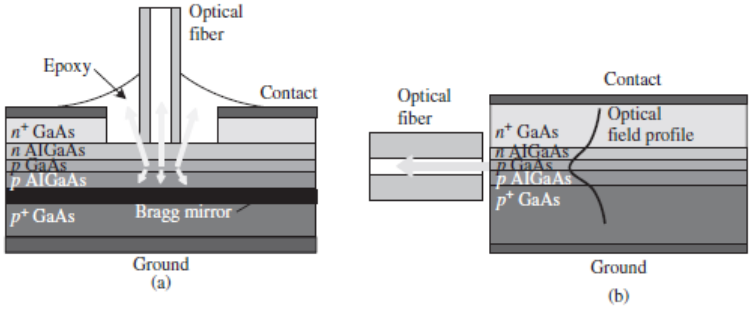


Figura 2.3: *LED a emissione verticale (a) e LED a emissione laterale (b)*

2.1.2 Spettro di emissione e materiali

Lo spettro spontaneo di emissione normalizzato di un semiconduttore con bandgap diretto è quello che si può vedere in Fig. 2.4.

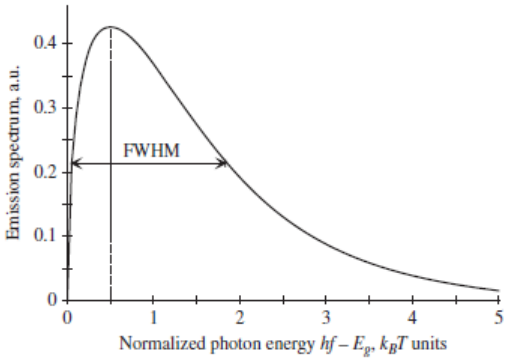


Figura 2.4: *Spettro di emissione LED*

Lo spettro di emissione dei LED è dovuto all'energy gap del semiconduttore utilizzato e perciò, la scelta del materiale dipende dall'applicazione. LED con emissione nel visibile ($400 - 700nm$) utilizzano materiali con largo energy gap, per esempio:

- $GaAs_{1-x}P_x$ per le emissioni di colore rosso, arancione e giallo;
- GaN per le emissioni di colore verde, blu e viola;
- $Al_xGa_{1-x}N$ per le emissioni nell'ultravioletto.

2.2 Dai LED ai Laser

Sia i LED che i diodi laser sfruttano la ricombinazione radiativa delle coppie elettrone-lacuna, in condizione di polarizzazione diretta, per emettere luce.
I LED si basano sull'emissione spontanea della luce e ciò comporta un largo spettro e una stretta larghezza di banda di modulazione, ben inferiore a $1GHz$.
Nei laser invece il meccanismo di emissione dominante è l'emissione stimolata: fotoni con una specifica energia e numero d'onda stimolano l'emissione di altri fotoni, che risulteranno coerenti, ossia con la stessa energia e numero d'onda, portando all'aumento dei fotoni emessi. Allo stesso modo, il lifetime (tempo di vita dei portatori) associato all'emissione stimolata può essere più corto per fotoni con elevata densità, rispetto al lifetime dell'emissione spontanea; in questo modo si possono raggiungere larghezze di banda di $20 - 30GHz$. Lo sfruttamento dell'emissione stimolata, è quindi la chiave per migliorare lo spettro e la larghezza di banda dei LED.
Per trasformare un LED in un laser è necessario un meccanismo per favorire l'emissione stimolata rispetto a quella spontanea, cioè una struttura che selezioni una frequenza di emissione, come un risonatore ottico (o cavità); la cavità più semplice è quella di Fabry-Perot (FP). In Fig. 2.5 è possibile vedere lo schema del laser con cavità Fabry-Perot che verrà trattato in seguito.

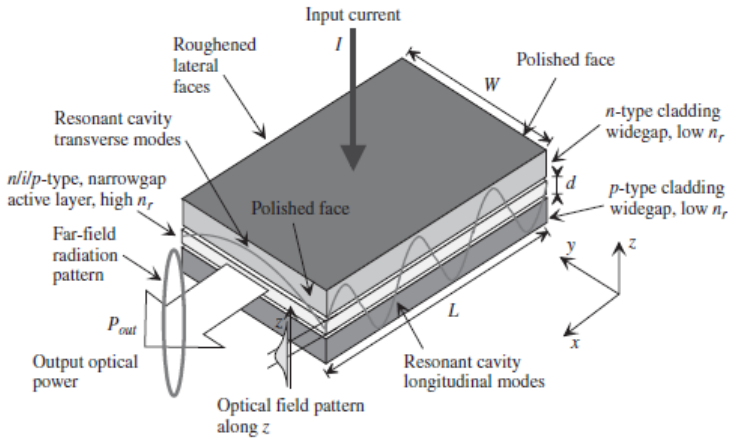


Figura 2.5: *Cavità Fabry-Perot*

2.3 Processi di ricombinazione e generazione

Come è noto, in un solido si denotano in particolare due bande fondamentali: la *banda di valenza*, definita come la banda più alta in energia fra quelle occupate da elettroni, e la *banda di conduzione*, cioè la banda elettronica a più bassa energia tra quelle non completamente occupate. Nel caso di semiconduttori e isolanti queste due bande energetiche sono separate da un energy gap E_g più o meno esteso a seconda del tipo di materiale considerato e, per temperature superiori allo zero assoluto, gli elettroni possono avere un'energia tale da passare in banda di conduzione, lasciando una lacuna (assenza di elettroni) in banda di valenza. Tra banda di valenza e di conduzione di un semiconduttore si possono verificare quattro tipi di transizione elettronica. Tre di queste sono transizioni di tipo radiativo, ossia coinvolgono l'assorbimento o l'emissione di un fotone, mentre una è di tipo non radiativo.

- Ricombinazione spontanea (emissione di fotoni);
- Ricombinazione stimolata (emissione coerente di fotoni);
- Generazione stimolata (assorbimento di fotoni);
- Ricombinazione non radiativa.

Per i dispositivi optoelettronici si cerca di massimizzare la ricombinazione radiativa, rispetto a quella stimolata, per l'emissione di fotoni e quindi della luce.

Ricombinazione/emissione spontanea La ricombinazione spontanea (Fig. 2.6) si verifica nel caso in cui un elettrone presente in banda di conduzione si ricombina spontaneamente con una lacuna in banda di valenza, generando un fotone di energia pari a $h\nu = E_g = E_c - E_v$. L'emissione spontanea, quindi, comporta una generazione di fotoni la cui direzione è del tutto casuale, perciò incoerenti. Tale processo è quello su cui si basa il funzionamento dei LED.

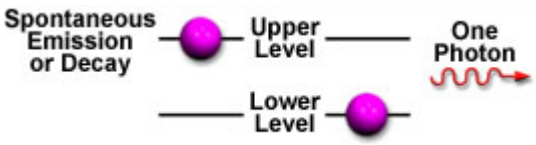


Figura 2.6: *Ricombinazione/emissione spontanea*

Ricombinazione/emissione stimolata La ricombinazione stimolata (Fig. 2.7) avviene in presenza di un fotone esterno di energia $h\nu = E_g = E_c - E_v$ che, incidendo sul sistema, lo perturba, stimolando la ricombinazione di un elettrone e una lacuna e dando quindi origine all'emissione simultanea di un ulteriore fotone. Il fotone emesso è in fase con il fotone incidente e ha la sua stessa direzione, polarizzazione ed energia. L'emissione stimolata, quindi, comporta un guadagno, un'amplificazione della radiazione incidente, ed è su questo fenomeno che si basano i laser.

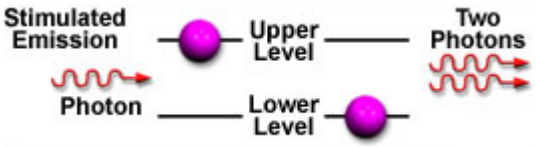


Figura 2.7: *Ricombinazione/emissione stimolata*

Generazione/assorbimento stimolato La generazione stimolata (Fig. 2.8) avviene quando un fotone, di energia pari almeno a $h\nu = E_g = E_c - E_v$, viene assorbito da un elettrone presente in banda di valenza, cedendogli l'energia sufficiente per passare in banda di conduzione. Tale processo comporta quindi la generazione di una lacuna in banda di valenza.

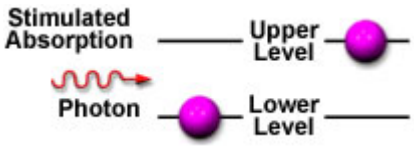


Figura 2.8: *Generazione/assorbimento stimolato*

Processi non radiativi Nei processi non radiativi, ossia che non comportano l'emissione di un fotone, un elettrone in banda di conduzione può ricombinarsi con una lacuna in banda di valenza, dissipando l'energia prodotta sotto forma di calore e vibrazioni reticolari (fononi). Sono due i principali meccanismi non radiativi che possono verificarsi: il primo coinvolge centri di ricombinazione non radiativa, come difetti puntuali, di superficie e d'interfaccia; il secondo è quello che viene chiamato ricombinazione Auger, in cui l'energia prodotta dalla ricombinazione di un elettrone e una lacuna viene ceduta ad un altro elettrone in banda di conduzione sotto forma di energia cinetica per poi essere dissipata come vibrazioni reticolari e, quindi, calore.

2.3.1 Ricombinazione spontanea

La probabilità che un elettrone si ricombini con una lacuna, emettendo un fotone, dipende dalla concentrazione dei primi nella banda di conduzione e dei secondi nella banda di valenza. Perciò, il tasso di ricombinazione R è pari al prodotto tra le due concentrazioni (n e p) e il coefficiente di ricombinazione bimolecolare B:

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = Bnp \tag{2.1}$$

Ma la concentrazione di elettroni e lacune può anche essere ottenuta come somma tra la concentrazione in equilibrio (n_0 e p_0) e quella in eccesso (Δn e Δp), ottenendo quindi:

$$R = B(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) \tag{2.2}$$

Quando la concentrazione di elettroni iniettati è di molto inferiore alla concentrazione di portatori liberi ($\Delta n \ll n_0 + p_0$), si parla di *bassa iniezione* ed è possibile aggiungere alla (2.2) la condizione $\Delta n(t) = \Delta p(t)$, perciò:

$$R = Bn_i^2 + B(n_0 + p_0)\Delta n(t) = R_0 + R_e \tag{2.3}$$

dove n_i è la concentrazione di portatori intrinseci mentre R_0 e R_e sono il tasso di ricombinazione all'equilibrio e in eccesso. A questo punto si può trovare l'evoluzione temporale della concentrazione di elettroni $\Delta n(t)$ e quindi il lifetime degli elettroni τ.

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 e^{-B(n_0+p_0)t} = \Delta n_0 e^{t/\tau} \tag{2.4}$$

$$\tau = -\frac{1}{B(n_0 + p_0)} \tag{2.5}$$

Quando invece gli elettroni iniettati sono in concentrazione maggiore rispetto ai portatori liberi ($\Delta n \gg n_0 + p_0$), si parla di *alta iniezione* e l'equazione di tasso bimolecolare diventa:

$$\frac{d\Delta n(t)}{dt} = -B\Delta n^2 \tag{2.6}$$

da cui possiamo ricavare l'evoluzione temporale della concentrazione di elettroni:

$$\Delta n(t) = \frac{1}{Bt + \Delta n_0^{-1}} \tag{2.7}$$

e il lifetime:

$$\tau(t) = t + \frac{1}{B\Delta n_0} \tag{2.8}$$

Da ciò si può vedere che, il tempo di vita dei portatori minoritari aumenta con il passare del tempo e ciò alla fine ridurrà tutto al caso di bassa iniezione.

2.3.2 Processo di emissione stimolata e inversione di popolazione

Il fenomeno fisico su cui si basa un laser è la ricombinazione stimolata, ma anche gli altri processi radiativi e non radiativi sono presenti e vanno tenuti in considerazione. Affinché avvenga emissione stimolata, si deve verificare la condizione di *inversione di popolazione*, studiata per la prima volta da Einstein. L'inversione di popolazione prevede che ci sia una concentrazione maggiore di portatori ad un livello energetico più alto, rispetto alla concentrazione ad un livello inferiore.

Consideriamo un mezzo avente: N_1 portatori per unità di volume con energia E_1, N_2 portatori per unità di volume con energia E_2 e $E_2 > E_1$. Il tasso di transizione dal livello energetico E_1 a E_2 dipende dai processi di assorbimento stimolato ed è proporzionale al numero di portatori N_1 e al numero di fotoni per unità di volume con energia $h\nu = E_2 - E_1$. Il tasso di transizione verso il livello energetico superiore viene espresso come:

$$R_{12} = B_{12} N_1 \rho(h\nu) \tag{2.9}$$

dove $\rho(h\nu)$ è la densità spettrale di energia e B_{12} è il coefficiente di Einstein per l'assorbimento stimolato.

Invece, il tasso di transizione inverso, dal livello energetico E_2 a E_1, comprende emissione spontanea e stimolata. La prima dipende dal numero di portatori N_2 nel livello E_2, mentre la seconda dipende anche dalla densità spettrale di energia $\rho(h\nu)$. Il tasso di transizione verso il livello energetico inferiore invece viene espresso come:

$$R_{21} = A_{21} N_2 + B_{21} N_2 \rho(h\nu) \tag{2.10}$$

dove A_{21} e B_{21} sono i coefficienti di Einstein per l'emissione spontanea e stimolata.

Per calcolare i valori dei coefficienti di Einstein ci si pone nella condizione di equilibrio, cioè con $R_{12} = R_{21}$; in tali condizioni non ci sono cambiamenti netti di popolazione dei due livelli energetici. Applicando la statistica di Boltzmann, che regola la distribuzione

di popolazione all'interno dei livelli energetici del sistema in condizioni di equilibrio termico, otteniamo la relazione:

$$\frac{N_2}{N_1} = exp\left[-\frac{(E_2 - E_1)}{K_B T}\right] \tag{2.11}$$

con K_B costante di Boltzmann.

Tenendo poi conto che in equilibrio termico la densità spettrale di energia $\rho_{eq}(h\nu)$ è data dalla legge di radiazione del corpo nero di Plank:

$$\rho_{eq}(h\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3\left[exp\left(\frac{h\nu}{K_B T}\right) - 1\right]} \tag{2.12}$$

dalle equazioni (2.11) e (2.12) è possibile ricavare il valore dei coefficienti di Einstein:

$$B_{12} = B_{21} \tag{2.13}$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \tag{2.14}$$

Il rapporto tra emissione stimolata e spontanea risulta essere:

$$\frac{R_{21}^{stim}}{R_{21}^{spon}} = \frac{B_{21}N_2\rho(h\nu)}{A_{21}N_2} = \frac{B_{21}\rho(h\nu)}{A_{21}} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3}\rho(h\nu) \tag{2.15}$$

mentre il rapporto tra emissione stimolata e assorbimento vale:

$$\frac{R_{21}^{stim}}{R_{12}^{stim}} = \frac{B_{21}N_2\rho(h\nu)}{B_{12}N_1\rho(h\nu)} = \frac{N_2}{N_1} \tag{2.16}$$

Da quest'ultima equazione (2.16) emerge che per la realizzazione di un laser, affinché i processi di emissione stimolata siano predominanti rispetto ai processi di assorbimento stimolato è necessario che si verifichi la condizione di inversione di popolazione, ossia $N_2 > N_1$; questo è possibile utilizzando una cavità ottica.

Tuttavia, i processi di emissione vanno a diminuire la popolazione del livello energetico E_2 e ad aumentare quella di E_1 andando ad esaurire l'inversione di popolazione. È necessario quindi andare a ripopolare il livello energetico E_2 tramite un meccanismo di pompaggio dall'esterno per mantenere la condizione $N_2 > N_1$.

2.3.3 Ricombinazione non radiativa

La ricombinazione non radiativa si verifica quando l'elettrone, ricombinandosi, cede energia agli atomi del reticolo sotto forma di vibrazioni (fononi) e questa energia viene dissipata in calore. È evidente che in un dispositivo in cui si vuole trasformare potenza elettrica in potenza ottica, questo fenomeno è da evitare il più possibile.
Le cause di questa perdita di energia sono i difetti presenti nel materiale: sostituzioni, vacanze e difetti interstiziali che creano degli stati di energia nell'energy gap (livelli profondi o stati trappola). Questi livelli energetici favoriscono la ricombinazione non radiativa dei portatori, grazie all'energia necessaria per ricombinarsi inferiore rispetto a quella necessaria per attraversare tutto il bandgap. In questo modo l'energia viene persa sotto forma di calore. Questa ricombinazione non radiativa prende il nome di ricombinazione Shockley-Read-Hall (SRH) in onore di coloro che per primi l'hanno studiata.
Il tasso di ricombinazione è dato dalla seguente equazione.

$$R_{SRH} = \frac{p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p}{(N_t v_p \sigma_p)^{-1}(n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_t v_n \sigma_n)^{-1}(p_0 + p_1 + \Delta p)} \tag{2.17}$$

dove v è la velocità termica, σ è la sezione di cattura degli stati trappola, n e p sono le concentrazioni di elettroni e lacune nel caso in cui il livello di Fermi abbia energia E_t, e N_t è la concentrazione di livelli di energia E_t. Si può notare che il tasso di ricombinazione dipende dai portatori minoritari, poiché servono entrambe le specie di portatori per poter avere una ricombinazione. Inoltre, la ricombinazione SRH dipende dalla temperatura; infatti, se quest'ultima aumenta, cala il lifetime ($\tau = \frac{\Delta n}{R_{SRH}}$) e aumenta il tasso di ricombinazione non radiativa.
Un'altra emissione non radiativa è la ricombinazione Auger, in cui l'elettrone che si ricombina cede la propria energia ad un altro elettrone che viene eccitato verso stati più alti della banda di conduzione. Il nuovo elettrone eccitato disperde poi la sua energia a causa di una serie di collisioni con il reticolo e ritorna sul bordo della banda di conduzione. La collisione con il reticolo porta alla perdita di energia sotto forma di calore.

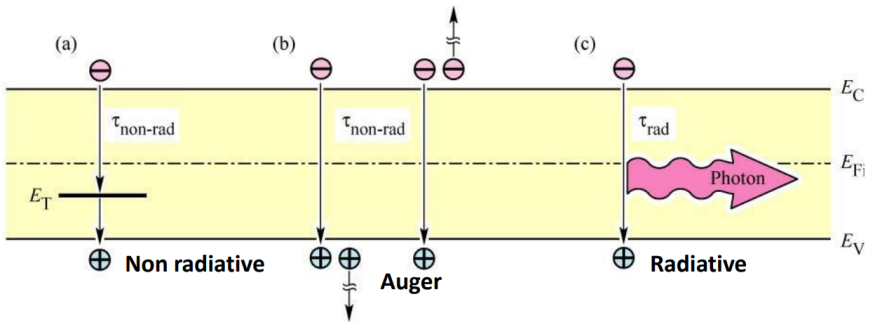


Figura 2.9: *Ricombinazione tramite livello profondo (a), ricombinazione Auger (b) e ricombinazione radiativa (c)*

2.4 Cavità risonante e guadagno di soglia

Elemento fondamentale per la realizzazione di un laser è la cavità risonante che permette la moltiplicazione della radiazione emessa. La cavità più semplice è il risonatore di Fabry-Perot, costituito da una cavità ottica lineare alla cui estremità sono presenti due specchi, uno ad elevata riflettività e uno a bassa riflettività, per permettere ai fotoni dei modi della cavità di essere riflessi internamente per poter attraversare la regione attiva più volte prima di venir assorbiti o uscire dalla cavità (Fig. 2.10).

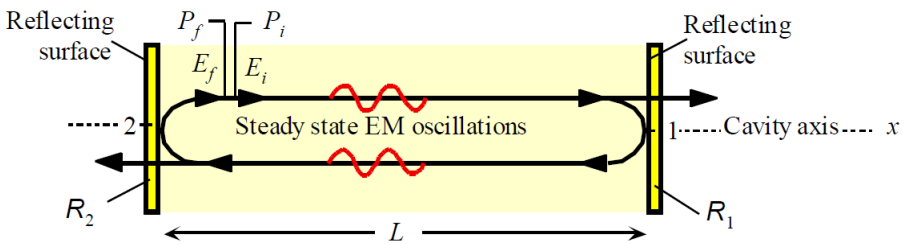


Figura 2.10: *Generazione/assorbimento stimolato*

Il mezzo attivo amplifica, quindi, la radiazione attraverso il processo di emissione stimolata. Le riflessioni multiple generano un consistente numero di onde che interferiscono tra loro; tra queste, quelle in grado di risonare nella cavità sono solo quelle che danno interferenza costruttiva che, per il risonatore di Fabry-Perot, sono quelle per cui vale la relazione:

$$m\frac{\lambda}{2n} = L \tag{2.18}$$

dove m è un numero intero e si riferisce al numero di modi della cavità, λ è la lunghezza d'onda selezionata, n è l'indice di rifrazione del materiale e L è la lunghezza della cavità. Le radiazioni in grado di soddisfare tale relazione prendono il nome di *modi*

della cavità. Affinché la radiazione venga emessa esternamente al laser, è necessario che uno dei due specchi non sia completamente riflettente, così da lasciare uscire dalla cavità parte della radiazione generata. Questo procedimento porta però anche a delle perdite, che comportano un'attenuazione della radiazione nella cavità.
Esse sono dovute a:

- la non idealità degli specchi, che può comportare la diffusione o la riflessione della radiazione in corrispondenza di questi ;
- fenomeni di diffrazione degli specchi;
- l'assorbimento stimolato da parte del mezzo attivo;
- la diffusione della radiazione dovuta a non uniformità del mezzo;
- l'assorbimento del fotone da parte del reticolo che porta a vibrazioni e riscaldamento;
- l'assorbimento dovuto a impurità e difetti.

Includendo tutti questi casi in un coefficiente di perdita γ e definendo il coefficiente di guadagno g come l'amplificazione dovuta all'emissione stimolata, l'intensità della radiazione passa da I_0 a I, andando da un lato all'altro della cavità, secondo l'equazione

$$I = I_0\, exp\Big[(g-\gamma)L\Big] \tag{2.19}$$

Scopo del laser è quello di sfruttare l'amplificazione della radiazione dovuta all'emissione stimolata nel mezzo attivo per incrementare l'intensità della radiazione elettromagnetica coerente all'interno della cavità e, conseguentemente, del fascio ottico in uscita dal dispositivo. Per fare ciò è necessario aumentare la corrente iniettata fino al punto in cui il guadagno ottico supera le perdite.
Prendendo come riferimento Fig. 2.10, la cavità di lunghezza L ha due specchi con coefficiente di riflessione R_1 e R_2. Considerando un punto nel mezzo e assumendo che la radiazione in quel punto abbia potenza iniziale P_i: l'onda viaggerà verso lo specchio 1 e verrà riflessa, tornerà indietro attraversando tutta la lunghezza della cavità fino a colpire e venire riflessa dallo specchio 2, quindi tornerà al punto iniziale con potenza finale P_f; allora avremo $P_f = R_2 R_1 P_i$.

Se g è il coefficiente di guadagno ottico ed è definito come la variazione della potenza radiativa per unità di lunghezza, allora aumenterà secondo $e^{g\,x}$. La radiazione, viaggiando all'interno della cavità, stimola altre emissioni coerenti. Alcune radiazioni vengono però assorbite; le perdite vengono rappresentate come $e^{-\gamma x}$, dove γ rappresenta le perdite all'interno del laser per unità di lunghezza. Il guadagno ottico di *round-trip* può essere definito come:

$$G = \frac{P_f}{P_i} = R_1 R_2 e^{2(g-\gamma)L} \tag{2.20}$$

Da qui è possibile calcolare il guadagno ottico di soglia g_{th}, che è il valore del guadagno ottico per la quale il guadagno bilancia le perdite (G=1):

$$g_{th} = \gamma + \frac{1}{2L} ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \tag{2.21}$$

Questo valore corrisponde ad una corrente iniettata, chiamata corrente di soglia I_{th}, (o densità di corrente di soglia di J_{th}): sotto la soglia la ricombinazione spontanea è dominante, mentre sopra la soglia l'emissione stimolata è superiore, come si vede in Fig. 2.11.

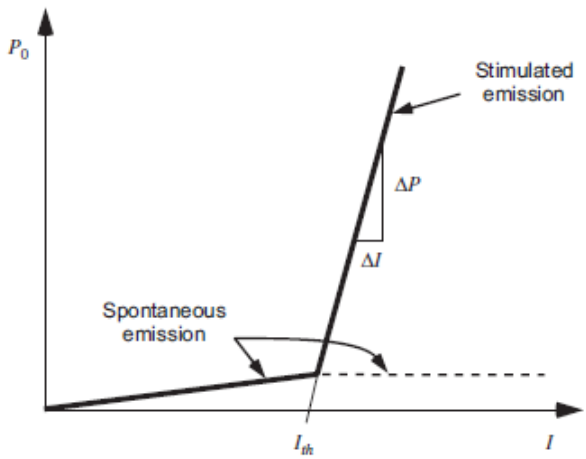


Figura 2.11: *Potenza ottica in funzione della corrente sopra e sotto la soglia*

Ma, aumentare il pompaggio sopra la soglia, non fa aumentare la densità di portatori o il guadagno che invece, si bloccherà al valore della soglia. Quello che succede è che, quando la corrente cresce ad un valore sopra la soglia, la densità di portatori e il guadagno inizialmente aumentano ad un valore sopra i loro livelli di soglia e la densità dei fotoni cresce; dopodiché la ricombinazione stimolata cresce rapidamente, riducendo la

densità dei portatori e il guadagno e riportandoli nuovamente al valore della soglia. Questa relazione può essere spiegata considerando la definizione del coefficiente di guadagno ottico. La potenza ottica è proporzionale alla concentrazione di fotoni coerenti N_{ph} e alla sua energia $h\nu$. Il coefficiente di guadagno ottico può essere espresso come:

$$g = \frac{dP}{Pdx} = \frac{dN_{ph}}{N_{ph}dx} = \frac{dN_{ph}}{N_{ph}}\frac{n}{c\,dt} \tag{2.22}$$

Il tasso di variazione netta di concentrazione di fotoni coerenti $\frac{N_{ph}}{dt}$ può essere espresso come differenza tra il tasso di emissione stimolata e di assorbimento (si può trascurare l'emissione spontanea dato che in media non contribuisce alla concentrazione di fotoni che si spostano in una fissata direzione, poiché i fotoni emessi con tale processo hanno direzione casuale), ossia:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = N_2 B_{21}\rho(h\nu) - N_1 B_{12}\rho(h\nu) = (N_2 - N_1)B_{21}\rho(h\nu) \tag{2.23}$$

dato che $B_{12} = B_{21}$. Il guadagno ottico del mezzo rispetto alla frequenza $g(h\nu)$ può essere calcolato considerando che $\rho(h\nu)$ è la densità di energia per unità di frequenza. Per fotoni con energia $h\nu_0$ si ha:

$$\rho(h\nu_0) = \frac{N_{ph}h\nu_0}{\Delta v} \tag{2.24}$$

dove Δv è l'allargamento spettrale dei meccanismi di emissione e di assorbimento. Tale allargamento spettrale (che è la causa per il quale i laser non sono perfettamente monocromatici) può essere dovuto a:

- effetto Doppler, se gli atomi che emettono fotoni per emissione stimolata sono in movimento, ad esempio nel caso di laser a gas degli atomi che li emettono;
- collisione tra due atomi, che perdono quindi energia cinetica ed emettono conseguentemente fotoni con energia inferiore;
- natural damping, provocato dall'allargamento spettrale (ΔE) dovuto al principio di indeterminazione di Heisenberg ($\Delta E \Delta t = h/2\pi$) e causato dal tempo di vita dei portatori nella transizione da un livello energetico ad un altro.

A causa di tale allargamento spettrale $\Delta\nu$, il coefficiente di guadagno diventa funzione della frequenza e la curva di guadagno risultante prende il nome di *lineshape func-*

tion. Tale allargamento spettrale determina lo spettro caratteristico di emissione di un laser. In una cavità ottica, infatti, solo le lunghezze d'onda che interferiscono costruttivamente possono risonare, determinando quindi quali siano le linee spettrali ammesse all'interno della cavità. Queste vengono modulate dalla lineshape function del mezzo attivo, dando quindi origine allo spettro di emissione mostrato in Fig. 2.12. Osservando tale figura si capisce intuitivamente che, se la larghezza della lineshape function e la spaziatura $\Delta\lambda_m$ tra i modi sono tali che una sola riga spettrale ricada all'interno della curva di guadagno, il laser risulta essere monomodale.

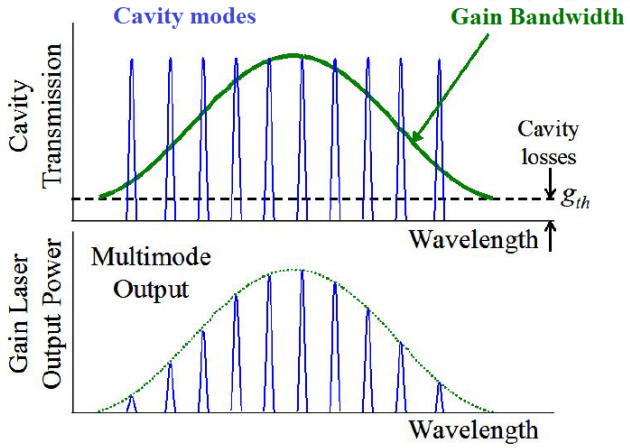


Figura 2.12: *Modi della cavità e spettro di emissione di un laser*

Il guadagno ottico del mezzo alla frequenza centrale ν_0 si può ottenere da:

$$g(\nu_0) = (N_2 - N_1)\frac{B_{21}nh\nu_0}{c\Delta\nu} \tag{2.25}$$

e da questa è possibile ricavare la soglia per l'inversione di popolazione:

$$(N_2 - N_1)_{th} = g_{th}\frac{c\Delta v}{B_{21}nh\nu_0} \tag{2.26}$$

Tale valore ci indica il livello di inversione di popolazione che è necessario raggiungere, mediante un meccanismo di pompaggio esterno, per raggiungere un guadagno unitario. Questa relazione mostra che, quando l'inversione di popolazione raggiunge la soglia, il suo valore non aumenta se il pompaggio aumenta, a differenza della potenza ottica che invece cresce (Fig. 2.13).

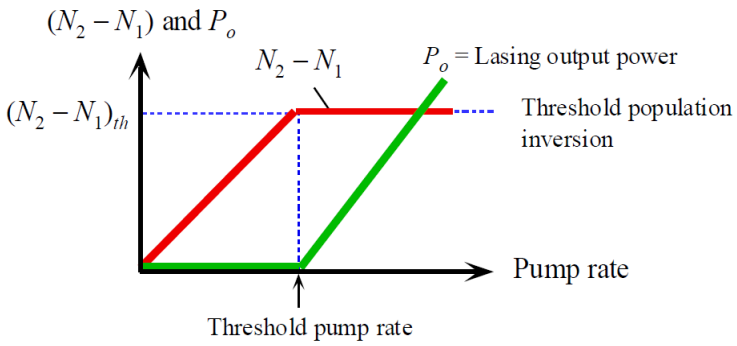


Figura 2.13: *Concentrazione di portatori iniettati e potenza ottica in funzione del pompaggio sopra e sotto la soglia*

2.5 Caratteristiche elettriche

2.5.1 Caratteristica Corrente-Tensione

L'elemento fondamentale per il funzionamento sia dei LED che dei laser è la giunzione pn. Per poter analizzare elettricamente la giunzione pn è necessario fare delle semplificazioni teoriche che porteranno ad uno studio approssimato ma realistico del dispositivo:

- la giunzione *brusca*, cioè la concentrazione di donori (N_D) e accettori (N_A) è costante nella regione di impianto e nulla al di fuori di essa, senza variazione graduale dei drogaggi;
- gli atomi donori N_D e accettori N_A impiantati vengono assunti come interamente ionizzati e pertanto si può considerare di avere una concentrazione di elettroni $n = N_D$ e di lacune $p = N_A$;
- i difetti e le impurità sono ininfluenti sui livelli di drogaggio.

Come conseguenza, i portatori di una regione drogata si diffonderanno nell'altra regione a causa del gradiente di concentrazione, incontrando portatori di segno opposto con cui ricombinarsi. Questo fenomeno svuota la regione di contatto di tutti i portatori e viene chiamata *regione di svuotamento* (o *regione di carica spaziale* RCS) e presenta una carica data dagli atomi ionizzati, che generano un potenziale:

$$V_D = \frac{k_B T}{q} ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \tag{2.27}$$

dove n_i^2 è la concentrazione intrinseca di portatori nel semiconduttore.
Quando viene applicata una tensione ai capi del dispositivo, essa cade quasi tutta sulla regione di svuotamento, modificando resistività e altezza di barriera. I portatori di carica percepiscono quindi una barriera più alta se la polarizzazione è inversa, rispetto alla polarizzazione nulla, e più bassa in caso di polarizzazione in diretta (Fig. 2.14).

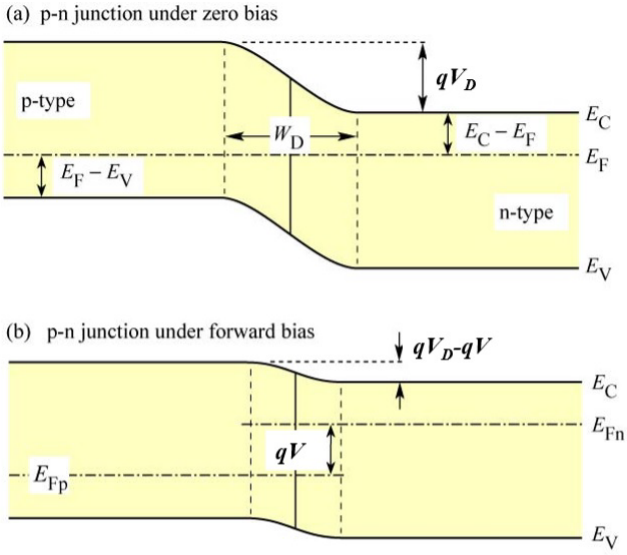


Figura 2.14: *Giunzione p-n con polarizzazione nulla (a) e in diretta (b).*

Il primo a studiare tale giunzione è stato Shockley, che ha ritrovato una caratteristica I-V nella quale si ha una fase di saturazione in inversa e una di crescita esponenziale in diretta. Il laser, che è un diodo a tutti gli effetti, presenta idealmente la caratteristica che vediamo in Fig. 2.15.

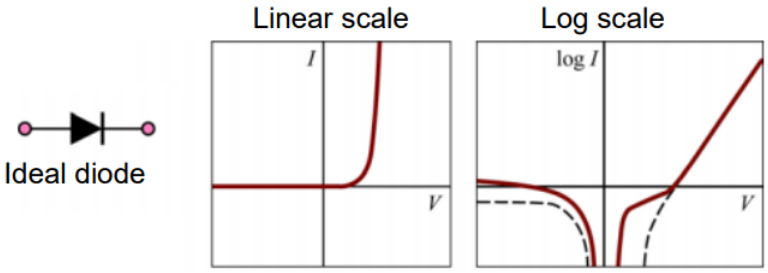


Figura 2.15: *Diodo ideale*

La caratteristica reale ovviamente differisce da quella ideale; queste differenze vengono rappresentate tramite due resistenze, una in parallelo e una in serie (Fig. 2.16).

La prima resistenza è in serie al diodo e rappresenta i contatti elettrici e la parte di semiconduttore non drogato. Il suo effetto sulla caratteristica è evidente ad alte ten-

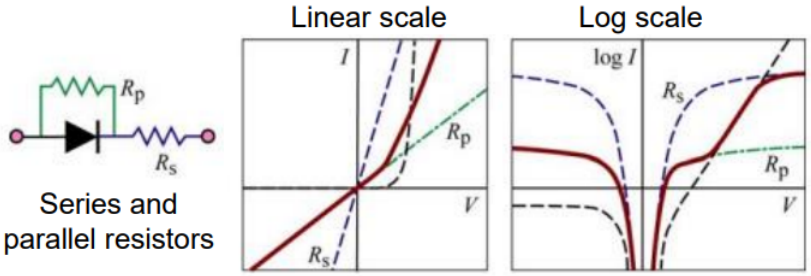


Figura 2.16: *Diodo reale*

sioni, quando la tensione sul diodo e quella sulla resistenza si sommano. La seconda resistenza è in parallelo al diodo e rappresenta deviazioni della corrente dal cammino previsto, dovute a difetti superficiali o eventuali danneggiamenti. Il suo effetto è evidente alle basse tensioni, quando questa resistenza viene attraversata da una corrente nettamente superiore rispetto al diodo e ciò si rispecchia con un andamento sempre resistivo ma con pendenza differente da quello ad alte tensioni.
La caratteristica elettrica del diodo laser segue l'equazione di Shockley:

$$I = I_s\left[exp\left(\frac{qV}{N_{ideal}k_BT}\right) - 1\right] \tag{2.28}$$

dove I_s è la corrente di saturazione in polarizzazione inversa, T la temperatura di giunzione e N_{ideal} il fattore di idealità. La corrente di saturazione in polarizzazione inversa I_s si ottiene come:

$$I_s = qA\left(\frac{n_i^2}{N_D}\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{n_i^2}{N_A}\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}\right) \tag{2.29}$$

dove A è l'area della sezione del diodo, D_p e D_n sono le costanti di diffusione di lacune ed elettroni, mentre τ_p e τ_n sono lifetime. Il fattore di idealità, invece, può essere espresso come:

$$N_{ideal} = \frac{q}{k_BT}\left(\frac{\partial ln(\sigma_D)}{\partial V}\right)^{-1} \tag{2.30}$$

da notare come un'omogiunzione pn ideale possiede fattore di idealità di 1, che può aumentare fino a 2 a causa di correnti di generazione/ricombinazione; una doppia eterogiunzione ha valori tipicamente superiori a 2-3. [45]

2.5.2 Caratteristica Capacità-Tensione

La caratteristica Capacità-Tensione del dispositivo fornisce importanti informazioni riguardo alla distribuzione della carica in prossimità della giunzione e l'estensione della RCS. La carica (per unità di area) nella RCS è dovuta a:

$$Q = qN_D x_n = qN_A x_p \tag{2.31}$$

Possiamo calcolare la capacità come:

$$C = \frac{dQ}{dV} = qN_D \frac{dx_n}{dV} = qN_A \frac{dx_p}{dV} \tag{2.32}$$

La carica genera un campo elettrico e una caduta della tensione di built-in ϕ_i, che funge da barriera per la diffusione dei portatori:

$$\phi_i = \frac{k_B T}{q} ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \tag{2.33}$$

La larghezza della regione di carica spaziale può essere espressa come la somma della regione di svuotamento nel lato n e p:

$$x_d = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q}(\phi_i - V)\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)} \tag{2.34}$$

con ϵ la permittività dielettrica del semiconduttore e V la tensione applicata alla giunzione.

Possiamo ora calcolare la capacità della giunzione attraverso l'equazione:

$$C(V) = \sqrt{\frac{q\epsilon}{2(\phi_i - V)\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)}} = \frac{\epsilon}{x_d} \tag{2.35}$$

Nel caso in cui una regione sia molto più drogata dell'altra, partendo dalla Eq.(2.35), è possibile esprimere il profilo di carica apparente; per esempio, se il lato p è molto più drogato del lato n ($N_A \gg N_D$) allora $x_p \ll x_n$ e la RCS tende a espandersi interamente nel lato n.

2.6 Caratteristiche ottiche

Come detto precedentemente, la condizione per iniziare ad emettere in modalità laser si raggiunge quando il guadagno ottico supera le perdite della cavità, ciò implica che la corrente del diodo superi la corrente di soglia I_{th}. Sotto questo valore, la luce dal dispositivo è incoerente e originata principalmente dall'emissione spontanea. Sopra la soglia la luce è principalmente composta da fotoni coerenti e il dispositivo emette in modalità laser. Fig. 2.17 mostra la potenza ottica in funzione della corrente del diodo.

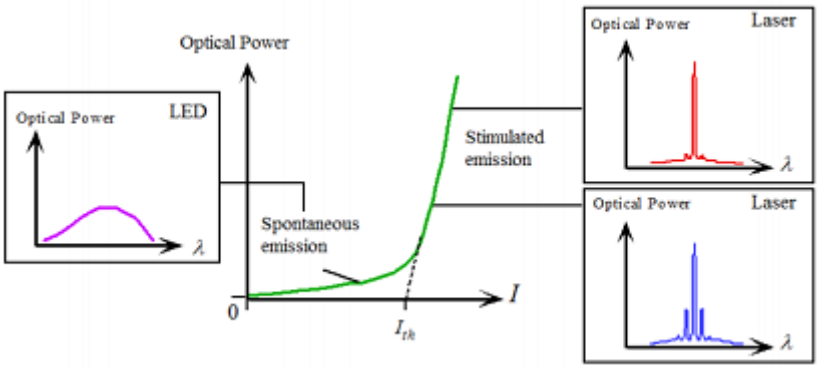


Figura 2.17: *Potenza ottica emessa in funzione della corrente di iniezione, sotto e sopra soglia*

La lunghezza d'onda di emissione dipende dall'energia del bandgap, dalla concentrazione di drogante, dalla temperatura di giunzione e dalla cavità. La larghezza spettrale di emissione, invece, dipende dal numero di modi longitudinali. Sopra la soglia, uno dei modi diventa prominente a discapito degli altri e tutta la corrente iniettata viene utilizzata da questo modo impedendo agli altri di soddisfare la condizione del guadagno di soglia.

Nella realtà, un diodo laser non ha una potenza ottica perfettamente lineare come in Fig. 2.17, ma presenta dei salti e delle variazioni di pendenza che prendono il nome di kink ottici (Fig. 2.18), che sono dovuti ad un cambiamento del modo di emissione.

La *slope efficiency* è un parametro molto importante per il laser e viene espresso come:

$$SE = \frac{dP}{dI} \tag{2.36}$$

per $I > I_{th}$. Maggiore è la slope efficiency e maggiore è l'efficienza di conversione tra potenza elettrica e potenza ottica.

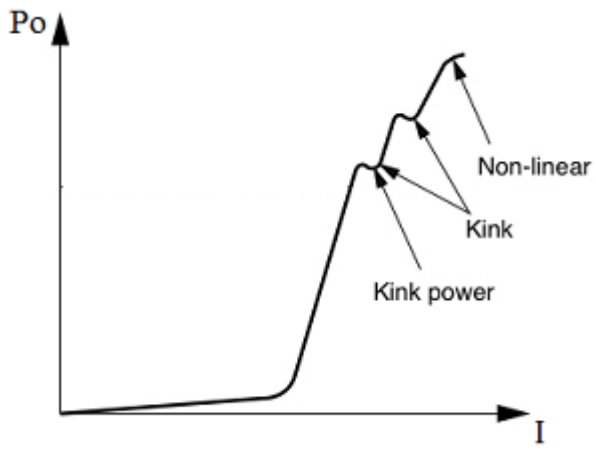


Figura 2.18: *Kink ottici presenti nella caratteristica L-I di un diodo laser reale*

2.7 Dipendenza dalla temperatura

La temperatura può impattare pesantemente la caratteristica della potenza ottica del laser in funzione della corrente (Fig. 2.19)

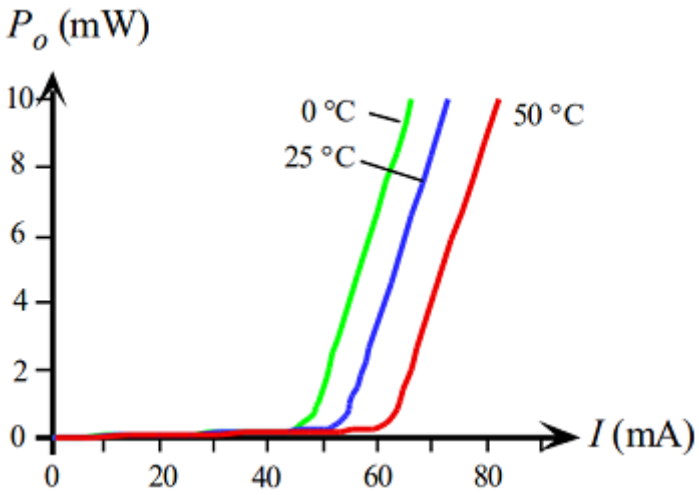


Figura 2.19: *Potenza ottica in funzione della corrente per tre diversi livelli di temperatura e spostamento della corrente di soglia al variare della temperatura*

La soglia del laser aumenta all'aumentare della temperatura e segue la legge esponenziale:

$$I_{th} = I_0 e^{T/T_0} \tag{2.37}$$

dove T_0 è la temperatura caratteristica del laser, che in genere è tanto maggiore quanto più è grande l'energy gap dei materiali utilizzati. Maggiore è il valore di T_0, minore è la dipendenza della corrente di soglia dalla temperatura. Ci sono vari fattori in un

laser che dipendono dalla temperatura. In particolare, all'aumentare della temperatura, aumentano i processi di ricombinazione non radiativa di tipo SRH, dovuti alla diminuzione del lifetime, e aumenta il leakage dei portatori in quanto questi, dotati di maggiore energia cinetica all'aumentare della temperatura, riescono più facilmente a superare le barriere di potenziale, sfuggendo dalla regione attiva e diminuendo quindi il numero di portatori disponibili per le ricombinazioni (*carrier escape* e *carrier overflow*). Dal momento che tutti questi fattori legati all'aumento di temperatura vanno ad incrementare le perdite, risulta necessaria una più elevata iniezione di portatori per il raggiungimento della soglia. Inoltre, l'aumento della temperatura porta ad un cambiamento del guadagno, che porta a sua volta ad una variazione dei modi dovuta alla variazione dell'indice di rifrazione e della dimensione della cavità.
L'aumento della temperatura comporta anche alla diminuzione del bandgap, che implica l'aumento della lunghezza d'onda di emissione e quindi uno spostamento verso il rosso (redshift), insieme ad una riduzione della potenza ottica a causa delle perdite trattate precedentemente (Fig. 2.20).

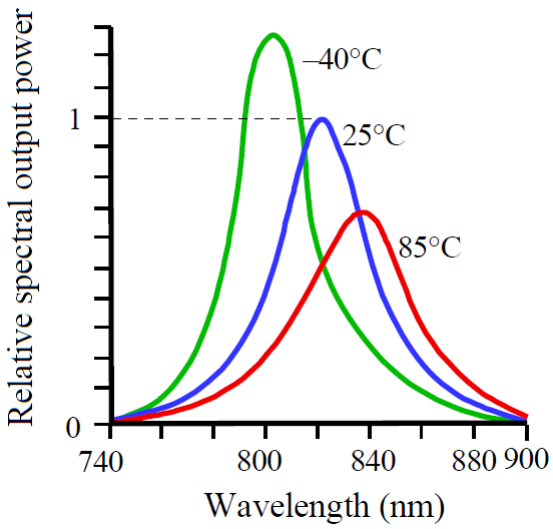


Figura 2.20: *Potenza ottica normalizzata a 25°C in funzione della lunghezza d'onda*

.

2.8 La cavità Fabry-Perot

Nella cavità più semplice, quella del laser di Fabry-Perot, la cavità e la giunzione sono completamente integrate, come si può vedere in Fig. 2.21.

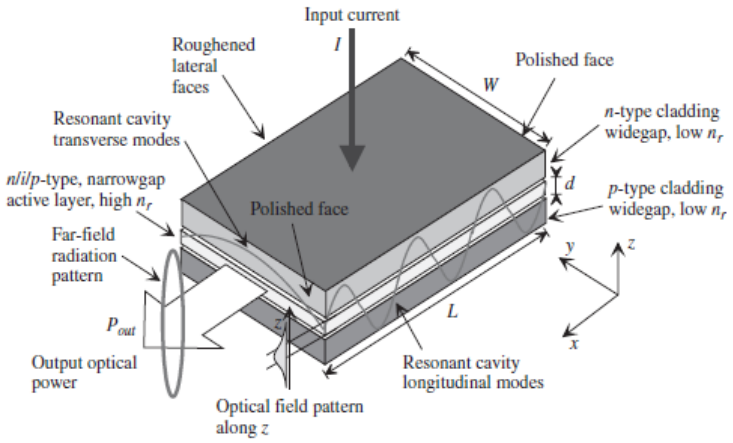


Figura 2.21: *Cavità Fabry-Perot*

La giunzione pn è implementata attraverso un'eterostruttura, nel quale la porzione centrale funge da active layer mentre i due layer laterali, con indice di rifrazione minore, contribuiscono al confinamento verticale del campo ottico. Il campo ottico può essere descritto come un insieme di onde guidate dalla porzione centrale, e riflesse avanti e indietro dalle due facce laterali.

Se una corrente con polarizzazione diretta viene immessa nella giunzione, i portatori che vengono iniettati si ricombinano. La doppia eterogiunzione consente, in direzione verticale, il confinamento dei portatori (dovuto alle buche quantiche nella banda di conduzione e valenza) e dei fotoni (dovuto all'indice di rifrazione). Il feedback della cavità consente emissione stimolata solo quando la densità di fotoni nella cavità è sufficientemente elevata.

La giunzione consente due meccanismi di ricombinazione radiativa: spontanea e stimolata. A basse correnti la densità di portatori nella giunzione è bassa e così anche la densità di fotoni nella cavità. In questa regione l'emissione spontanea domina rispetto a quella stimolata e il laser funziona come un LED. Aumentando la densità di corrente, la densità di fotoni nella cavità consente l'aumento dei modi. Corrispondentemente, il lifetime stimolato (inversamente proporzionale alla densità di modi di fotoni nella cavità) diminuisce, diventando più piccolo del lifetime spontaneo. Sopra la soglia (cioè all'autosostenimento dell'oscillazione, ossia quando i fotoni persi in un ciclo vengono sostituiti dai fotoni generati dall'emissione stimolata) lo spettro del laser si restringe. Una piccola parte dei portatori si ricombina ancora spontaneamente, emettendo fotoni incoerenti che provocano rumore nella fase e nella larghezza del fascio di luce. Oltre

alla soglia, il numero di portatori iniettati (proporzionali alla corrente di giunzione) è approssimativamente uguale al numero di fotoni generati all'interno della cavità. In regime permanente, la densità di fotoni N resta costante perché i fotoni generati si perdono con una velocità N/τ_{ph}, dove τ_{ph} (lifetime del fotone) è il tempo di vita medio di un fotone prima che lasci la cavità attraverso lo specchio. A densità di corrente di ingresso molto elevate l'efficienza radiativa del laser diminuisce a causa di processi di ricombinazione non radiativa (Auger) o di autoriscaldamento, comportanto la saturazione della potenza di uscita. Il numero totale di fotoni generati è proporzionale alla corrente di ingresso sia in regime di funzionamento LED che di laser. Il laser ha larghezza del fascio di circa $2-3nm$, almeno un ordine di grandezza minore di quella del LED.

2.9 Da sotto a sopra soglia

Nella cavità di Fabry-Perot la corrente I viene iniettata in polarizzazione diretta e corrisponde ad una densità di corrente di $J = I/A$ dove A è l'area della giunzione. Elettroni e lacune crescono nella regione attiva con densità $n \approx p$ e, sopra ad un certo intervallo di energia, danno origine ad un guadagno positivo. Allo stesso tempo avvengono perdite di fotoni dovuti ad assorbimento nello strato che avvolge la regione attiva (α_{loss}) e a causa dello specchio (α_m).
La condizione di soglia del laser di Fabry-Perot può essere trovata considerando che alla soglia le oscillazioni laser si autosostengono. Questo significa che:

- l'onda ottica ritorna alla fase iniziale dopo la riflessione nella cavità;
- l'onda ottica ritorna all' ampiezza iniziale dopo la riflessione nella cavità e ciò significa che guadagno e perdite sono uguali.

Supponiamo che la densità di corrente sia molto minore della densità di soglia richiesta per operare da laser, cioè $J \ll J_{th}$; anche la concentrazione di elettroni (e lacune) nella regione attiva sarà inferiore al valore di soglia $n \ll n_{th}$, e il guadagno sarà minore delle perdite totali ($\alpha_{loss} + \alpha_m$). In queste condizioni il laser funziona come un LED con un largo spettro di emissione dominato dall'emissione spontanea.
L'aumento della densità di corrente provoca l'aumento della densità di elettroni e quindi del guadagno. Quando il guadagno compensa le perdite totali, i fotoni appartenenti ai

modi della cavità vicini al massimo guadagno subiscono un feedback positivo dalle emissioni stimolate. Il lifetime corrispondente a questa emissione diminuisce e così sempre più coppie $e - h$ si ricombinano con emissione stimolata.
Alla corrente di soglia, perdite e guadagno sono uguali e lo spettro di emissione è stretto. Sopra la soglia un aumento della corrente non comporta un aumento della densità di elettroni sopra n_{th}. Questo succede perché l'aumento della densità di potenza ottica riduce il lifetime dei portatori stimolati. Alcuni modi emettono con emissione stimolata sottraendo fotoni ad altri modi e alla ricombinazione spontanea. In Fig. 2.22 si può vedere il comportamento dello spettro di emissione rispetto al variare della corrente di soglia.

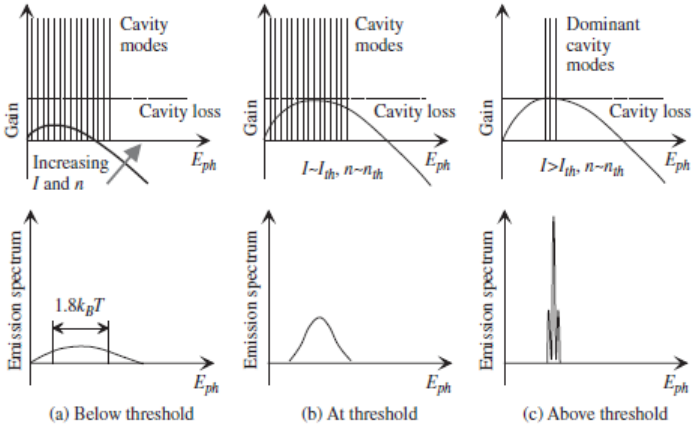


Figura 2.22: *Guadagno e spettro di emissione da sotto a sopra soglia*

Come già menzionato, sotto la soglia l'emissione del laser è simile a quella del LED con larghezza dello spettro intorno ai $60nm$. Alla condizione di soglia la larghezza è sui $20nm$. Sopra la soglia invece inizia il funzionamento da laser e lo spettro si restringe fino a $1nm$.

2.10 L'evoluzione del laser

L'evoluzione nel tempo della regione attiva del laser è brevemente riassunta in Fig. 2.23. Inizialmente il laser sfruttava l'omogiunzione, fornendo solo un piccolo confinamento dei portatori e una bassa variazione dell'indice di rifrazione. Il basso confinamento di portatori e fotoni richiedeva corrente di soglia estremamente alta e ciò portava a un tempo di vita medio del laser molto breve, anche a basse temperature.
Un passo fondamentale per lo sviluppo del laser si è ottenuto con l'introduzione del-

l'eterogiunzione che fornisce un forte confinamento dei portatori e dei fotoni grazie al diverso indice di rifrazione tra i materiali. Per diminuire la corrente di soglia, mantenendo costante la densità di carica di soglia, lo spessore della regione attiva è stato progressivamente diminuito.
Sotto un certo spessore (centinaia di nanometri) la regione attiva diventa una quantum well (QW) con un cambiamento nella struttura a bande e nelle proprietà ottiche, ma anche un peggioramento del confinamento ottico. Per migliorare il confinamento ottico, la QW è stata inserita in una doppia eterogiunzione, realizzata con un materiale con gap intermedio tra la regione attiva e il rivestimento. Questo forniva confinamento ai portatori e al campo ottico. L'evoluzione della regione attiva del laser ha portato un miglioramento del confinamento verticale di elettroni, lacune e fotoni. Un ulteriore vantaggio dell'approccio con QW è la riduzione del rate di Auger.

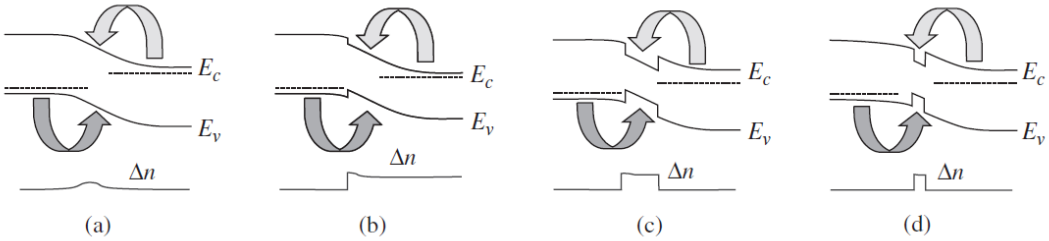


Figura 2.23: *Evoluzione del design della regione attiva: omogiunzione (a), eterogiunzione singola (b), eterogiunzione doppia (c) e quantum well (d)*

Una delle problematiche di questa struttura, è la presenza di modi trasversali a quelli voluti tra i due specchi. La soppressione parziale di questi è stata inizialmente raggiunta attraverso l'iniezione di corrente solo in una striscia; ciò produce una riduzione della dimensione della cavità laterale a causa dell'effetto *gain guiding*.
L'effetto gain guiding è stato successivamente sostituito con la struttura più efficiente *index-guided*, con un solo modo trasversale.

2.10.1 Laser Fabry-Perot gain-guided

Un primo passo per migliorare la cavità di Fabry-Perot è confinare la corrente iniettata in una ridotta area, tramite un contatto superficiale a microstriscia (come si può vedere in Fig. 2.24).

Con questa configurazione, la regione sotto il contatto ohmico ha concentrazione di elettroni più elevata rispetto al resto del dispositivo. Dato che la densità di corren-

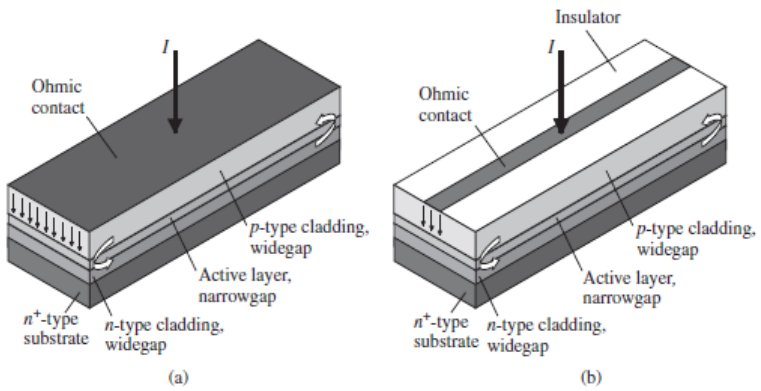


Figura 2.24: *Laser con cavità di Fabry-Perot (a) e laser con corrente confinata nella striscia gain-guided (b)*

te si espande lateralmente, il confine tra la regione con gain e senza non è netto. La giunzione funziona da laser solo nella regione centrale, ma nessun confinamento laterale è presente per il campo ottico o ai portatori. I vantaggi di questa struttura sono la corrente di soglia inferiore, grazie alla densità di corrente maggiore, e la facilità di accoppiamento con le fibre ottiche.

2.10.2 Laser Fabry-Perot index-guided

Ulteriori miglioramenti alla struttura del laser sono stati introdotti grazie a:

- il confinamento laterale dei fotoni attraverso un indice di rifrazione a gradino;
- il confinamento dei portatori attraverso un interfaccia isolante;
- l'utilizzo di una buca di potenziale associata all'eterogiunzione.

In strutture index-guided la regione attiva è limitata da barriere che confinano portatori e fotoni, create attraverso passivazione o crescita epitassiale. Tali strati possiedono un indice di rifrazione molto basso, in modo da sfruttare la riflessione totale per confinare i fotoni in zona attiva; ciò determina un aumento dell'efficienza globale e, in particolare, del tasso di emissione stimolata. In questa struttura, la concentrazione di portatori e la densità di fotoni, si possono considerare uniformi nella direzione laterale. Lo svantaggio è avere una situazione critica nella regione attiva, causata dai mismatch reticolari. In Fig. 2.25 è possibile vedere un buried laser (laser sepolto).

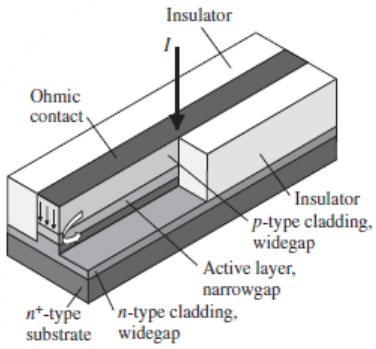


Figura 2.25: *Buried laser index-guided*

2.11 Distributed-feedback (DFB e DBR) laser

Gli specchi sono una componente fondamentale nella struttura del diodo laser e possono essere impiegati per selezionare i modi della cavità. Il laser a singolo modo è ottenuto con l'aiuto di un reticolo di diffrazione (Fig. 2.26) a specchio che sostituisce lo specchio nella cavità.

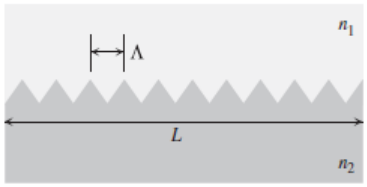


Figura 2.26: *Reticolo di diffrazione*

Il vantaggio del reticolo è che, a differenza dello specchio, il coefficiente di riflessione è fortemente dipendente dalla frequenza. Il reticolo di diffrazione può essere creato all'interno (DFB, distributed-feedback) o all'esterno (DBR, Distributed Bragg Reflector) della regione attiva del laser attraverso un processo di etching utilizzando un processo litografico per creare un'ondulazione periodica. Nel DBR ogni piega del riflettore riflette parzialmente l'onda proveniente dalla zona attiva, e la sovrapposizione di queste onde parziali da vita all'onda riflessa. L'onda riflessa deve però avere come lunghezza d'onda un multiplo interno della differenza di cammino ottico e quindi rispecchiare la condizione:

$$\lambda_B = \frac{2\Lambda n}{m} \tag{2.38}$$

con n indice di rifrazione, m ordine di rifrazione, λ_B lunghezza d'onda di Bragg e Λ

differenza di cammino ottico. Uno specchio esterno comporta complessità addizionali, ma le proprietà riflessive sono immuni da cambiamenti nella corrente di polarizzazione del laser.

Invece, nel cammino ottico del DFB variano sia il guadagno ottico che l'indice di rifrazione. In questo caso si hanno perciò onde riflesse dal materiale corrugato che vengono amplificate e possiedono una valore di fase diverso da quello dell'onda originaria; per garantire un'interferenza costruttiva esse devono rispettare la condizione:

$$\lambda_{osc} = \lambda_B \pm \frac{1}{2n\Lambda}\lambda_B^2(m+1)$$

dove λ_{osc} è la lunghezza d'onda della radiazione che oscilla in cavità, n è l'indice di rifrazione del materiale delle pieghe e Λ è la lunghezza della regione con le pieghe. La transizione da laser FP a DFB e DBR comporta inolte un miglioramento della stabilità termica della lunghezza d'onda emessa. In conclusione, mentre nel laser FP le perdite dello specchio sono le stesse per tutti i modi (Fig. $2.27a$), nel laser DFB i modi laterali hanno una maggiore perdita nello specchio e perciò non vengono emessi dal laser (Fig. $2.27b$).

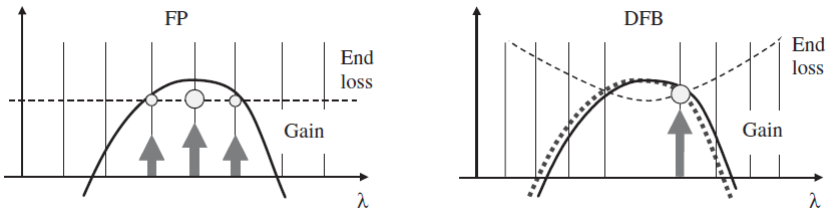


Figura 2.27: *Spettro laser FP con perdite costanti (a) e spettro laser DFB con perdite laterali superiori (b)*

2.12 Laser con cavità verticale (VCSEL)

La struttura del laser discussa finora prevedeva l'emissione della luce nel piano della giunzione, ma, in queste condizioni, a causa dell'emissione non circolare, l'accoppiamento del laser con una fibra ottica è critico.

Nei laser a emissione verticale (Fig. 2.28), la radiazione viene emessa dalla base, con i fotoni che viaggiano perpendicolarmente alla regione attiva, che comportano un migliore accoppiamento con la fibra grazie all'area di emissione circolare.

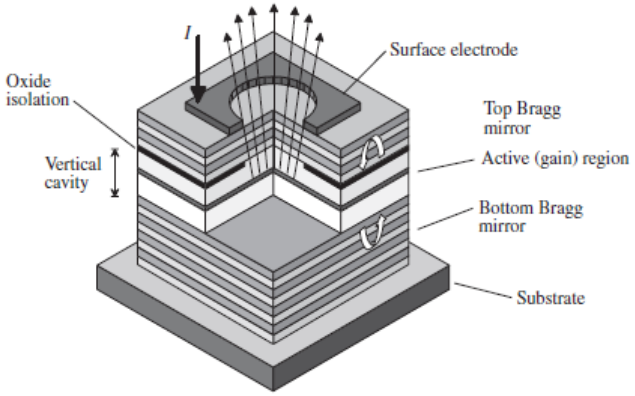


Figura 2.28: *Specchio e struttura della cavità di un VCSEL*

L'emissione verticale richiede che gli specchi siano paralleli al piano della giunzione e ciò può essere ottenuto seguendo l'approccio DBR. La cavità risultante e le proprietà degli specchi sono però più critiche di un laser tradizionale. Invece di uno strato corrugato come nei laser tradizionali, i riflettori sono formati da una serie di strati (20-40) con indice di rifrazione alternativamente alto e basso. I VCSEL (Vertical Cavity Surface-Emitting Laser) hanno una cavità corta che richiede un grande guadagno e perdite negli specchi molto piccole. In Fig. 2.29 è possibile vedere una comparazione tra l'emissione di un laser con cavità FP e un VCSEL.

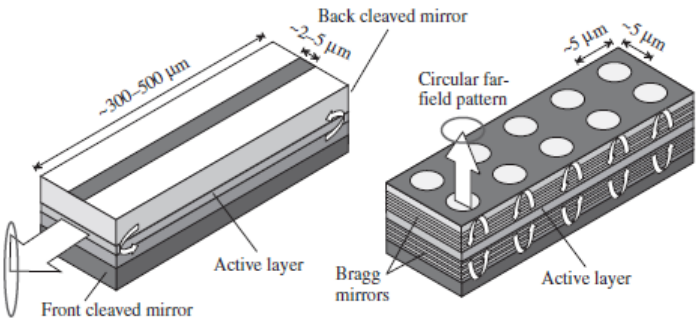


Figura 2.29: *Layout di una cavità di Fabry–Perot con emissione laterale (a) e di un array VCSEL (b)*

2.13 Larghezza del fascio di emissione e modulazione del laser

Come è noto, l'emissione stimolata genera fotoni in fase con i fotoni incidenti, mentre l'emissione spontanea crea fotoni con fase random. Nel campo delle telecomunicazioni per esempio, la dispersione della fibra limita il prodotto lunghezza-larghezza di banda del collegamento. La larghezza di banda del segnale è solitamente dominata dalla larghezza del fascio della sorgente. Per una connessione LAN, la larghezza del fascio di

$2-3nm$ tipica del laser FP è adeguata, e qualche volta è sufficiente anche la larghezza di $30-50nm$ di un LED. Per collegamenti più lunghi (fino a $100km$) il laser FP non può essere utilizzato ma sono necessarie larghezze di $0.1-0.2nm$ che si possono ottenere con laser DFB (distributed-feedback).
Un flusso di dati digitali può essere trasmesso attraverso una fibra con la commutazione della sorgente on (per l'uno) e off (per lo zero), cioè attraverso la modulazione diretta del laser. La commutazione on-off del laser può essere effettuata in due modi:

- sia lo zero che l'uno sopra la soglia;
- uno sopra soglia, zero sotto.

La seconda alternativa è però inefficiente perché il tempo di commutazione da off a on dipende inizialmente dal lifetime spontaneo, molto più lento di quello stimolato.
Considerando un segnale esponenziale:

$$V(t) = V_0\Big(1 - e^{-t/\tau}\Big) \tag{2.39}$$

La costante di tempo può essere calcolata da:

$$t = -\tau ln\Big(1 - \frac{V(t)}{V_0}\Big) \tag{2.40}$$

Possiamo ora calcolare il tempo di salita ($t_r = t_2 - t_1$):

$$\frac{V(t_1)}{V_0} = 0.1 \tag{2.41}$$

$$\frac{V(t_2)}{V_0} = 0.9 \tag{2.42}$$

dove

$$t_1 = -\tau ln(1-0.1) = -\tau ln(0.9) = -\tau ln\Big(\frac{9}{10}\Big) = \tau ln\Big(\frac{10}{9}\Big) = \tau(ln10 - ln9) \tag{2.43}$$

e alla stessa maniera:

$$t_2 = \tau ln10 \tag{2.44}$$

Troviamo come risultato:

$$t_r = t_2 - t_1 = \tau ln9 \simeq \tau 2.197 = \frac{2.197}{2\pi f_H} \simeq \frac{0.35}{BW} \tag{2.45}$$

Quindi per un LED con rise time di $2 - 50ns$ si ha larghezza di banda minore di $0.35/2ns = 175MHz$. Invece per un laser con rise time di $0.1 - 1ns$ si ha larghezza di banda minore di $0.35/0.1ns = 3.5GHz$.

CAPITOLO 3

Dispositivi analizzati e misure effettuate

In questo capitolo si descriveranno i campioni che sono stati analizzati in questa tesi e successivamente le misure effettuate su di essi, con il relativo setup.

3.1 Struttura del laser

La struttura più semplice di un diodo laser è formata da un'eterostruttura di tre strati, cresciuti uno sull'altro. A partire dal substrato, viene cresciuto un primo strato spesso, solitamente drogato tipo n; sopra di esso, un altro strato molto più sottile e non drogato; per ultimo viene cresciuto un ennesimo strato, più spesso, stavolta drogato tipo p. Lo strato n funge da sorgente di elettroni, lo strato p da sorgente di lacune e lo strato intrinseco i, con bandgap inferiore, intrappola i portatori nella zona attiva per poter garantire un'elevata densità di carica e favorire la ricombinazione. I contatti elettrici sono posti alle estremità degli strati drogati, in modo che nello strato sottile non drogato, la zona attiva, i portatori di carica siano iniettati tramite un semplice campo elettrico esterno. Se lo spessore di questo strato intermedio è sufficientemente ridotto, nell'ordine dei

nanometri, si verifica la quantizzazione degli stati permessi al suo interno, definendo tale zona *quantum well* (buca quantica). Se vi sono più strati di questo tipo, uno accanto all'altro, separati da strati altrettanto sottili a bandagap maggiore, allora si parla di struttura a buche quantiche multiple (Multiple Quantum Well, MQW). Per facilitare la ricombinazione radiativa nella zona attiva, si può far uso di uno strato particolare, l'Electron Blocking Layer (EBL), che, grazie all'elevato bandgap, blocca gli elettroni che tendono a fuoriuscire dalla regione attiva per dirigersi verso la zona p.
Un'altra versione tipica è quella riportata in Fig. 3.1 [46].

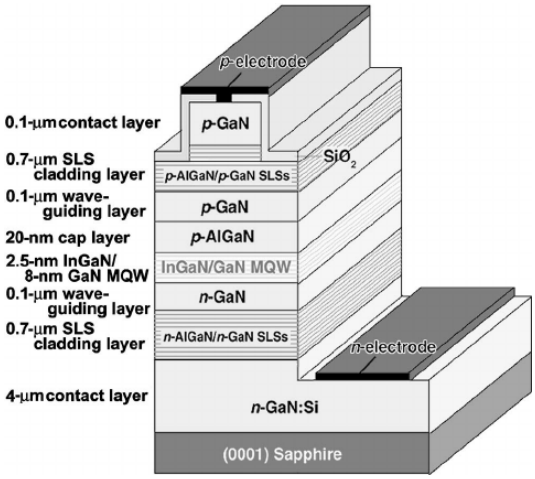


Figura 3.1: *Struttura del diodo laser*

In questa struttura, uno strato di Nitruro di Gallio drogato n con Silicio viene cresciuto sopra al substrato di Zaffiro e il contatto dell'elettrodo viene posto sul semiconduttore. Sopra al Nitruro di Gallio, si trova uno strato di n-AlGaN/n-GaN superlattice, composto da una serie di strati in sequenza di AlGaN e GaN drogati tipo n (utile a ridurre il numero di dislocazioni e difetti nella zona attiva, al miglioramento delle caratteristiche elettriche e al confinamento ottico). Viene poi cresciuto uno strato di n-GaN. Successivamente vi sono le buche quantiche multiple InGaN/GaN, da cui usciranno i fotoni, seguite da uno strato EBL composto dal AlGaN drogato p. Infine, vi sono due strati di GaN drogato p, separati da un altro strato superlattice come il precedente ma stavolta drogato p, e un ultimo uno strato di Ossido di Silicio (SiO_2), seguito dall'altro contatto utile a formare l'elettrodo.
Degli strati sottili con indice di rifrazione basso, per sfruttare la riflessione totale, sono posti lateralmente in modo da ottenere il confinamento ottico per l'emissione stimolata. Solitamente, si cerca di confinare la corrente in una zona attiva molto stretta (chiamata

ridge), in modo da facilitare il raggiungimento dell'inversione di popolazione e ridurre il flusso di portatori nelle interfacce (molto più difettose), per ridurre l'effetto della ricombinazione non radiativa.

3.2 Campioni in esame

In questa tesi si è voluto analizzare il degrado del diodo laser *PL TB450B PRELIMINARY* di OSRAM, che è un laser blu ($\lambda = 450nm$) con potenza di $1.6W$ in package TO56.

Le principali caratteristiche del laser sono riportate in Tab. 3.1.

Parametro	Simbolo	Valore
Lunghezza d'onda di emissione	λ_{peak}	450 nm
Corrente di soglia	I_{th}	0.2 A
Potenza ottica ($I_F = 1.2A$)	P_{OP}	1.6 W
Corrente di funzionamento ($P_{OP} = 1.6W$)	I_F	1.2 A
Tensione di funzionamento ($P_{OP} = 1.6W$)	V_F	4.8 V
Divergenza del fascio (FWHM)	$\Theta_{\|\|}$	7°
Divergenza del fascio (FWHM)	$\Theta_{\perp}$	23°
Rapporto di polarizzazione	PR	100:1 TE:TM
Resistenza termica	R_{th}	$15K/W$

Tabella 3.1: *Caratteristiche Laser*

Inoltre, in Fig. 3.2 è possibile vedere i pin di connessione del laser.

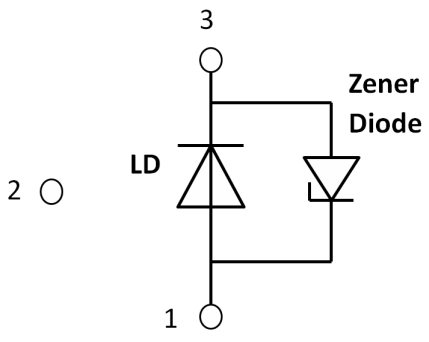


Figura 3.2: *Pin di connessione del Laser*

I campioni sono stati sempre maneggiati con un braccialetto antistatico (di massa), al fine di prevenire scariche elettrostatiche, che potevano danneggiare in maniera permanente il dispositivo, rendendone inutile l'analisi del degrado. Prima di iniziare i test di degrado, i campioni sono stati sottoposti ad una caratterizzazione iniziale elettrica e ottica a diverse temperature.

3.3 Caratterizzazione elettrica

Per analizzare il comportamento elettrico dei dispositivi in esame, è stata ricavata la caratteristica corrente-tensione (I-V) a diverse temperature. Per effettuare la caratterizzazione elettrica tramite la misura I-V, si è utilizzato lo strumento Source Meter Keithley 2612, che è dotato di due canali distinti. Il componente principale di questo strumento è il Source/Measure Unit (SMU): esso è un modulo di misura che contemporaneamente fornisce la tensione e misura la corrente (o viceversa). La misura di tensione vs. corrente è stata condotta utilizzando la configurazione a 4 terminali. Questo tipo di setup, mirato a minimizzare l'errore introdotto dalla resistenza serie dei terminali, prevede che l'alimentazione (e la misura della corrente) del dispositivo, e la misura ad alta impedenza della tensione ai suoi capi vengano effettuate da circuiti separati, detti rispettivamente di forcing e di sensing (Fig.3.3).

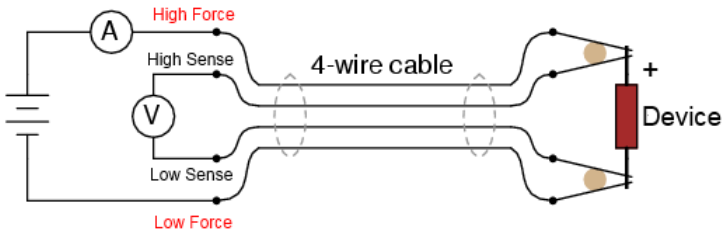


Figura 3.3: *Misura I-V a quattro terminali*

Per eseguire le misure alle diverse temperature, i campioni sono fissati ad una cella di Peltier. La cella è un dispositivo termoelettrico costituito da più giunzioni ad effetto Peltier in serie, in cui una delle due superfici assorbe il calore mentre l'altra lo emette. La direzione in cui il calore viene trasferito dipende dal verso della corrente continua applicata ai capi della piastrina stessa. La cella viene controllata dallo strumento ITC 4005, un controllore di temperatura. Source meter e controllore di temperatura sono controllati dal software LabVIEW. I risultati trovati possono essere monitorati ed elaborati attraverso PC grazie all'uso del sistema di comunicazione IEEE-488, noto anche come GPIB (General Purpose Interface Bus), che realizza un'interfaccia tra PC e strumenti di misura. I dati sono poi elaborati utilizzando il software OriginPro.

3.4 Caratterizzazione ottica

Per analizzare il comportamento ottico dei dispositivi, è stata ricavata la caratteristica L-I e la misura dello spettro di emissione a diverse temperature. Per effettuare la caratterizzazione ottica tramite la misura L-I si è utilizzato il Source Meter Keithley 2612 per controllare la corrente, lo strumento ITC 4005 come controllore di temperatura e una sfera integratrice, collegata al dispositivo ThorLabs PM100, per misurare la potenza ottica.
La sfera integratrice (o sfera di Ulbricht) è l'apparato universalmente utilizzato per la misura del flusso radiante totale di una sorgente luminosa; è formata da una sfera cava con superficie interna perfettamente diffondente che consente la riflessione totale della luce, che può entrare attraverso una piccola fessura. Le misure vengono effettuate attraverso un fotorivelatore fissato dietro una piccolissima fessura presente sulla superficie della sfera; il rivelatore è schermato con una superficie diffondente al fine di evitare che i raggi luminosi oggetto di misurazione possano incidere direttamente su di essa.
Per la misura dello spettro di emissione invece è stato usato lo strumento OSA (Optical Spectrum Analyzer) AQ-6315A. L'analizzatore di spettro è uno strumento che permette di misurare lo spettro della radiazione elettromagnetica, ovvero le proprietà della luce in funzione della sua lunghezza d'onda. Il dispositivo utilizzato può operare in un range di emissione tra i $350nm$ e i $1750nm$. Tutti gli strumenti sono controllati da LabVIEW, tramite un PC.
In Fig. 3.4 è possibile vedere il setup di misura utilizzato per la caratterizzazione iniziale e per lo stress elettrico e ottico.

3.5 DLTS

La Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) è una tecnica utilizzata per rilevare le impurità (trappole) nei semiconduttori e si basa sull'analisi dei transienti di capacità, ad alta frequenza e al variare della temperatura. Questa produce uno spettro di DLTS, dovuto alle trappole nel cristallo, costituito da picchi positivi e negativi, in funzione della temperatura. Il segno del picco indica se la trappola è una trappola per portatori minoritari (positivo) o maggioritari (negativo), mentre l'altezza del picco è proporzionale alla concentrazione degli stati trappola. Inoltre, la posizione del picco, in relazione

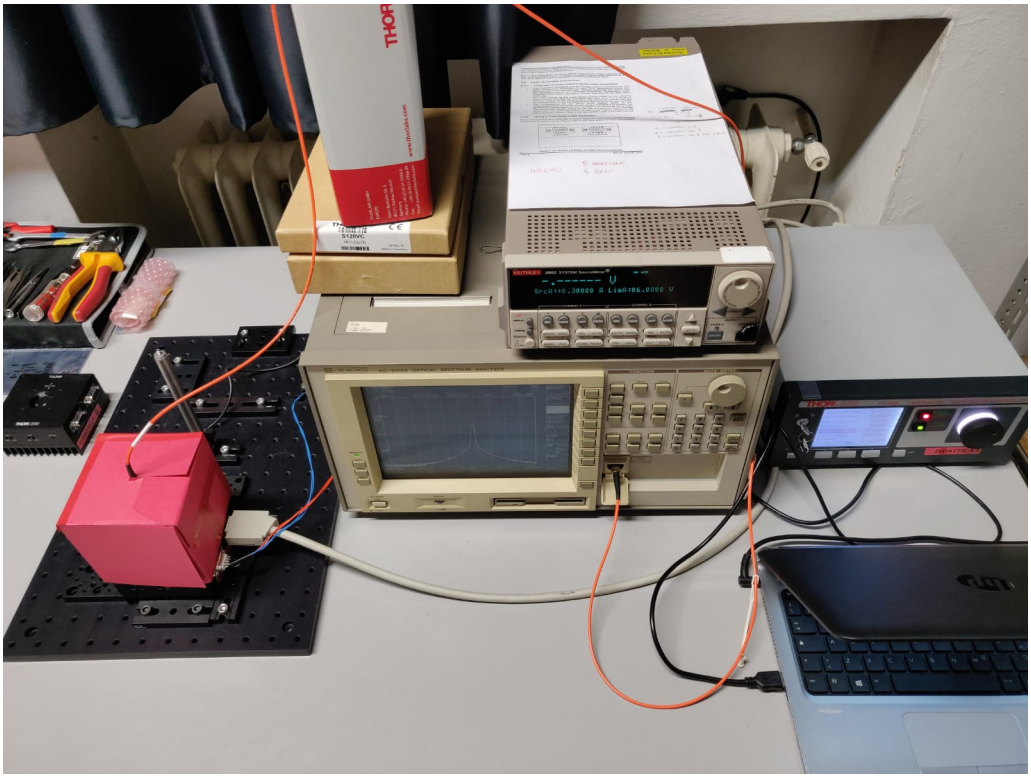


Figura 3.4: *Setup di misura per la caratterizzazione iniziale elettrica e ottica.*

alla temperatura, determina unicamente le proprietà di emissione termica di questi stati. La tecnica dello studio dei transienti di capacità è utilizzata per ottenere informazioni circa il livello di impurità della regione svuotata di una giunzione p-n, osservando il transiente di capacità che riporta l'occupazione dei livelli trappola, da una condizione iniziale di non equilibrio, all'equilibrio. Misurando la costante di tempo di questo transiente, in funzione della temperatura, è possibile ottenere l'energia di attivazione del livello profondo. Per eseguire una misura di DLTS, si utilizzeranno diversi impulsi di tensione applicati al campione [29]. La misura del transiente capacitivo si caratterizza dai seguenti step:

- La giunzione viene polarizzata ad un determinato valore di tensione scelto in base alla regione che si vuole studiare (V_{meas});
- Si applica un impulso di tensione di ampiezza (V_{fill}) e durata tale da riempire/-svuotare tutte le trappole;
- Si osserva il transiente di capacità dovuto allo svuotamento/riempimento degli stati trappola.

Questa misura è ripetuta a diverse temperature prestabilite, nel quale il transiente capacitivo varierà poiché dipendente dalla temperatura. A questo punto si scelgono delle rate window di diversa larghezza, nelle quali si misura la differenza di capacità ΔC che si manifesta in questo periodo di tempo. Questo ΔC viene poi riportato in funzione della temperatura, ottenendo un grafico simile a quello in Fig. 3.5.

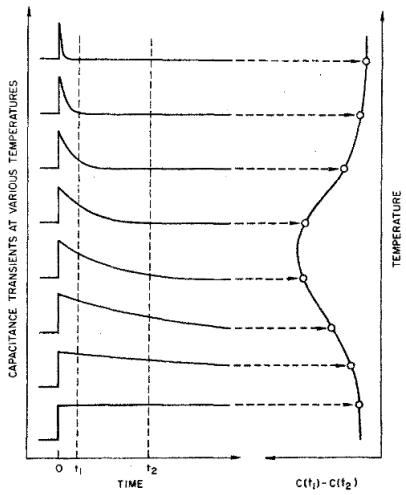


Figura 3.5: *Transienti di capacità al variare della temperatura con il corrispondente segnale di DLTS*

In questo grafico si ha un massimo quando τ, l'inverso del tasso di emissione associato al transiente capacitivo, è uguale alla rate window. Un tipico spettro di DLTS con 5 rate window è riportato in Fig. 3.6.

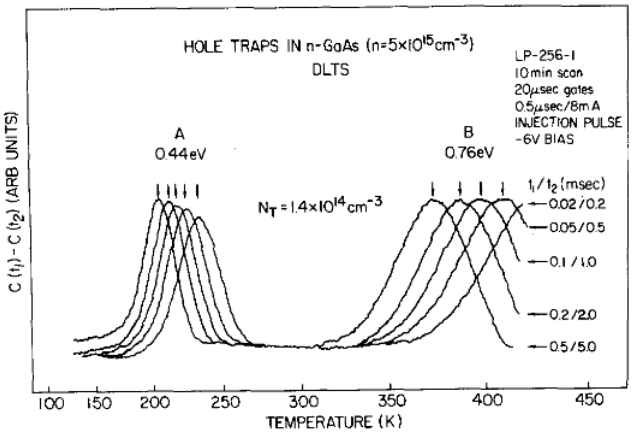


Figura 3.6: *Tipico spettro di DLTS*

Da questo spettro è possibile ricavare il grafico di Arrhenius e dal quale è possibile estrapolare due importanti parametri associati al difetto analizzato: energia di attivazione e sezione di cattura. Infatti, considerando la temperatura alla quale si ha il picco

delle relative finestre, calcolando il tasso di emissione di ciascuna finestra, e graficando $ln(\tau T^2)$ in funzione di q/kT, si ottiene una serie di punti che sono interpolati da una retta. Il coefficiente angolare di questa retta risulta essere la distanza del difetto dalla rispettiva banda dei portatori, mentre dall'intercetta di questa retta è possibile ricavare la sezione di cattura.

Per eseguire queste misure, si inserisce il campione nel criostato, al fine di raggiungere temperature criogeniche nell'ordine dei 120K; il setup di misura utilizzato è costituito da un capacitance meter e da controllore di temperatura per il criostato (Fig. 3.7). Le misure sono state effettuate in un range di temperatura compreso tra i 120K e i 350K.

Figura 3.7: *Setup utilizzato per le misure di DLTS*

CAPITOLO 4

Stress a corrente costante

Basandosi su dati precedentemente ottenuti su questi dispositivi (non riportati in questa tesi), si è deciso di effettuare un test sul degrado, mediante uno stress a corrente costante di $1.5A$ alla temperatura di 45°C. Per conoscere le caratteristiche del laser, prima dello stress è stata eseguita una caratterizzazione iniziale.
Nel capitolo verrà presentata prima la caratterizzazione iniziale e in seguito verranno mostrati i risultati ottenuti grazie allo stress.

4.1 Caratterizzazione iniziale

4.1.1 Caratteristica I-V

La caratteristica I-V si ricava imponendo una tensione al dispositivo e misurandone la corrente corrispondente. In polarizzazione diretta, i parametri scelti sono i seguenti: tensione iniziale $V_{start} = 0V$, tensione finale $V_{stop} = 6V$, con uno step di $V_{step} = 50mV$, compliance $I = 1A$. In polarizzazione inversa, i parametri sono: $V_{start} = 0V$, $V_{stop} = -2V$, $V_{step} = 50mV$, compliace $I = 1\mu A$. La temperatura è stata fatta variare

tra 15°C e 75°C, con uno step di 10°C.

In Fig. 4.1 è riportata la caratteristica I-V del laser a diverse temperature in scala lineare e semilogaritmica.

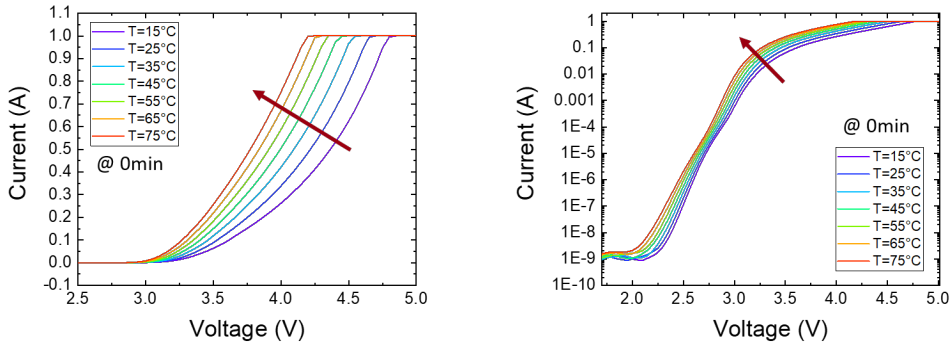


Figura 4.1: *Caratteristiche I-V a diverse temperature in scala lineare (a) e semilogaritmica (b).*

All'aumentare della temperatura si può notare che, in polarizzazione diretta, il laser presenta ad una data tensione, livelli di corrente più elevati; inoltre, si nota una riduzione della drive voltage (tensione misurata ad una data corrente) dovuto al calo dell'energy gap, che segue la legge di Varshni:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \tag{4.1}$$

Dalla 4.1 vi nota come un innalzamento della temperatura comporta un aumento del secondo termine dell'equazione, che porta alla riduzione dell'energy gap, e quindi della tensione totale che è data da:

$$V = \frac{E_g}{q} + IR_s + \frac{\Delta E_C - E_0}{q} + \frac{\Delta E_V - E_0}{q} \tag{4.2}$$

dove R_s è la resistenza serie originata dai contatti, ΔE_C e ΔE_V sono le discontinuità di banda e E_0 è l'energia dello stato più basso nella quantum well (Fig. 4.2).

4.1.2 Caratteristica L-I

Per eseguire la caratterizzazione ottica si eseguono delle misure L-I per le quali, si sono impostati i seguenti parametri: corrente iniziale $I_{start} = 1mA$, corrente finale

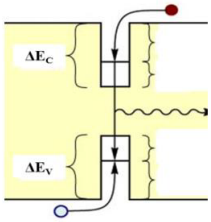


Figura 4.2: *Iniezione di portatori non adiabatica*

$I_{stop} = 1A$, numero di punti di misura $I_{sample} = 120$, e compliance $V = 6V$. In Fig. 4.3 è riportata la caratteristica L-I del laser.

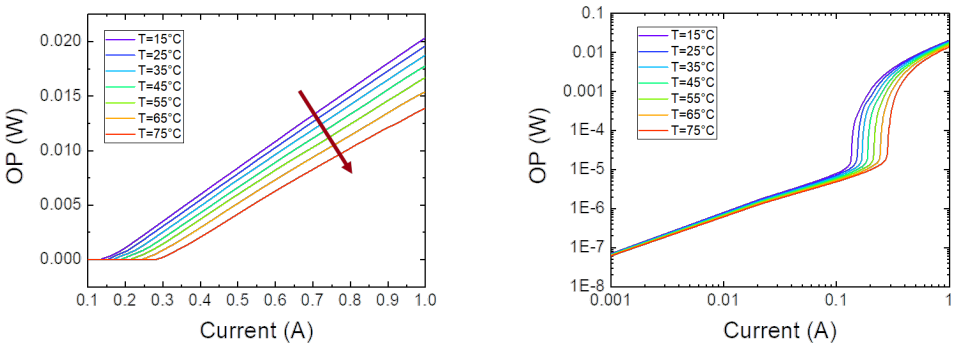
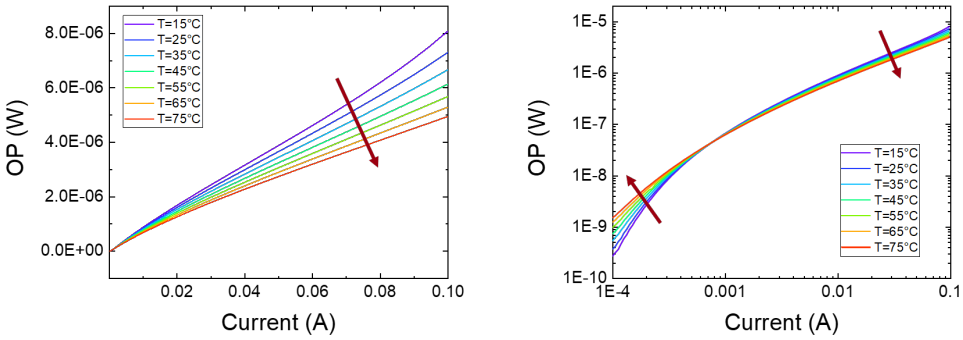


Figura 4.3: *Caratteristiche L-I a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b).*

Dai grafici si nota un calo della potenza ottica all'aumentare della temperatura; questo fenomeno, denominato *thermal droop*, è da ricercare in [6]:

- l'aumento della temperatura porta ad un aumento della ricombinazione SRH;
- i portatori iniettati nella QW hanno maggiore energia termica che favorisce il carrier escape, con conseguente diminuzione dell'efficienza di ricombinazione radiativa;
- i portatori, avendo più energia termica, cadono meno facilmente nelle buche quantiche, favorendo il fenomeno di carrier overflow.

Per comprendere il comportamento del laser sottosoglia, è stata fatta anche una misura L-I con i seguenti parametri: corrente iniziale $I_{start} = 100\mu A$, corrente finale $I_{stop} = 100mA$, numero di punti di misura $I_{sample} = 120$, e compliance $V = 6V$. In Fig. 4.4 è riportata la caratteristica L-I sottosoglia del laser.



(a) **(b)**

Figura 4.4: *Caratteristica L-I sottosoglia a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b).*

Si notano due comportamenti differenti: una diminuzione della potenza ottica nella regione da $0.7mA$ a $0.1A$ come ci si aspetta e come si è visto nelle L-I precedenti; invece, un aumento tra $0.1mA$ e $0.7mA$, dovuto al miglioramento dell'efficienza di iniezione all'aumentare della temperatura. Ciò fa sì che vengano iniettati un numero di portatori maggiori ad alte temperature, che comportano un aumento della potenza ottica in uscita. A livelli di corrente superiori, invece, questo aumento è compensato (e poi superato) dall'aumento dei fenomeni di ricombinazione non radiativa SRH, che portano al "classico" decremento della potenza ottica all'aumentare della temperatura.

4.1.3 Spettri in temperatura

Per eseguire la caratterizzazione spettrale al variare della temperatura del laser, abbiamo utilizzato l'analizzatore di spettro OSA.
Parametri fondamentali per effettuare una misura con un analizzatore di spettro sono:

- *lunghezza d'onda centrale* (λ_0), che stabilisce la lunghezza d'onda centrale della banda di lunghezze d'onda da analizzare ed è posizionata al centro dell'asse x;

- *reference level*, che è il valore massimo di ampiezza o di potenza rappresentabile sullo schermo, sull'asse y;

- *span*, che è la banda simmetrica da analizzare intorno alla lunghezza d'onda centrale;

- *resolution bandwidth* (B_R), che è la minima separazione in lunghezza d'onda alla quale lo strumento è in grado di distinguere due componenti spettrali della stessa ampiezza e serve a selezionare il filtro di risoluzione che si vuole utilizzare;
- *sweep time* (t_{SWEEP}), che è il tempo necessario per completare la scansione della banda selezionata, viene impostato dallo strumento e deve rispettare la Eq. (4.3):

$$t_{SWEEP} > \frac{F_{SPAN}}{B_R^2} \tag{4.3}$$

Più stretto è il filtro di risoluzione e migliore sarà la capacità di separare due segnali molto vicini tra loro, ma minore sarà la velocità di sweep della banda da analizzare. Per la misura ono stati impostati i seguenti valori: lunghezza d'onda centrale $440nm$, reference level $-20dB$, span $40nm$, resolution bandwidth $0.5nm$ e sampling point 1001. Gli spettri sono stati fatti a temperature da 15°C a 75°C con step di 10°C, a varie correnti tra $70mA$ e $1.5A$. In Fig. 4.5 sono riportati gli spettri al variare della temperatura più rappresentativi, a $130mA$ e a $150mA$.

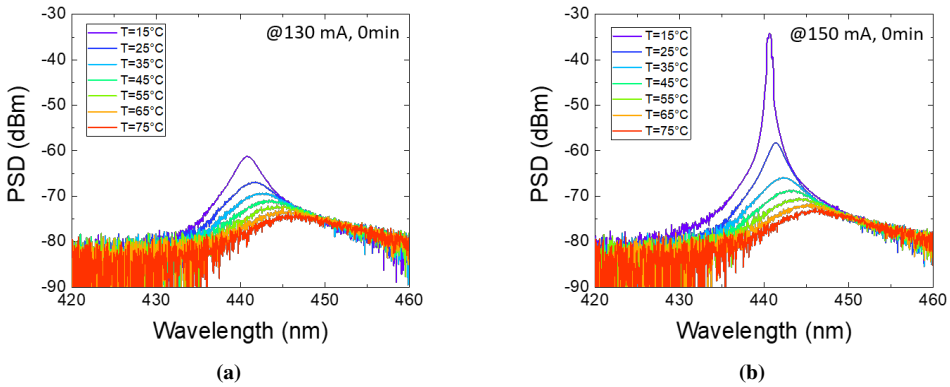


Figura 4.5: *Caratteristica spettrale del diodo laser al variare della temperatura a* $130mA$ *(a) e a* $150mA$ *(b).*

Si può notare che, all'aumentare della temperatura, si ha una riduzione della potenza ottica dovuta alla ricombinazione SRH e al carrier escape, come visto anche nella caratterizzazione ottica; inoltre, l'aumento della temperatura provoca una dilatazione della lunghezza della cavità ottica che causa uno spostamento della curva di guadagno; questo non consente più l'oscillazione di alcuni modi all'interno della cavità, che quindi vengono assorbiti dallo specchio o dispersi. Il confronto tra $130mA$ e $150mA$ mostra il passaggio del laser da funzionamento in sottosoglia a soprasoglia, ossia l'emissione

del diodo passa da LED a laser con il caratteristico restringimento della larghezza del picco di emissione .

Dalla Fig. $4.6a$, in cui sono riportati gli spettri in temperatura ad $1A$, si può vedere anche uno spostamento della lunghezza d'onda verso il rosso (*red shift*), dovuto all' aumento della temperatura che causa una riduzione dell'energy gap (Eq. 4.1) e, quindi, un conseguente aumento della lunghezza d'onda.

$$E_g = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{4.4}$$

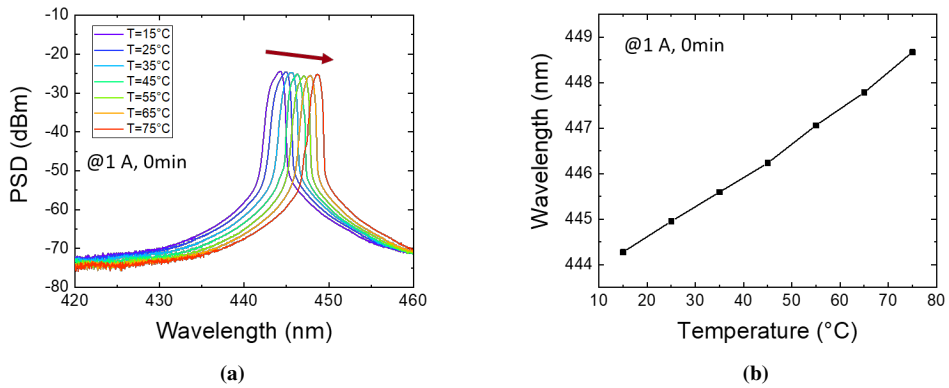


Figura 4.6: *Caratteristica spettrale del diodo laser al variare della temperatura a $1A$ (a) e andamento della lunghezza d'onda al variare della temperatura a $1A$ (b)*

Il redshift è abbastanza pronunciato, e consiste in uno spostamento del picco del laser da una lunghezza d'onda di 440nm ad una di 450nm (Fig. $4.6b$).

4.1.4 Spettri in corrente

La caratterizzazione spettrale è stata fatta a diverse correnti, tra 70mA a 1A, a temperature da 15°C a 75°C con step di 10°C. In Fig. 4.7 si è riportato un esempio di uno spettro al variare della corrente a temperatura costante di 75°C. Si può notare che a partire da una corrente di $70mA$ fino ad una di $190mA$, la lunghezza d'onda di picco si sposta verso sinistra, ossia verso lunghezze d'onda minori, fenomeno chiamato anche blue shift; ciò è dovuto al piegamento delle bande del campo piezoelettrico caratteristico e intrinseco nel GaN. Inoltre, all'aumentare dei portatori iniettati, le buche si riempiono sempre di più e le coppie e^-/h^+ si ricombinano a livelli energetici maggiori (e non solo al livello base). Questo implica un aumento dell'energy gap dei fotoni emessi, con una

conseguente riduzione della lunghezza d'onda. Invece, dalla corrente di $210mA$ fino ad $1A$, il picco si sposta verso destra (red shift) a causa della grande quantità di portatori che provocano l'autoriscaldamento del laser e, di conseguenza un calo dell'energy gap, che a sua volta comporta un aumento della lunghezza d'onda di emissione.

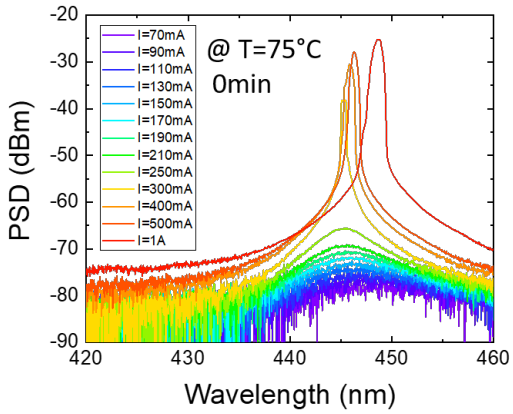


Figura 4.7: *Caratteristica spettrale del diodo laser al variare della corrente a 75°C*

Si è eseguita anche una caratterizzazione spettrale, al variare della corrente e della temperatura, in un più ampio spettro (il massimo consentito dallo strumento, 350nm-1050n) per verificare l'eventuale presenza di altri picchi di emissione oltre a quello principale.

In Fig. 4.8 si può notare la presenza del picco emesso dal laser a circa $450nm$; il picco attorno ai $900nm$, invece, è dovuto a riflessioni periodiche interne allo strumento, perciò non è stato preso in considerazione. Per questo motivo durante lo stress si è misurato solo lo spettro tra $420nm$ e $460nm$.

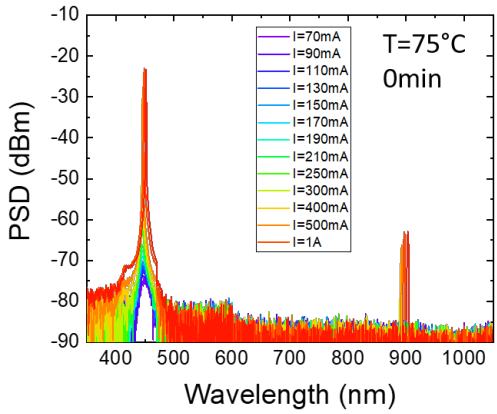


Figura 4.8: *Spettri in corrente a T=75°C*

4.2 Stress a corrente costante

Per studiare il degrado di un dispositivo, si esegue un così detto "stress test", che consiste nell'applicare ad un dispositivo vergine (mai utilizzato) una corrente costante (più o meno grande rispetto a quella nominale, in base al tipo di degrado che si vuole indurre). Ad intervalli regolari prestabiliti, si eseguono poi una serie di caratterizzazioni, in modo da seguire il comportamento nel corso del tempo del dispositivo. Da notare come, per accelerare il degrado, si possa eseguire lo stress a temperature superiori a quella ambiente.
Rispetto agli stress precedentemente effettuati su questi campioni, per indurre un degrado maggiore, si è deciso di effettuare lo stress ad una corrente costante di $1.5A$ a alla temperatura di 45°C. La durata degli step di stress è stata aumentata in modo logaritmico, cominciando con uno step di 10 minuti, seguito da uno di 20 minuti, uno da 50 minuti, uno da 100 minuti, etc... : in questo modo è stato possibile caratterizzare in maniera ottimale il degrado dei LED nelle sue prime ore di stress, durante le quali, solitamente, si concentra il maggior decadimento di performance.
Le misure eseguite alla fine di ogni step di stress sono:

- Caratteristiche I-V in temperatura (15-75°C, a step di 10°C);
- Caratteristiche L-I in temperatura con corrente da $1mA$ ad $1A$;
- Caratteristiche L-I in temperatura con corrente da $100\mu A$ ad $100mA$ (sottosoglia);
- Spettri in temperatura;
- Spettri in corrente.

Si sono utilizzati i medesimi strumenti delle caratterizzazioni iniziali.

4.3 Risultati

Dalle caratteristiche I-V di Fig. 4.9, si può notare una generale diminuzione della drive voltage all'aumentare del tempo di stress.

A T=25°C si vede un iniziale aumento della drive voltage, probabilmente dovuto al degrado del dispositivo che provoca una prima generazione di difetti. Dopo i 20min, però, la tensione inizia a diminuire all'aumentare del tempo di stress; questo è probabilmente dovuto a due fattori: ad un miglioramento dei contatti, e all'incremento

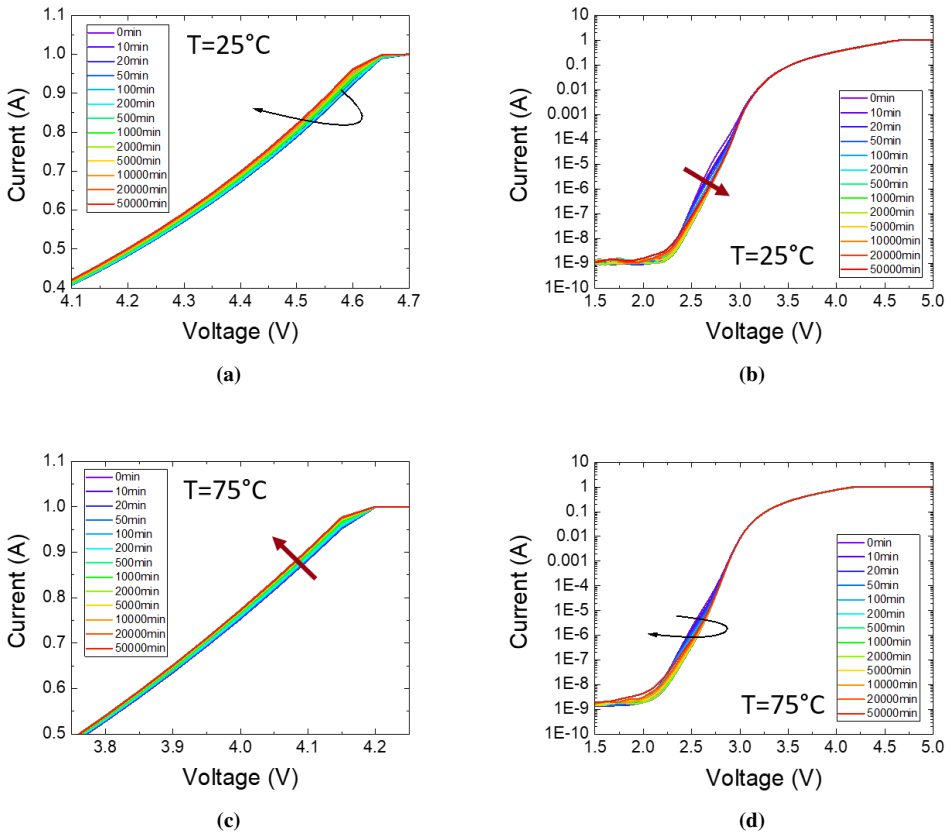


Figura 4.9: *Andamento delle caratteristiche I-V nel tempo in scala lineare alle temperature T=25°C (a) e a T=75°C (c) e logaritmica alle temperature T=25°C (b) e a T=75°C (d)*

dell'attivazione del magnesio, utilizzato come drogante di tipo p nel GaN. Quest'ultimo fenomeno implica, all'aumentare del Mg attivato, una maggiore conduttività del materiale, che a sua volta comporta una diminuzione della resistività; conseguentemente, a parità di corrente, la tensione diminuirà.

Sotto la soglia di accensione del diodo si ha una generale diminuzione della corrente a T=25°C, che può essere ricollegata alla presenza di un diodo parassita che, con il passare del tempo di stress, viene mascherato dal diodo laser. Invece, a T=75°C si verifica un iniziale aumento della tensione a basse correnti ma, dopo 2000min, essa inizia a calare, probabilmente a causa dell'aumento dei fenomeni di Trap Assisted Tunneling (TAT), dovuti alla generazione di difetti nella regione attiva [13] [14] [12].

In Fig. $4.10a$ è riportata la potenza ottica emessa dal laser in funzione della corrente iniettata ($1mA - 1A$). Si può notare un iniziale incremento della potenza ottica, dovuto al miglioramento dei contatti e all'attivazione del magnesio.

Come si vede in Fig. 4.11, dopo 1000 minuti la potenza ottica inizia a calare, pro-

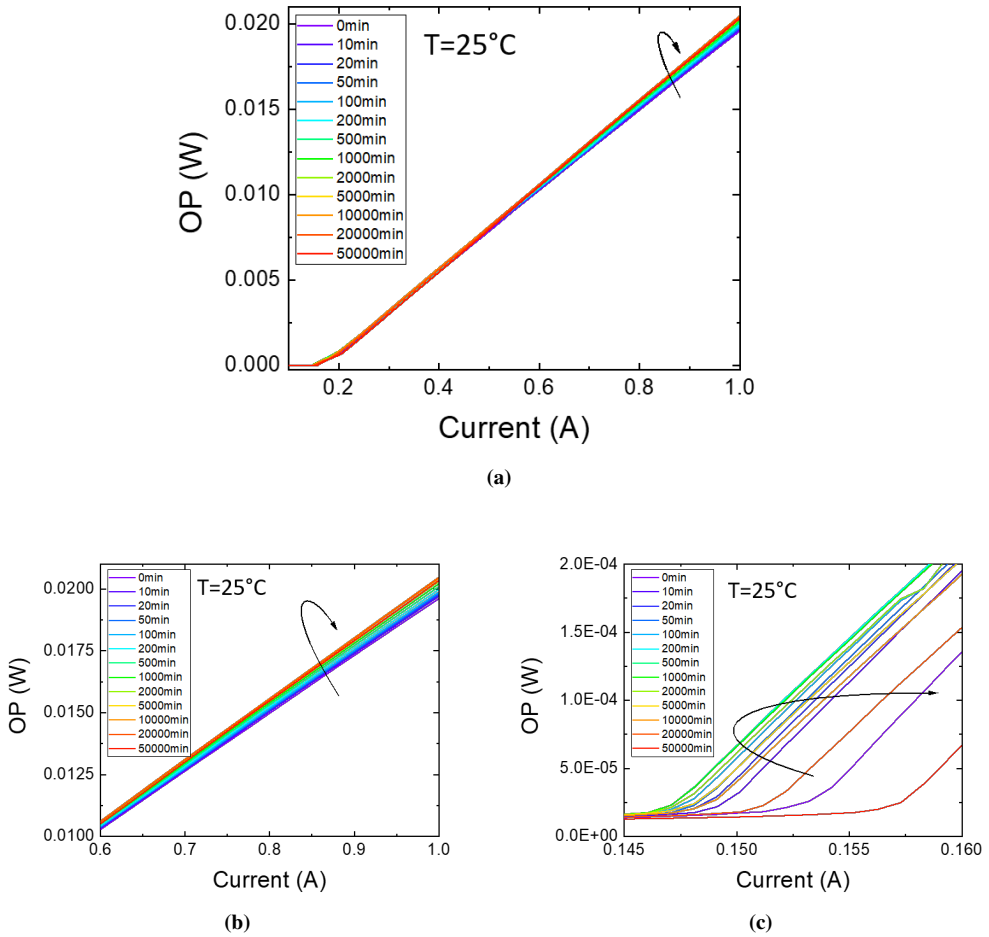


Figura 4.10: *Andamento della potenza ottica nel tempo a T=25°C (a), con un ingrandimento ad alte correnti (b) e alla corrente di soglia (c)*

babilmente a causa dei difetti che si creano e che favoriscono la ricombinazione non radiativa.

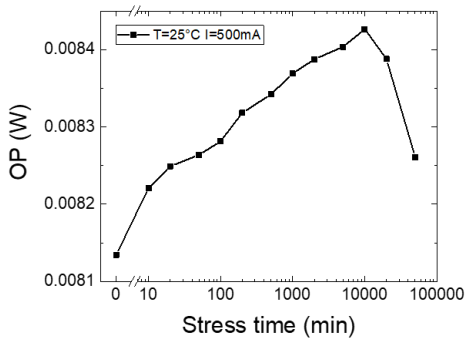


Figura 4.11: *Andamento della potenza ottica nel tempo, a T=25°C e I=0.5A*

Per quantificare l'entità del degrado osservato dalle caratteristiche L-I, risulta fon-

damentale analizzare la variazione di corrente di soglia. Questa è stata calcolata come il punto di intersezione tra l'asse delle ascisse e la retta interpolatrice della curva della caratteristica L-I, in scala lineare, nella zona in prossimità della soglia. Da Fig. 4.12 è possibile vedere un iniziale decremento della corrente di soglia, seguito da un aumento; questo è dovuto al fatto che si rende necessario iniettare una quantità maggiore di portatori per bilanciare quelli che vengono persi con la ricombinazione non radiativa, attraverso i difetti che si creano.

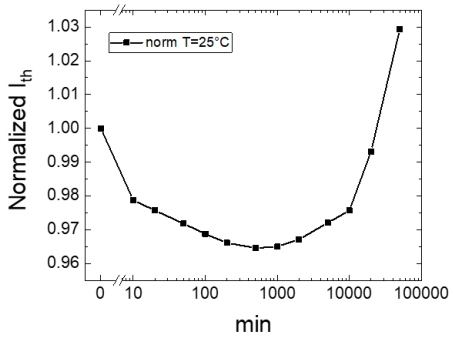


Figura 4.12: *Andamento della corrente di soglia nel tempo, a T=25°C*

Per avere una visione più chiara anche dell'andamento delle perdite, risulta utile osservare anche la variazione di slope efficiency (SE) durante lo stress. Questa è calcolata come la pendenza della retta interpolatrice utilizzata per ricavare il valore di corrente di soglia di ciascuna curva. In Fig. 4.13 si nota che la SE cresce all'aumentare del tempo di stress; dalla Eq. (4.5) si comprende come ciò sia dovuto all'iniziale aumento della potenza ottica e dal successivo incremento della corrente di soglia.

$$SE = \frac{P_{out}}{I - I_{th}} \tag{4.5}$$

Per quanto riguarda la potenza ottica misurata da $0.1mA$ a $100mA$ (in sottosoglia), si vede un iniziale miglioramento, concorde con quello ad alte correnti, e un successivo degrado, la cui causa è equiparabile a quella vista nelle I-V. (Fig. 4.14)

Lo spettro di emissione in Fig. 4.15 mostra lo spettro misurato a corrente ($I = 1A$) e temperatura costante (T=25°C) al variare del tempo di stress: si nota un calo della potenza ottica e un lieve calo della lunghezza d'onda. Questi cali non sono significativi, quindi non ha senso investigare sui possibili meccanismi responsabili.

Infine, durante lo stress, al di fuori delle caratterizzazioni prestabilite, si sono misu-

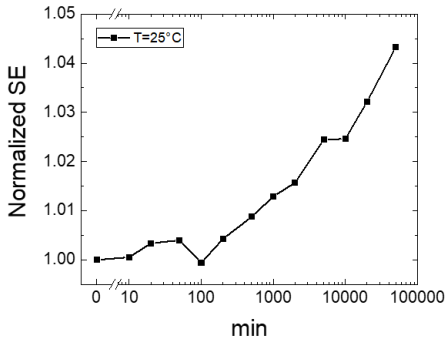
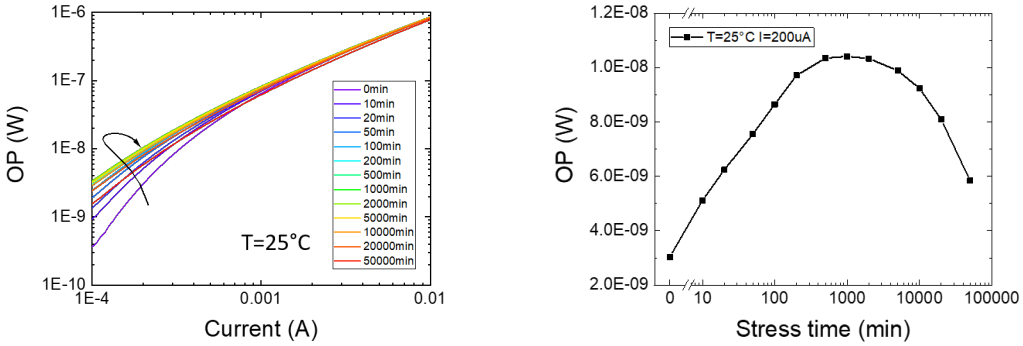


Figura 4.13: *Andamento della slope efficiency nel tempo, a T=25°C*



(a) **(b)**

Figura 4.14: *Andamento della potenza ottica in sottosoglia nel tempo a T=25°C (a) e a T=25°C e $I = 200\mu A$ (b)*

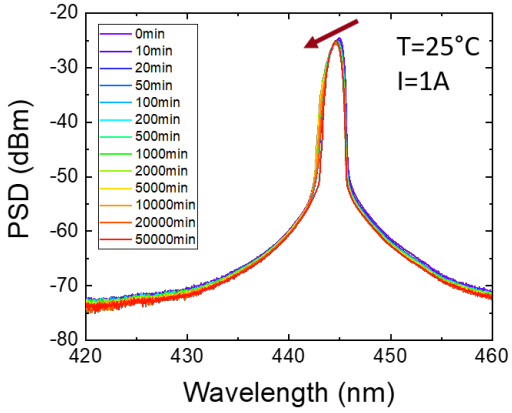


Figura 4.15: *Caratteristica spettrale del diodo laser nel tempo a T=25°C e $I = 1A$*

rati gli spettri di emissione a 1.5A e 45°C (Fig. 4.16). Da questi, è possibile vedere una spalla a sinistra del picco principale che col passare del tempo cala fino a sparire. Essa può essere dovuta a:

- ricombinazione radiativa in un altro strato, vicino l'EBL (Electron Blocking Layer), che diminuisce grazie al miglioramento delle caratteristiche elettrico/ottiche viste durante lo stress;
- presenza di un secondo modo in cavità, ossia un modo di substrato che si propaga inizialmente e sparisce con lo stress.

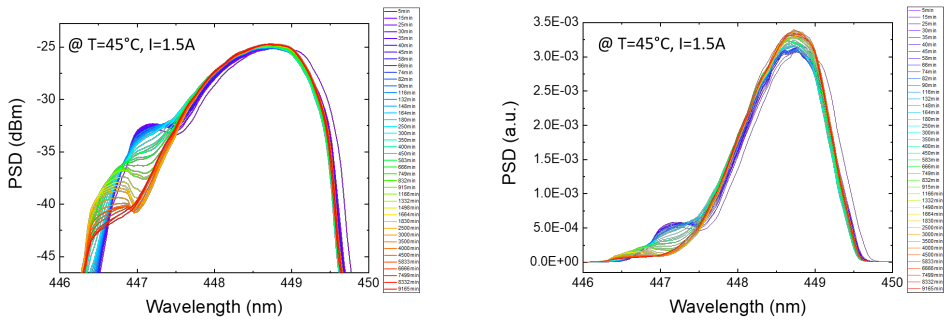
Bisogna notare come sia stata esclusa la possibilità che questa spalla sia dovuta alla ricombinazione dallo stato della QW ad energia superiore rispetto a quello base (collegato all'emissione del picco principale), poiché, sapendo che l'energia del livello nella quantum well è dato da:

$$E_n = \frac{n^2 h^2}{8mL^2} \tag{4.6}$$

con n il numero del livello, h la costante di Plank, m la massa della particella e L la larghezza della buca. Allora, la distanza tra il primo e il secondo livello vale:

$$E_2 - E_1 = \frac{4h^2}{q8mL^2} - \frac{h^2}{q8mL^2} = \frac{3h^2}{q8mL^2} = 125meV \tag{4.7}$$

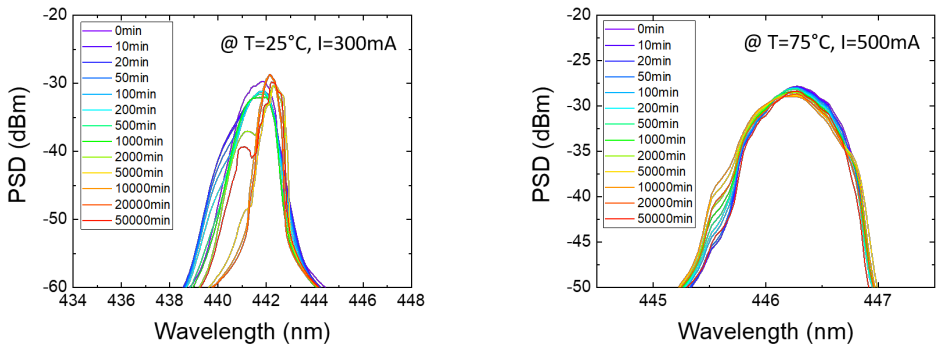
Dalla misura effettuata, invece, la distanza tra il picco principale e quello secondario è di $1.1nm$, che corrisponde a una differenza di energia di soli $11meV$.
Nell'ipotesi che questa energia sia proprio dovuta alla ricombinazione da un altro stato della quantum well, ciò implicherebbe una larghezza di buca di $10nm$, ossia più di 3 volte superiore alla larghezza effettiva e, quindi, questa ipotesi è da scartare.



(a) **(b)**

Figura 4.16: *Andamento dello spettro durante lo stress in dBm (a) e in scala lineare (b)*

Lo stesso comportamento è visibile anche in alcuni spettri acquisiti con le caratterizzazioni durante lo stress, come si nota in Fig. 4.17.



(a) **(b)**

Figura 4.17: *Andamento dello spettro durante lo stress a T=25°C, $I = 300mA$ (a) e a T=75°C, $I = 500mA$ (b)*

In Fig. $4.16b$ sono rappresentati gli spettri di emissione a 1.5A e 45°C in scala lineare; si nota l'altezza della spalla a sinistra, quasi un ordine di grandezza più piccola rispetto al picco principale. Ulteriori analisi saranno condotte per approfondimenti.

CAPITOLO 5

Stress a corrente costante e studio dei difetti tramite DLTS a tensioni fisse

In questo capitolo si è deciso di effettuare un test sul degrado, mediante uno stress a corrente costante. Vengono riportati prima i risultati ottenuti grazie allo stress e successivamente, i dati ottenuti mediante le tecniche di identificazione dei difetti, acquisiti tramite le misure di DLTS.

5.1 Stress a corrente costante

Si è deciso di effettuare un test sul degrado del dispositivo, mediante uno step stress a corrente costante di $1A$ per un'ora in cui la temperatura a cui sono stati eseguiti gli stress è stata aumentata ad ogni step, partendo da 60°C e terminando a 160°C, con passi di 10°C. Le misure eseguite alla fine di ogni step di stress sono:

- Caratteristica I-V a temperatura ambiente;
- Caratteristica L-I a temperatura ambiente con corrente da $10mA$ ad $1A$;

- Caratteristica L-I a temperatura ambiente con corrente da $100\mu A$ ad $100mA$ (sottosoglia);
- Caratteristica C-V a temperatura ambiente;
- DLTS.

Inoltre, ogni 3 step sono state fatte anche le seguenti misure:

- Caratteristica I-V in temperatura (150-300K, a step di 50K);
- Caratteristica L-I in temperatura;
- Caratteristica L-I in temperatura (sottosoglia).

Per l'analisi dei difetti, è stata inizialmente effettuata una misura C-V (Fig. $5.1a$), da cui si è ricavato il grafico del profilo di carica apparente in funzione della tensione (Fig. $5.1b$).
Si possono ora individuare le zone in cui la caratteristica N-V presenta delle "gobbe", sintomo di variazione locali della carica libera degne di essere analizzate con la tecnica DLTS. Le 3 zone di interesse sul quale sono state effettuate le misure di DLTS sono: da -6V con impulso di ampiezza tale da arrivare a -3V, da -3V a 0.3V e da 0.3V a 2V.

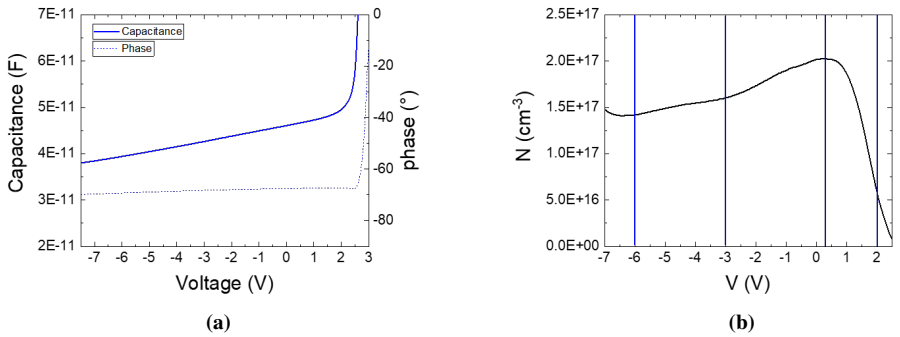


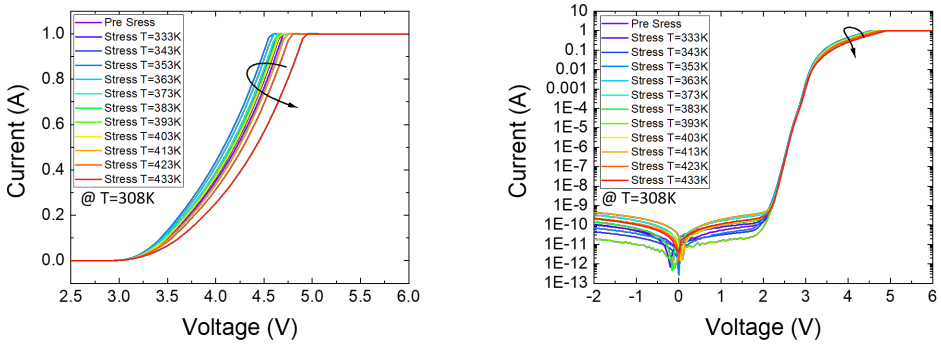
Figura 5.1: *Caratteristiche C-V (a) e N-V (b).*

5.2 Risultati

In Fig. 5.2 è riportata la caratteristica I-V del laser a diversi step in temperatura in scala lineare e semilogaritmica. Si nota un iniziale decremento della drive voltage, probabilmente dovuto al miglioramento dei contatti e all'aumento dell'attivazione del Magnesio. Dopo lo stress a T=363K, però, la tensione inizia ad aumentare a causa del

degrado del dispositivo, che provoca una generazione di difetti.

In Fig. $5.2a$ sembrerebbe verificarsi un comportamento opposto rispetto alla caratteristica I-V dello stress precedente (Fig. $4.9a$), dove si notava un degrado iniziale seguito da un miglioramento del laser. Questo potrebbe essere dovuto alle diverse specifiche con cui è stato eseguito lo stress (temperatura e corrente); per la quale, nell'attuale stress, il miglioramento delle prestazioni non ha compensato la creazione di difetti. Ciò può indicare come, lo stress in temperatura, implica un degrado maggiore rispetto ad uno stress in corrente.



(a) (b)

Figura 5.2: *Caratteristiche I-V a diversi step in temperatura in scala lineare (a) e semilogaritmica (b).*

In Fig. 5.3 è riportata la potenza ottica emessa dal laser in funzione della corrente iniettata ($100\mu A - 100mA$). Da Fig. $5.3c$ si vede chiaramente la diminuzione della potenza ottica in funzione della temperatura di stress dovuta all'aumento di difetti che favoriscono la ricombinazione non radiativa.

In Fig. 5.4 è riportata la potenza ottica emessa dal laser in funzione della corrente iniettata ($10mA - 1A$). L'incremento iniziale è probabilmente dovuto al miglioramento dei contatti e all'attivazione del Magnesio (come visto nelle misure I-V), che porta ad un maggior numero di lacune libere e quindi ad una maggiore probabilità di radiazione radiativa; successivamente la potenza ottica diminuisce a causa dell'aumento dei difetti.

In Fig. 5.5 è riportata la caratteristica C-V a temperatura ambiente misurata ai diversi step di stress; vediamo, dopo un lieve incremento iniziale, un deciso calo della capacità. La diminuzione della capacità è dovuta ad un fenomeno diffusivo che provoca la ridistribuzione della carica.

In una giunzione p^+n come quella analizzata, la regione di carica spaziale (RCS) si

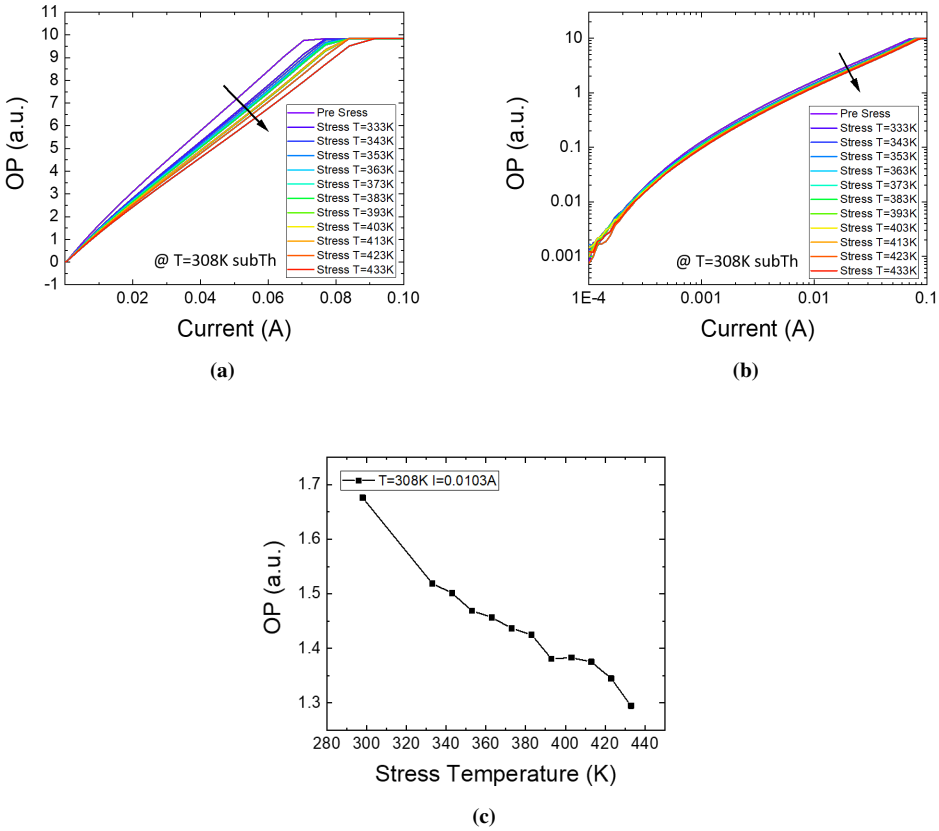


Figura 5.3: *Caratteristiche L-I sottosoglia a diversi step in temperatura in scala lineare (a), logaritmica (b) e andamento della potenza ottica all'aumentare dello stress (c).*

espande interamente nella regione n. Per questo motivo, con la caratteristica C-V si esplora solamente la zona n della giunzione, dove è presente un picco di carica negativa (elettroni); la ridistribuzione della carica e l'arrivo di portatori dal lato p provocano un calo della concentrazione di elettroni liberi e quindi della capacità, dovuto all'allargamento della regione di carica spaziale causato dello stress.

Dalla caratteristica C-V è ora possibile ricavare il grafico della regione di carica spaziale in funzione della tensione (Fig. $5.6a$). La regione di carica spaziale si forma normalmente in prossimità delle giunzioni p-n fra due semiconduttori di diverso tipo. Portando in contatto un semiconduttore di tipo p con uno di tipo n, le lacune del primo tendono a fluire nel secondo, e viceversa. A provocare questa diffusione è l'energia termica delle particelle e il gradiente di concentrazione dei portatori nelle due zone. Gli elettroni liberi e le lacune in vicinanza della giunzione si ricombinano con le loro controparti lasciando così ionizzati gli strati adiacenti di materiale; si genera perciò un campo elettrico che si oppone ad un ulteriore scambio di portatori di carica. Appena

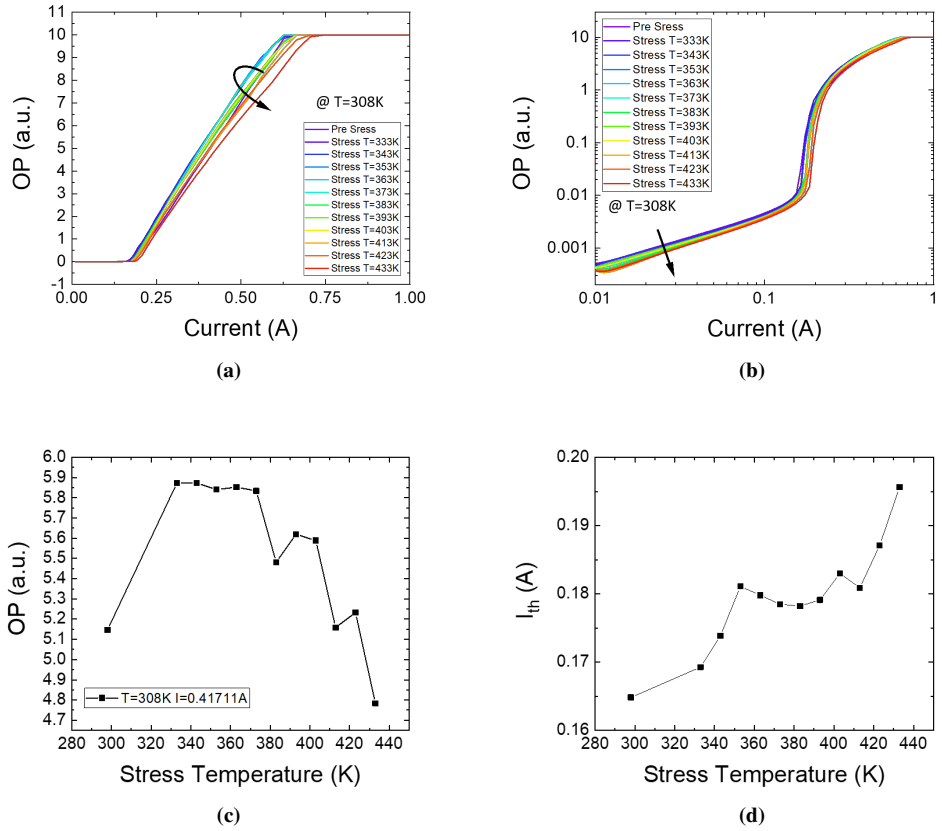


Figura 5.4: *Caratteristiche L-I a diversi step in temperatura in scala lineare (a) e logaritmica (b). Andamento della potenza ottica (c) e della corrente di soglia (d) all'aumentare del tempo di stress.*

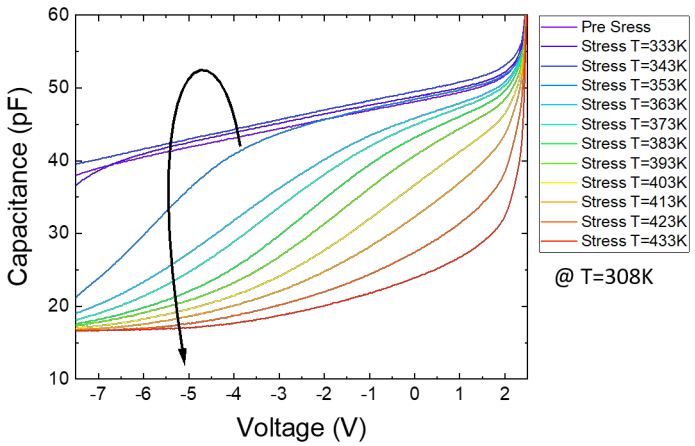
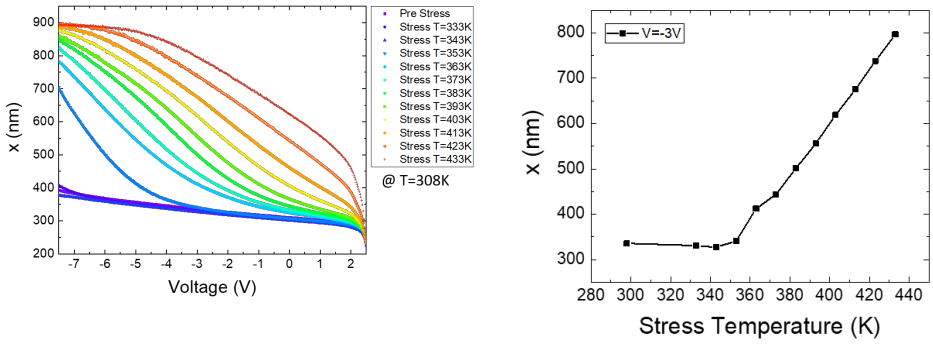


Figura 5.5: *Andamento della caratteristica C-V a diversi step in temperatura*

l'intensità del campo elettrico è tale da contrastare la diffusione dei portatori di carica, si instaura nella giunzione p-n un equilibrio termico stabile. La regione di carica spaziale

compresa dal campo elettrico risulta di fatto svuotata da portatori e si comporta dunque come un isolante.

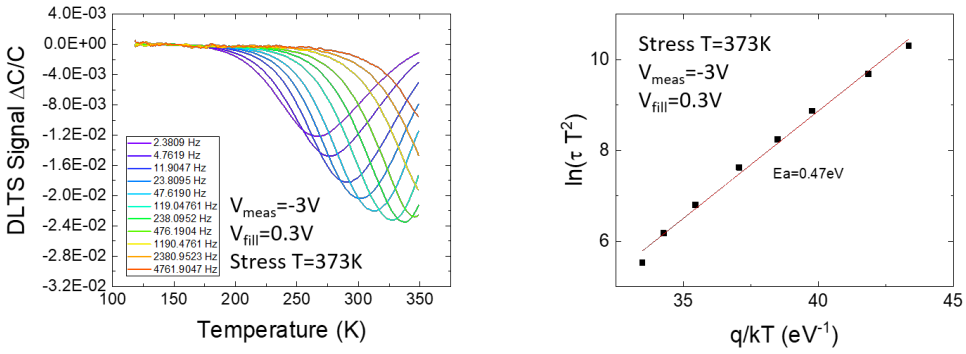
In Fig. $5.6b$ si nota come le dimensioni della regione di carica spaziale aumentano, a parità di tensione, all'aumentare dello stress.



(a) (b)

Figura 5.6: *Caratteristiche x-V a diversi step in temperatura (a) e andamento della RCS a V=-3V (b)*

In Fig. $5.7a$ è riportato, come esempio, il segnale di DLTS a diverse rate window, per $V_{meas} = -3V$ e $V_{fill} = 0.3V$. Da questa tecnica è possibile dedurre l'energia di attivazione di una trappola e la corrispondente concentrazione di impurità. Si nota la presenza di un solo picco (in questo caso negativo), che aumenta in ampiezza all'aumentare della temperatura, e da cui è possibile ricavare il grafico di Arrhenius (Fig. $5.7b$).



(a) (b)

Figura 5.7: *Spettri DLTS da $V_{meas} = -3V$ a $V_{fill} = 0.3V$ (a) e relativo grafico di Arrhenius (b)*

In Fig. 5.8 è rappresentato un confronto tra i picchi della finestra a $23.8095Hz$, con $V_{meas} = -6V$ e $V_{fill} = -3V$. Si può notare, anche da Fig. $5.8b$, un iniziale incremen-

to del valore del picco del segnale di DLTS dovuto allo stress, che indica un aumento della quantità di difetti; il successivo decremento,invece, potrebbe indicare un decremento della concentrazione dei difetti. Bisogna però specificare come, all'aumentare del tempo di stress, la capacità della giunzione vari di molto, implicando una variazione della regione di carica spaziale. Ciò indica che, ai vari step di stress, mantenendo fissi i valori di V_{meas} e V_{fill} (che stabiliscono i limiti della regione di carica spaziale che si sta analizzando), si analizza una RCS diversa di volta in volta. Per questo motivo, dopo le prime 3 temperature, il confronto dei grafici di DLTS nella medesima RCS perdono di significato. Queste considerazioni hanno portato alla decisione di ripetere il medesimo stress, con gli stessi parametri, su un altro campione vergine; in questa nuova analisi, si sono eseguiti sia i DLTS mantenendo la regione di carica spaziale fissa (come fatto in questo stress), sia riadattando le tensioni V_{meas} e V_{fill} per mantenere fissa la RCS. I risultati saranno riportati nel capitolo 7.

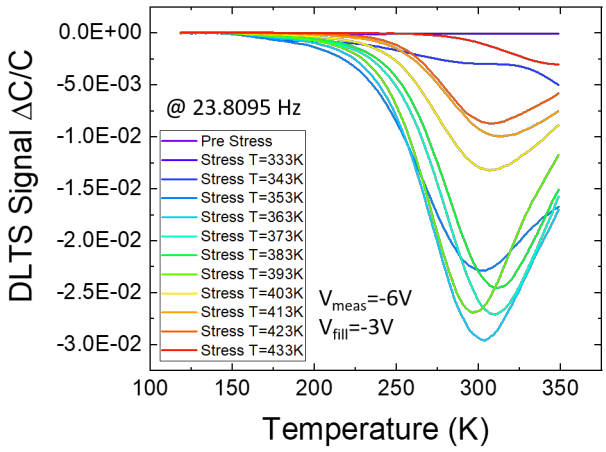
Lo stesso risultato si può notare anche per il confronto tra i picchi per i DLTS con $V_{meas} = -3V$, $V_{fill} = 0.3$ (Fig. 5.9) e $V_{meas} = 0.3V$, $V_{fill} = 2$ (Fig. 5.10).

Per ogni regione di DLTS e step di stress è stata acquisita anche una C-T; in Fig. 5.11 è possibile vedere un esempio delle caratteristiche C-T fatte con tensione $V_{meas} = -6V$, in cui si nota la diminuzione della capacità all'aumentare degli step di stress, a causa della ridistribuzione della carica già citata in precedenza.

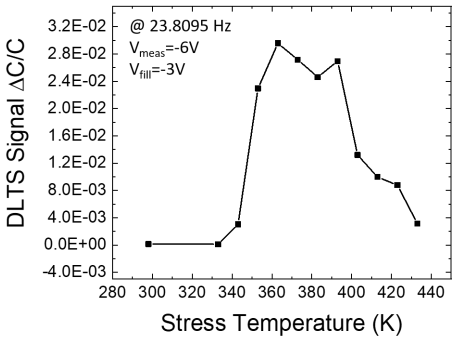
Dai picchi dei DLTS sono stati ricavati i grafici di Arrhenius, nei quali il valore della pendenza della retta che interpola i punti del grafico corrisponde all'energia di attivazione, cioè la distanza dell'impurità dalla rispettiva banda dei portatori, da cui si può risalire all'elemento responsabile del difetto. In Fig. 5.12 sono stati riportati tutti i grafici di Arrhenius ai vari step di stress misurati con $V_{meas} = -6V$ e $V_{fill} = -3V$:

In Fig. 5.13 si sono riportati, per confronto, tutti gli Arrhenius Plot ricavati da tutte le misure di DLTS fatte, sia al variare della RCS, sia al variare della temperatura di stress. Da questo si può notare che tutti gli Arrhenius hanno una pendenza simile e quindi simile energia di attivazione (che si è stimata essere di circa $0.47eV$); per questo motivo, si è convenuto che siano tutti dovuti alla stessa tipologia di difetto.

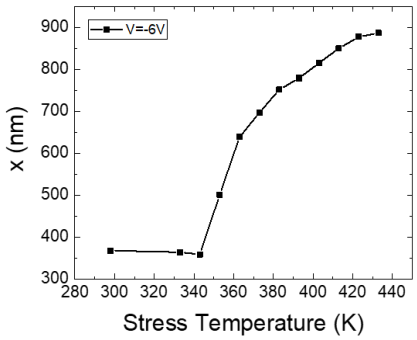
Partendo dal valore di energia di attivazione trovato, pari a $E_a = 0.47eV$, confrontandolo con gli Arrhenius con la stessa energia di attivazione presenti in letteratura, è possibile stabilire le possibili cause dei difetti. Dagli articoli consultati è emerso che



(a)



(b)



(c)

Figura 5.8: *Confronto picchi spettri DLTS da $V_{meas} = -6V$ a $V_{fill} = -3V$ (a), andamento picchi nel tempo (b) e andamento della RCS nel tempo (c)*

siamo in presenza di difetti di punto, che possono essere:

- vacanze;
- atomi sostituzionali;
- atomi interstiziali.

Le corrispondenze ritrovate portano ad associare i livelli profondi nella regione di carica spaziale a:

- Atomi di Azoto che sostituiscono atomi di Gallio nella struttura cristallina; [42] [27] [48] [20] [9] [10]
- Impurità di Idrogeno o Carbonio; [50] [30]
- Impurità di Silicio o Ossigeno; [8] [16]

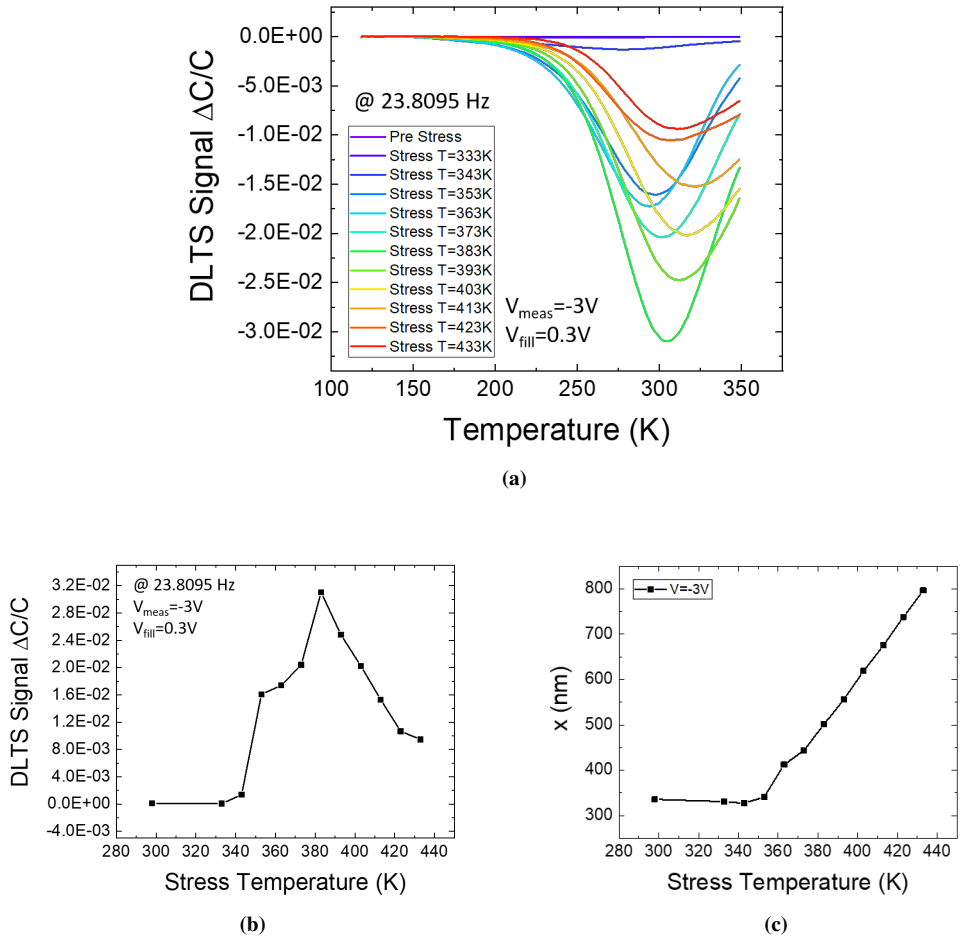
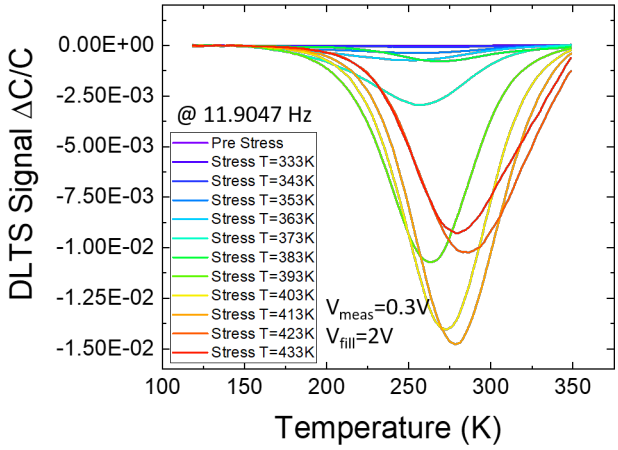


Figura 5.9: *Confronto picchi spettri DLTS da $V_{meas} = -3V$ a $V_{fill} = 0.3V$ (a), andamento picchi nel tempo (b) e andamento della RCS nel tempo (c)*

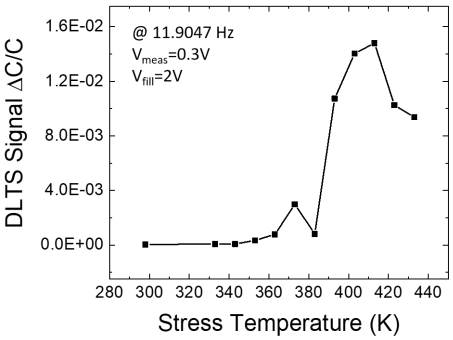
- Impurità di Magnesio; [21] [17]
- Difetti di crescita. [3]

Da questo stress, oltre ad aver trovato delle possibili spiegazioni all'origine dei difetti, si può dedurre che, a causa della variazione della larghezza della regione di carica spaziale al variare degli step di stress, non è corretto eseguire i DLTS mantenendo fisse le regioni di tensione. E' opportuno, invece, variare le tensioni V_{meas} e V_{fill} in modo da seguire la RCS per misurare una concentrazione di difetti comparabile a quella degli step di stress precedenti.

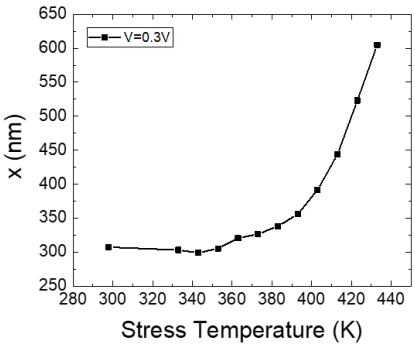
Per questi motivi, nel prossimo stress verranno eseguiti i DLTS aggiustando di volta in volta le tensioni in modo da seguire la dimensione della RCS, per verificare la validità di questa affermazione.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.10: *Confronto picchi spettri DLTS da $V_{meas} = 0.3V$ a $V_{fill} = 2V$ (a), andamento picchi nel tempo (b) e andamento della RCS nel tempo (c)*

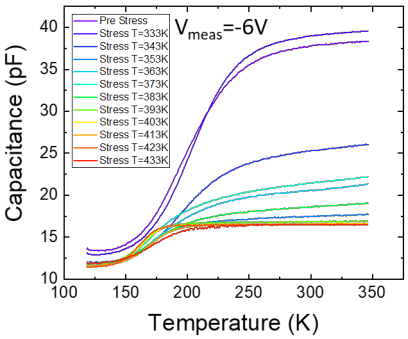


Figura 5.11: *Caratteristica C-T a diversi step in temperatura*

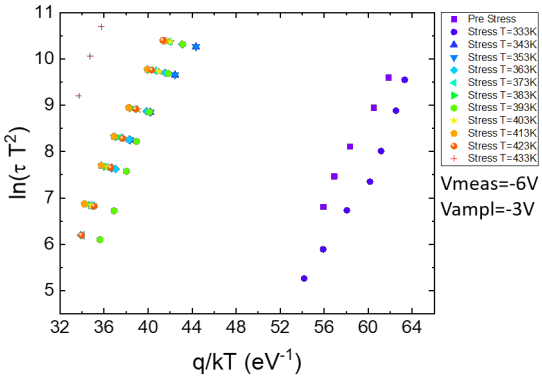


Figura 5.12: *Grafico di Arrhenius ricavato da tutti gli spettri DLTS con* $V_{meas} = -6V$ *e* $V_{fill} = -3V$

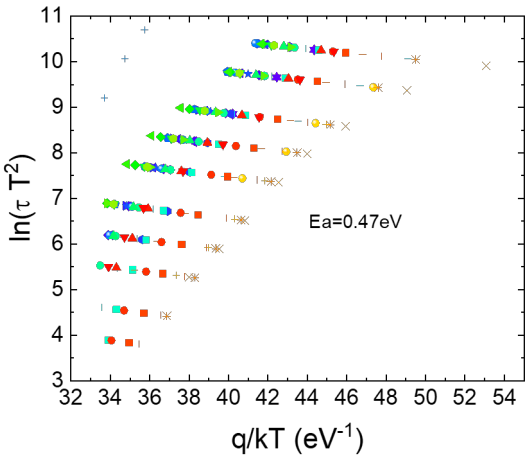


Figura 5.13: *Grafico di Arrhenius ricavato da tutti gli spettri DLTS*

CAPITOLO 6

Stress a corrente costante e studio dei difetti tramite DLTS con RCS fisse

Per validare l'idea espressa alla fine del capitolo precedente, è stato fatto un ulteriore stress in cui, a differenza del precedente, sono stati fatti sia i DLTS con tensioni fisse, sia con RCS fisse, cioè facendo variare le tensioni V_{meas} e V_{fill} per seguire lo spostamento della regione di carica spaziale.

6.1 Stress a corrente costante

Si è deciso di effettuare un test sul degrado, mediante uno stress a corrente costante di $1A$ alla temperatura di $380K$. La durata degli step di stress è stata aumentata in modo logaritmico, ossia: 0 min, 10 min, 20 min, 50 min, 100 min, etc...
Le misure eseguite alla fine di ogni step di stress sono:

- Caratteristiche I-V in temperatura (150-200-250-300-308K);

- Caratteristiche L-I in temperatura (200-300K, con step di 25K) con corrente da $10mA$ ad $500mA$;
- Caratteristiche L-I in temperatura con corrente da $100\mu A$ ad $100mA$ (sottosoglia);
- Caratteristiche C-V a 150K e a 308K;
- DLTS con tensioni fisse;
- DLTS con RCS fisse.

6.2 Caratterizzazione iniziale

Prima dello stress è stata fatta la caratterizzazione iniziale (I-V e L-I) del dispositivo a temperature criogeniche. Dalla Fig. 6.1 si nota, una riduzione della drive voltage (tensione misurata ad una data corrente) dovuto al calo dell'energy gap, che diminuisce all'aumentare della temperatura.

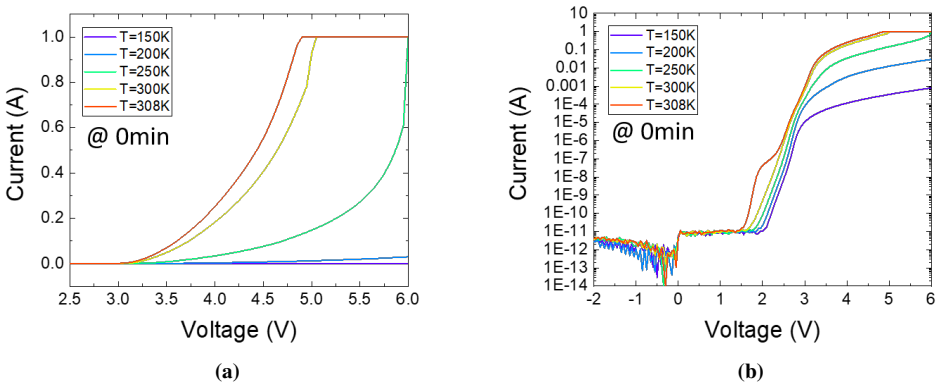


Figura 6.1: *Caratteristiche I-V a diverse temperature in scala lineare (a) e semilogaritmica (b)*

Dalle caratteristiche L-I (Fig. 6.2 e Fig. 6.3), si nota, un calo della potenza ottica all'aumentare della temperatura; questo fenomeno, denominato thermal droop, è dovuto all'aumento della ricombinazione non radiativa SRH e alla maggiore energia termica che favorisce carrier escape e carrier overflow.

Nelle L-I a basse temperature si nota, che la potenza ottica ad un certo punto viene troncata, ciò è dovuto alla tensione di compliance, che limita la tensione applicata al laser a $6V$, e perciò limita anche la potenza.

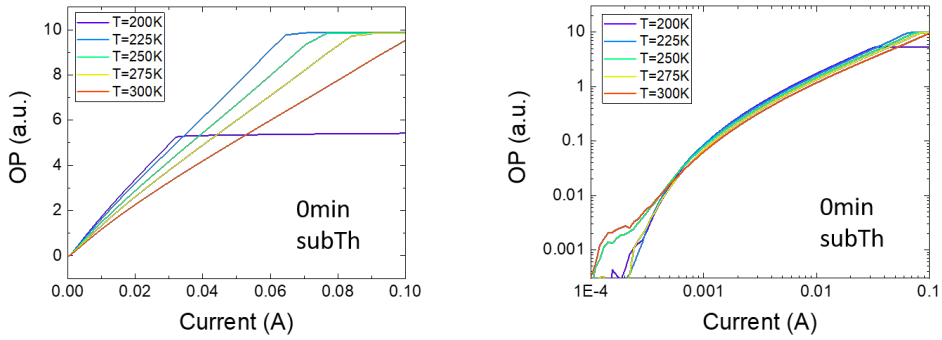


Figura 6.2: *Caratteristiche L-I sottosoglia a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b).*

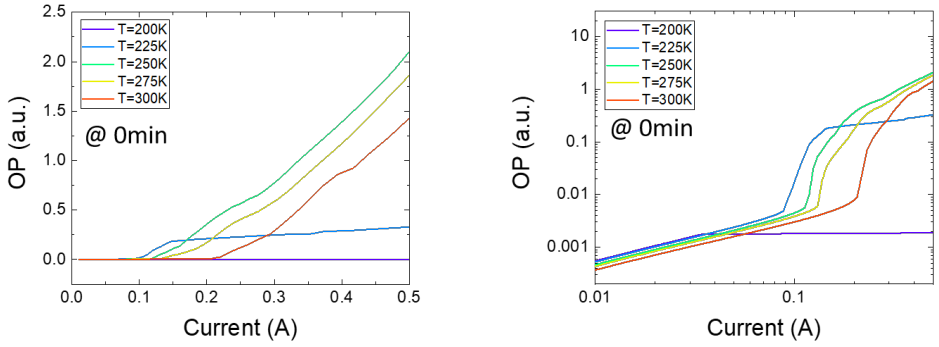


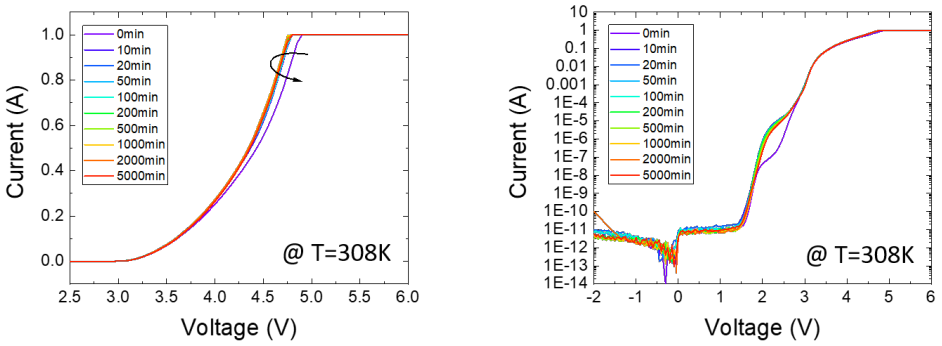
Figura 6.3: *Caratteristiche L-I a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b).*

6.3 Risultati

Per quanto riguarda le caratteristiche I-V e L-I, l'andamento che si nota è molto simile a quello visto nei precedenti stress.

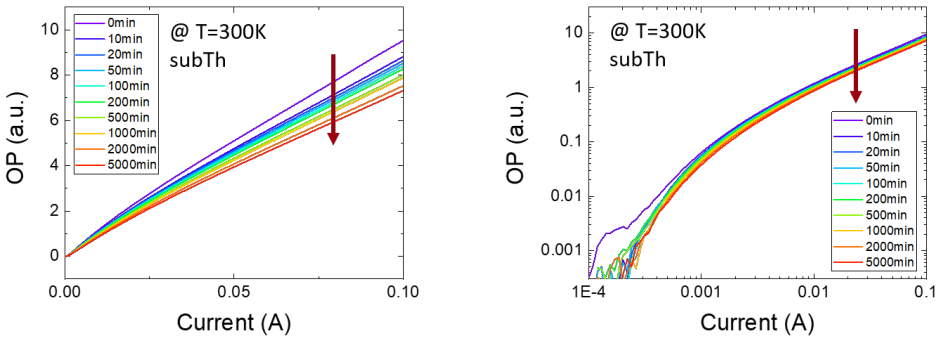
Nelle I-V di Fig. 6.4 si nota una iniziale diminuzione della tensione dovuta al miglioramento dei contatti e all'attivazione del magnesio, che implica una maggiore conduttività del materiale, la diminuzione della sua resistività e il decremento della tensione a parità di corrente; successivamente, la tensione aumenta a causa dello stress che favorisce l'aumento dei difetti. Rispetto agli stress precedenti, appare una gobba a basse correnti, questo è probabilmente dovuto al contributo di un diodo parassita in parallelo al laser, con tensione di turn-on minore e area più piccola. Tale diodo parassita può provenire dagli stati superficiali sul perimetro del chip o da regioni difettose all'interno della giunzione pn.

Invece, nelle L-I di Fig. 6.5 e di Fig. 6.6, si nota la diminuzione della potenza ottica causata dall'aumento dei difetti, che favoriscono la ricombinazione non radiativa rispetto a quella radiativa.



(a) (b)

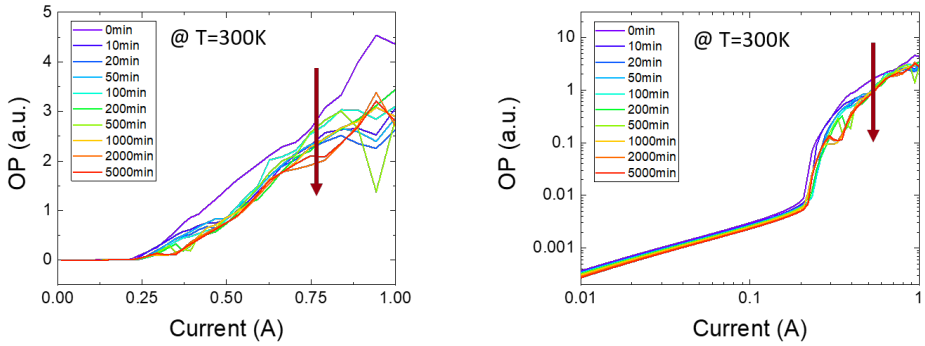
Figura 6.4: *Caratteristiche I-V nel tempo in scala lineare (a) e semilogaritmica (b)*



(a) (b)

Figura 6.5: *Caratteristiche L-I sottosoglia nel tempo in scala lineare (a) e logaritmica (b)*

In Fig. 6.7 è rappresentata la caratteristica C-V a temperatura ambiente, misurata ai diversi step di stress. Confrontando la misura a 0min e a 10min, si nota un importante aumento iniziale della capacità; successivamente, essa diminuisce probabilmente a causa di un fenomeno diffusivo di ridistribuzione della carica. Questo aumento è un andamento tipico già riportato in letteratura nei dispositivi basati su GaN; inizialmente, si erano previsti step più fitti in quel lasso temporale, ma dopo la morte di un diodo laser (che non aveva riportato questo cambiamento), per mancanza di tempo, si è deciso di saltarli. L'aumento è quindi correlabile all'apparizione di un diodo parassita dopo i primi 10 minuti di stress, all'attivazione del magnesio e alla diffusione di carica che



(a) (b)

Figura 6.6: *Caratteristiche L-I nel tempo in scala lineare (a) e logaritmica (b)*

può avvenire su un dispositivo vergine dopo i primi minuti di stress.

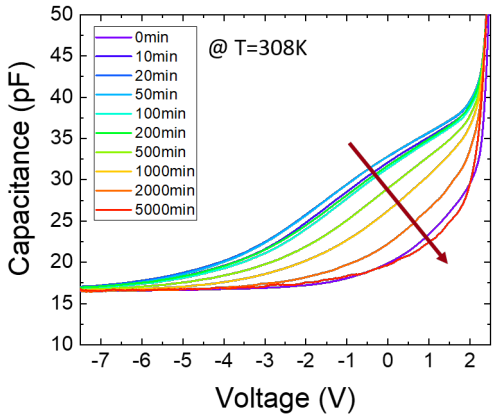


Figura 6.7: *Andamento della caratteristica C-V nel tempo*

Dall'andamento della caratteristica C-V è stato possibile ricavare l'andamento della regione di carica spaziale in funzione della tensione (Fig. 6.8). Si nota, dopo la caduta iniziale, un aumento della RCS in funzione del tempo di stress, come visto nella C-V.

In corrispondenza delle tensioni $-6V$, $-3V$ e $0.3V$ della caratteristica x-V a 0min sono stati presi i valori della larghezza della RCS, che corrispondono a $899nm$, $878nm$ e $719nm$. Per effettuare le misure degli spettri DLTS, questi valori sono stati mantenuti fissi durante tutto lo stress; per fare ciò, sono stati fatti variare in maniera opportuna i valori di tensione applicati al dispositivo.

Per ogni regione di DLTS e step di stress è stata acquisita anche una C-T; in Fig. 6.9 è possibile vedere un esempio delle caratteristiche C-T fatte con $x = 878nm$, in cui si nota la diminuzione della capacità all'aumentare degli step di stress, a causa della

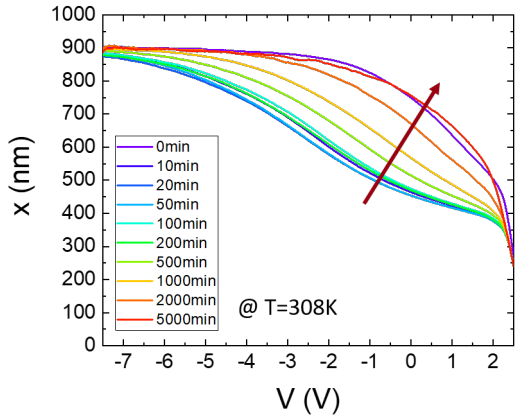


Figura 6.8: *Andamento della caratteristica x-V nel tempo*

ridistribuzione della carica, seguito da una stabilizzazione attorno ai $16pF$. Siamo in presenza di un difetto veloce, ossia che scambia carica con la relativa banda di conduzione/valenza poiché esso è poco profondo. Si può affermare che è poco profondo perché risponde a basse temperature e fornisce una variazione di capacità abbastanza veloce, cioè che si esaurisce in poche decine di gradi.

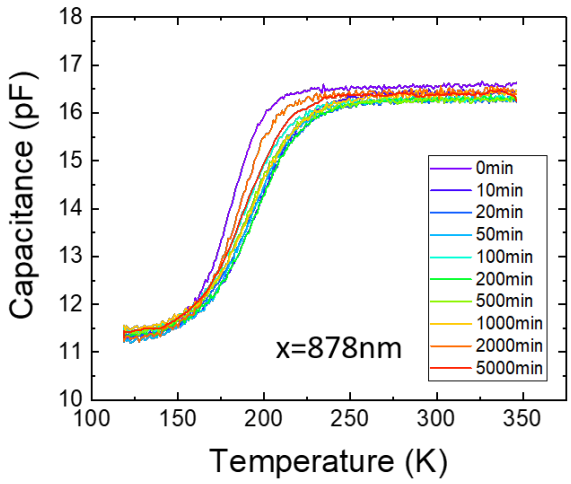


Figura 6.9: *Andamento della caratteristica C-T nel tempo con* $x = 878nm$

In Fig. 6.10, Fig. 6.11 e Fig. 6.12 è possibile confrontare l'andamento dei picchi del segnale di DLTS al variare del tempo di stress nelle tre regioni. In Fig. 6.10 si nota come, dopo lo step a 0min, non è stato possibile seguire la regione di carica spaziale fino allo step a 1000min, poiché, la tensione necessaria per mantenere la larghezza della RCS uguale a $899nm$ era minore di $-7.5V$, che era il limite inferiore del range

nella quale si effettuava la misura C-V. Nonostante ciò, si nota, un decremento del picco principale, che può essere ricondotto alla variazione della caratteristica I-V dopo il primo step, e a tutti gli effetti di cui si è già parlato.

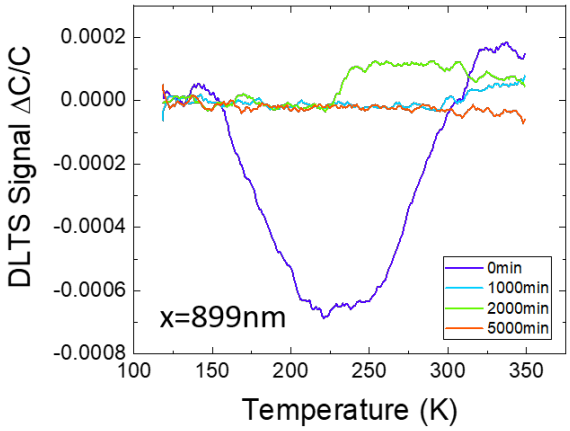


Figura 6.10: *Confronto picchi spettri DLTS con x=899nm*

In Fig. 6.11 sono presenti i picchi degli spettri DLTS con $x = 878nm$, si nota un generale aumento della quantità di difetti dovuto allo stress ad alte temperature.

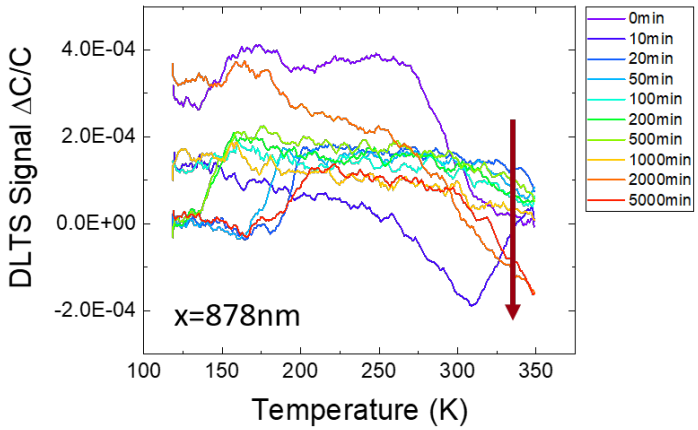


Figura 6.11: *Confronto picchi spettri DLTS con x=878nm*

In Fig. 6.12a sono mostrati gli spettri DLTS con $x = 719nm$, negli step a 2000min e 5000min si nota la presenza di un elevato picco positivo. Durante la misura di questi spettri alle alte temperature, si è visto come il diodo si trovasse in condizioni di polarizzazione diretta, cosa che ha implicato un passaggio di corrente tale da invalidare la misura. Infatti, in condizioni di polarizzazione diretta, la capacità di giunzione si riduce drasticamente per consentire il passaggio di corrente.

Infine, in Fig. $6.12b$, un ingrandimento nella zona negativa degli spettri con RCS pari a $719nm$, mostra un considerevole incremento del picco di segnale di DLTS, che è correlato all'aumento della quantità di difetti all'aumentare del tempo di stress.

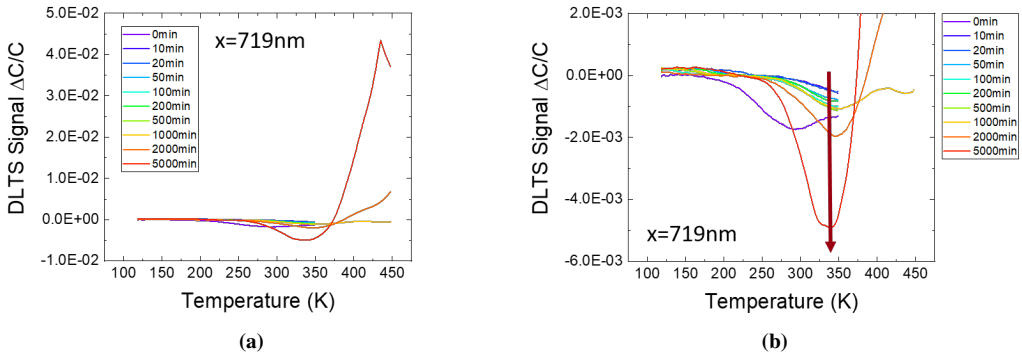


Figura 6.12: *Confronto picchi spettri DLTS con x=719nm completo (a) e ingrandito (b)*

Per quanto riguarda i picchi degli spettri DLTS nelle tre regioni con tensioni fisse, e cioè con: $V_{meas} = -6V$ $V_{fill} = -3V$ (Fig. 6.13), $V_{meas} = -3V$ $V_{fill} = 0.3V$ (Fig. 6.14) e $V_{meas} = 0.3V$ $V_{fill} = 2V$ (Fig. 6.15), essi sono confrontabili con i picchi ricavati dal precedente stress. Infatti, si nota un iniziale aumento del valore del picco del segnale di DLTS dovuto allo stress, che indica un aumento della quantità di difetti; il successivo decremento, invece, potrebbe indicare una diminuzione della concentrazione dei difetti oppure l'allargamento della RCS con conseguente ridistribuzione della carica e diminuzione della capacità, come spiegato anche precedentemente.

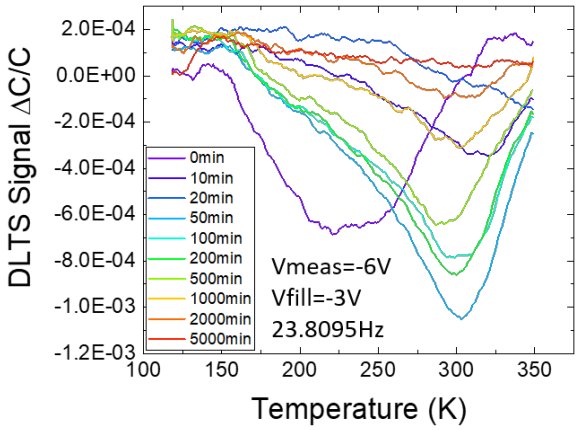


Figura 6.13: *Confronto picchi spettri DLTS con $V_{meas} = -6V$ e $V_{fill} = -3V$*

Per quanto riguarda i grafici di Arrhenius, ricavati dagli spettri DLTS con: $V_{meas} =$

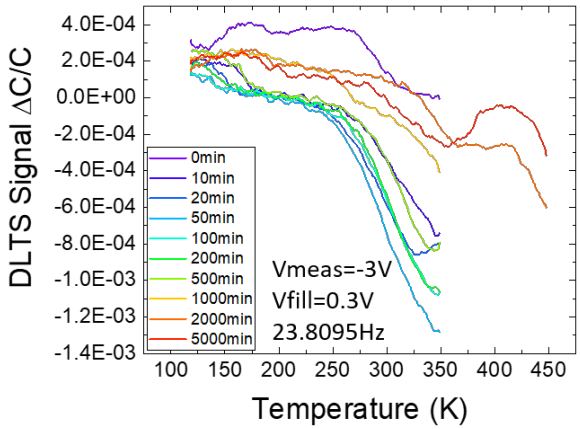


Figura 6.14: *Confronto picchi spettri DLTS con* $V_{meas} = -3V$ *e* $V_{fill} = 0.3V$

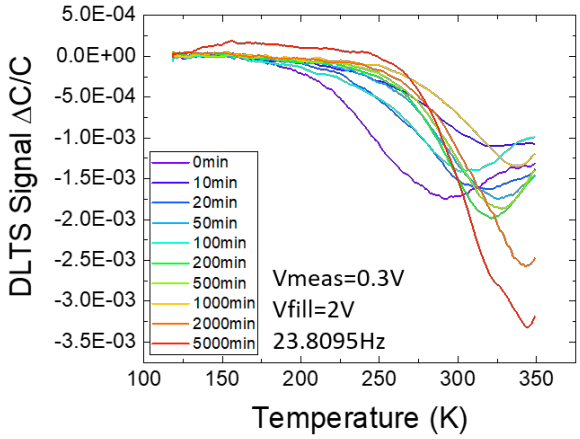


Figura 6.15: *Confronto picchi spettri DLTS con* $V_{meas} = 0.3V$ *e* $V_{fill} = 2V$

$-6V$ $V_{fill} = -3V$ (Fig. 6.16), $V_{meas} = -3V$ $V_{fill} = 0.3V$ (Fig. 6.17) e $V_{meas} = 0.3V$ $V_{fill} = 2V$ (Fig. 6.18), si nota un comportamento differente rispetto allo stress precedente, nel quale l'energia di attivazione era di circa $0.47eV$ in tutte le regioni. In questo stress, i grafici di Arrhenius delle tre regioni presentano energia di attivazione di $2.75eV$, $1.25eV$ e $1eV$ rispettivamente; energie di attivazione così elevate sono poco significative per la misura effettuata, che rileva solamente difetti shallow e non profondi. Questo può essere dovuto ad un campione non perfettamente sano (come si vede anche dalla rumorosità delle L-I, per correnti sopra soglia), che ha portato a delle misure molto rumorose.

Per i grafici di Arrhenius ricavati dagli spettri DLTS con RCS fissa, non è stato possibile estrarre l'Arrhenius Plot perché i picchi si trovavano oltre i 350K. Quando sono

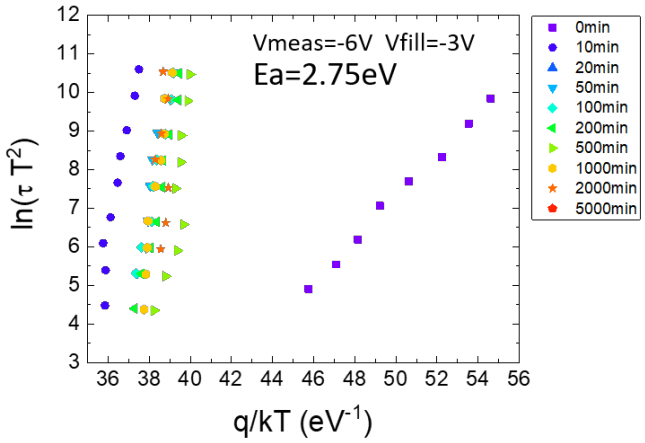


Figura 6.16: *Arrhenius Plot ricavato dagli spettri DLTS con* $V_{meas} = -6V$ *e* $V_{fill} = -3V$

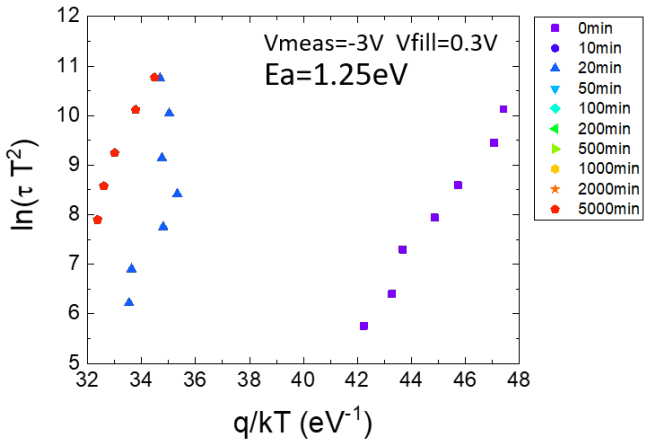


Figura 6.17: *Arrhenius Plot ricavato dagli spettri DLTS con* $V_{meas} = -3V$ *e* $V_{fill} = 0.3V$

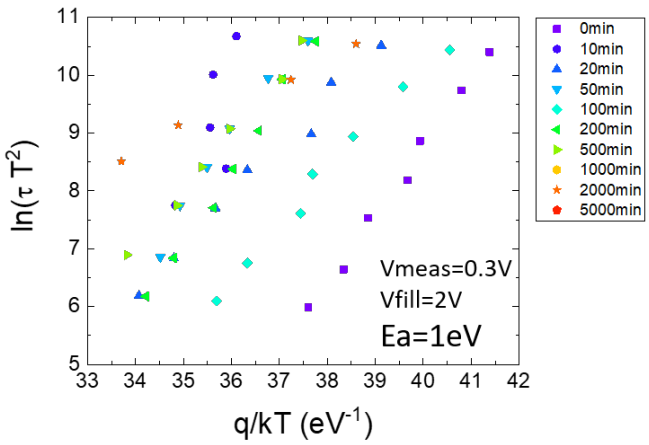


Figura 6.18: *Arrhenius Plot ricavato dagli spettri DLTS con* $V_{meas} = 0.3V$ *e* $V_{fill} = 2V$

state effettuate le misure DLTS fino a 450K, per misurare anche il picco, il diodo si trovava in condizione di polarizzazione diretta alle alte temperature, cosa che implicava un passaggio di corrente tale da invalidare la misura.

Da questo stress è apparso come effettuare gli spettri DLTS mantenendo le RCS fisse, sia più corretto per poter misurare una concentrazione di difetti comparabile a quella degli step di stress precedenti.

CAPITOLO 7

Conclusioni

Questo lavoro di tesi ha avuto lo scopo di analizzare i meccanismi di degrado di un laser blu a semiconduttore a $1.6W$ e di ricercare le possibili cause dei difetti presenti nel materiale. Si sono eseguite caratterizzazioni elettriche e ottiche con dipendenza dalla temperatura, seguiti da stress a corrente costante, nel quale si sono monitorati i principali parametri dei dispositivi. Infine, per lo studio dei difetti presenti nel materiale, si sono utilizzate tecniche avanzate come DLTS (Deep-Level Transient Spectroscopy). Di seguito sono riassunti i principali risultati sperimentali ottenuti dalle misure effettuate sul campione.

Le caratterizzazioni elettriche e ottiche iniziali, eseguite al variare della temperatura, hanno permesso di evidenziare dei primi meccanismi di riduzione della performance dovuti alla temperatura di funzionamento del dispositivo.
Dalla caratteristica I-V al variare della temperatura è emersa una diminuzione della tensione, dovuto al calo dell'energy gap, che diminuisce all'aumentare della temperatura

seguendo la legge di Varshni.
Dalla caratteristica ottica (L-I), si è notato un thermal droop del dispositivo, ossia una diminuzione della potenza ottica all'aumentare della temperatura, dovuto a fenomeni di carrier escape, carrier overflow e all'aumento delle ricombinazioni SRH, causati dall'aumento dell'energia termica. Per comprendere il comportamento del laser sottosoglia, ossia quando esso si comporta come un LED, è stata fatta anche una misura L-I a basse correnti, dove è emerso un aumento della potenza ottica, dovuto al miglioramento dell'efficienza di iniezione dei portatori all'aumentare della temperatura.
Dal punto di vista spettrale, il campione presenta un picco a circa $450nm$. All'aumentare della temperatura si nota uno spostamento della lunghezza d'onda verso il rosso (red shift), dovuto all'aumento della temperatura, che causa una riduzione dell'energy gap e, quindi, un conseguente aumento della lunghezza d'onda.
Invece, all'aumentare della corrente, si nota, un iniziale blue shift dovuto al piegamento delle bande del campo piezoelettrico caratteristico e intrinseco nel GaN, e al riempimento delle buche quantiche, che implica una ricombinazione delle coppie e^-/h^+ a livelli energetici maggiori, con conseguente riduzione della lunghezza d'onda. Successivamente, il picco si sposta verso destra (red shift) a causa della grande quantità di portatori che si ricombinano, che provocano l'autoriscaldamento del laser.

Dallo stress a corrente costante effettuato sui campioni, dal punto di vista elettrico, si è notato, all'aumentare del tempo di stress, una diminuzione della tensione provocato da due fattori: un miglioramento dei contatti e l'incremento dell'attivazione del magnesio, utilizzato come drogante di tipo p nel GaN, che provoca una maggiore conduttività del materiale, che a sua volta comporta una diminuzione della resistività.
Dal punto di vista ottico, si è osservato un iniziale aumento della potenza ottica, dovuto al miglioramento dei contatti e all'attivazione del magnesio; successivamente si nota un calo della potenza ottica durante lo stress a causa dei difetti che si creano e che favoriscono la ricombinazione non radiativa. Si può notare, inoltre, un aumento della corrente di soglia dovuto al fatto che si rende necessario iniettare una quantità maggiore di portatori per bilanciare quelli che vengono persi con la ricombinazione non radiativa.
Dal punto di vista spettrale, si è osservato un calo dell'ampiezza di picco dello spettro durante lo stress, in linea con il calo visto della potenza ottica di emissione. Ciò indica

una generazione di difetti all'interno della regione attiva, che si comportano come centri di ricombinazione SRH, indotta dallo stress.

Il secondo test sul degrado prevedeva uno stress a corrente costante con temperatura di stress incrementale ad ogni step. Dal punto di vista elettrico, si è notato, un iniziale decremento della drive voltage, probabilmente dovuto al miglioramento dei contatti e all'aumento dell'attivazione del Magnesio, seguito da un aumento della tensione causato dal degrado del dispositivo. Per quanto riguarda la caratteristica ottica, si nota la diminuzione della potenza ottica in funzione della temperatura di stress dovuta all'aumento di difetti che favoriscono la ricombinazione non radiativa.
Questo test prevedeva lo studio dei difetti tramite tecniche di misura avanzate, quali DLTS, con tensioni V_{meas} e V_{fill} fisse. Dagli spettri DLTS sono stati ricavati i grafici di Arrhenius dai quali, confrontandoli con quelli presenti in letteratura, è emerso che i difetti presenti possono essere dovuti a: atomi di Azoto che sostituiscono atomi di Gallio nella struttura cristallina, difetti di crescita o impurità di Idrogeno, Carbonio o Magnesio. Nella Tab. 7.1 sono riportate tutte le corrispondenze, trovate in letteratura, tra le energie di attivazione ricavate dagli spettri DLTS e le possibile cause associate ai livelli profondi nella regione di carica spaziale.

$E_a[eV]$	Possibile causa	Riferimento
0.49	Impurità di C o H	[30]
0.5	Trappola superficiale	[49]
0.52	N antisite	[9]
0.53	N antisite o impurità di Si, O e C	[16]
0.54	N antisite	[20]
0.55	Impurità di Ga e N	[4]
0.57	Impurità di Fe	[7]
0.578	Impurità di C o H	[50]
0.59	Difetto nativo	[3]
0.6	N antisite	[42]
0.6	Difetto di punto	[1]
0.6	Difetti di N	[2]
0.601	N antisite	[10]
0.62	Impurità di C e Mg o N antisite	[17]
0.62	Complessi Ga-O	[8]
0.62	Complessi Mg-H	[21]
0.78	N antisite	[27]

Tabella 7.1: *Corrispondenza tra E_a e possibile causa del difetto*

Da questo stress, oltre ad aver trovato delle possibili spiegazioni all'origine dei difetti, si può dedurre che, a causa della variazione della capacità di giunzione al variare

degli step di stress, la quale implica uno spostamento della regione di carica spaziale analizzata, non è corretto eseguire i DLTS mantenendo fisse le grandezze degli impulsi forniti. E' opportuno, invece, variare queste tensioni in modo da seguire lo spostamento della RCS per misurare una concentrazione di difetti comparabile a quella degli step di stress precedenti.

L'ultima parte della tesi prevedeva lo studio dei difetti tramite misure DLTS, ma mantenendo fisse le regioni di carica spaziale analizzate, facendo variare di conseguenza le tensioni. Dagli spettri DLTS ricavati, si è notato un generale incremento della quantità di difetti dovuto allo stress effettuato ad alte temperature, risultato molto più veritiero rispetto a quello ottenuto dallo stress precedente. Questo conferma la teoria della generazione di difetti nella zona attiva, ipotizzata dalle altre misure (I-V, L-I e spettri), che porta ad una diminuzione delle performance del dispositivo. Sfortunatamente, non è stato possibile estrarre ulteriori considerazioni dai grafici di Arrhenius, poiché non si son riusciti ad individuare con un'adeguata precisione i picchi degli spettri di DLTS, a causa della rumorosità delle misure.

Elenco delle figure

1 Confronto lettori e masterizzatori CD, DVD, Blu-Ray IV

1.1 Struttura cristallina Wurtzite 3
1.2 Struttura cristallina Zincoblenda 3
1.3 Diagramma a bande del GaN nella forma Wurtzite 4
1.4 Diagramma a bande del GaN nella forma Zincoblenda 4
1.5 Diagramma di un reattore HVPE a tre zone 12
1.6 Diagramma di un reattore MBE (a) e processi superficiali in atto durante la crescita (b) 14
1.7 Diagramma di un reattore MOVPE e processi di crescita 15
1.8 Schema della struttura dei layer di materiale nella ELO 16
1.9 Diagramma a bande per un sistema metallo/semiconduttore di tipo n per un contatto Shottky (a) e per un contatto basato su effetto tunnel (b). . . 18

2.1 LED a omogiunzione 22
2.2 LED a eterogiunzione 23
2.3 LED a emissione verticale (a) e LED a emissione laterale (b) 24
2.4 Spettro di emissione LED 24
2.5 Cavità Fabry-Perot 25
2.6 Ricombinazione/emissione spontanea 26
2.7 Ricombinazione/emissione stimolata 27

2.8 Generazione/assorbimento stimolato 27
2.9 Ricombinazione tramite livello profondo (a), ricombinazione Auger (b) e ricombinazione radiativa (c) 32
2.10 Generazione/assorbimento stimolato 32
2.11 Potenza ottica in funzione della corrente sopra e sotto la soglia 34
2.12 Modi della cavità e spettro di emissione di un laser 36
2.13 Concentrazione di portatori iniettati e potenza ottica in funzione del pompaggio sopra e sotto la soglia 37
2.14 Giunzione p-n con polarizzazione nulla (a) e in diretta (b). 38
2.15 Diodo ideale 38
2.16 Diodo reale 39
2.17 Potenza ottica emessa in funzione della corrente di iniezione, sotto e sopra soglia 41
2.18 Kink ottici presenti nella caratteristica L-I di un diodo laser reale 42
2.19 Potenza ottica in funzione della corrente per tre diversi livelli di temperatura e spostamento della corrente di soglia al variare della temperatura 42
2.20 Potenza ottica normalizzata a 25°C in funzione della lunghezza d'onda 43
2.21 Cavità Fabry-Perot 44
2.22 Guadagno e spettro di emissione da sotto a sopra soglia 46
2.23 Evoluzione del design della regione attiva: omogiunzione (a), eterogiunzione singola (b), eterogiunzione doppia (c) e quantum well (d) 47
2.24 Laser con cavità di Fabry-Perot (a) e laser con corrente confinata nella striscia gain-guided (b) 48
2.25 Buried laser index-guided 49
2.26 Reticolo di diffrazione 49
2.27 Spettro laser FP con perdite costanti (a) e spettro laser DFB con perdite laterali superiori (b) 50
2.28 Specchio e struttura della cavità di un VCSEL 51
2.29 Layout di una cavità di Fabry–Perot con emissione laterale (a) e di un array VCSEL (b) 51

3.1 Struttura del diodo laser 56
3.2 Pin di connessione del Laser 57

3.3 Misura I-V a quattro terminali 58
3.4 Setup di misura per la caratterizzazione iniziale elettrica e ottica. 60
3.5 Transienti di capacità al variare della temperatura con il corrispondente segnale di DLTS 61
3.6 Tipico spettro di DLTS 61
3.7 Setup utilizzato per le misure di DLTS 62

4.1 Caratteristiche I-V a diverse temperature in scala lineare (a) e semilogaritmica (b). 64
4.2 Iniezione di portatori non adiabatica 65
4.3 Caratteristiche L-I a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b). 65
4.4 Caratteristica L-I sottosoglia a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b). 66
4.5 Caratteristica spettrale del diodo laser al variare della temperatura a $130mA$ (a) e a $150mA$ (b). 67
4.6 Caratteristica spettrale del diodo laser al variare della temperatura a $1A$ (a) e andamento della lunghezza d'onda al variare della temperatura a $1A$ (b) 68
4.7 Caratteristica spettrale del diodo laser al variare della corrente a 75°C . 69
4.8 Spettri in corrente a T=75°C 69
4.9 Andamento delle caratteristiche I-V nel tempo in scala lineare alle temperature T=25°C (a) e a T=75°C (c) e logaritmica alle temperature T=25°C (b) e a T=75°C (d) 71
4.10 Andamento della potenza ottica nel tempo a T=25°C (a), con un ingrandimento ad alte correnti (b) e alla corrente di soglia (c) 72
4.11 Andamento della potenza ottica nel tempo, a T=25°C e I=0.5A 72
4.12 Andamento della corrente di soglia nel tempo, a T=25°C 73
4.13 Andamento della slope efficiency nel tempo, a T=25°C 74
4.14 Andamento della potenza ottica in sottosoglia nel tempo a T=25°C (a) e a T=25°C e $I = 200\mu A$ (b) 74
4.15 Caratteristica spettrale del diodo laser nel tempo a T=25°C e $I = 1A$ . . 74
4.16 Andamento dello spettro durante lo stress in dBm (a) e in scala lineare (b) 75

4.17 Andamento dello spettro durante lo stress a T=25°C, $I = 300mA$ (a) e a T=75°C, $I = 500mA$ (b) 76

5.1 Caratteristiche C-V (a) e N-V (b). 78

5.2 Caratteristiche I-V a diversi step in temperatura in scala lineare (a) e semilogaritmica (b). 79

5.3 Caratteristiche L-I sottosoglia a diversi step in temperatura in scala lineare (a), logaritmica (b) e andamento della potenza ottica all'aumentare dello stress (c). 80

5.4 Caratteristiche L-I a diversi step in temperatura in scala lineare (a) e logaritmica (b). Andamento della potenza ottica (c) e della corrente di soglia (d) all'aumentare del tempo di stress. 81

5.5 Andamento della caratteristica C-V a diversi step in temperatura 81

5.6 Caratteristiche x-V a diversi step in temperatura (a) e andamento della RCS a V=-3V (b) 82

5.7 Spettri DLTS da $V_{meas} = -3V$ a $V_{fill} = 0.3V$ (a) e relativo grafico di Arrhenius (b) 82

5.8 Confronto picchi spettri DLTS da $V_{meas} = -6V$ a $V_{fill} = -3V$ (a), andamento picchi nel tempo (b) e andamento della RCS nel tempo (c) . 84

5.9 Confronto picchi spettri DLTS da $V_{meas} = -3V$ a $V_{fill} = 0.3V$ (a), andamento picchi nel tempo (b) e andamento della RCS nel tempo (c) . 85

5.10 Confronto picchi spettri DLTS da $V_{meas} = 0.3V$ a $V_{fill} = 2V$ (a), andamento picchi nel tempo (b) e andamento della RCS nel tempo (c) . 86

5.11 Caratteristica C-T a diversi step in temperatura 86

5.12 Grafico di Arrhenius ricavato da tutti gli spettri DLTS con $V_{meas} = -6V$ e $V_{fill} = -3V$ 87

5.13 Grafico di Arrhenius ricavato da tutti gli spettri DLTS 87

6.1 Caratteristiche I-V a diverse temperature in scala lineare (a) e semilogaritmica (b) 90

6.2 Caratteristiche L-I sottosoglia a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b). 91

6.3 Caratteristiche L-I a diverse temperature in scala lineare (a) e logaritmica (b). 91
6.4 Caratteristiche I-V nel tempo in scala lineare (a) e semilogaritmica (b) . 92
6.5 Caratteristiche L-I sottosoglia nel tempo in scala lineare (a) e logaritmica (b) 92
6.6 Caratteristiche L-I nel tempo in scala lineare (a) e logaritmica (b) . . . 93
6.7 Andamento della caratteristica C-V nel tempo 93
6.8 Andamento della caratteristica x-V nel tempo 94
6.9 Andamento della caratteristica C-T nel tempo con $x = 878nm$ 94
6.10 Confronto picchi spettri DLTS con x=899nm 95
6.11 Confronto picchi spettri DLTS con x=878nm 95
6.12 Confronto picchi spettri DLTS con x=719nm completo (a) e ingrandito (b) 96
6.13 Confronto picchi spettri DLTS con $V_{meas} = -6V$ e $V_{fill} = -3V$ 96
6.14 Confronto picchi spettri DLTS con $V_{meas} = -3V$ e $V_{fill} = 0.3V$ 97
6.15 Confronto picchi spettri DLTS con $V_{meas} = 0.3V$ e $V_{fill} = 2V$ 97
6.16 Arrhenius Plot ricavato dagli spettri DLTS con $V_{meas} = -6V$ e $V_{fill} = -3V$ 98
6.17 Arrhenius Plot ricavato dagli spettri DLTS con $V_{meas} = -3V$ e $V_{fill} = 0.3V$ 98
6.18 Arrhenius Plot ricavato dagli spettri DLTS con $V_{meas} = 0.3V$ e $V_{fill} = 2V$ 98

Elenco delle tabelle

1.1 Principali proprietà dei semiconduttori. 5
1.2 Principali caratteristiche dei substrati. 9

3.1 Caratteristiche Laser 57

7.1 Corrispondenza tra E_a e possibile causa del difetto 103

Bibliografia

[1] A. R. Arehart, A. Corrion, C. Poblenz, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, and S. A. Ringel. Comparison of deep level incorporation in ammonia and rf-plasma assisted molecular beam epitaxy n-GaN films. *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics*, 5(6):1750–1752, 2008.

[2] A. R. Arehart, T. Homan, M. H. Wong, C. Poblenz, J. S. Speck, and S. A. Ringel. Impact of N- and Ga-face polarity on the incorporation of deep levels in n -type GaN grown by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 96(24):10–13, 2010.

[3] M. Asghar, P. Muret, B. Beaumont, and P. Gibart. Field dependent transformation of electron traps in GaN p-n diodes grown by metal-organic chemical vapour deposition. *Materials Science and Engineering B: Solid-State Materials for Advanced Technology*, 113(3):248–252, 2004.

[4] H. Ashraf, M. Imran Arshad, S. M. Faraz, Q. Wahab, P. R. Hageman, and M. Asghar. Study of electric field enhanced emission rates of an electron trap in n-type GaN grown by hydride vapor phase epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 108(10), 2010.

[5] J. Barbolla, S. Dueñas, and L. Bailón. Admittance spectroscopy in junctions. *Solid-State Electronics*, 35(3):285–297, mar 1992.

[6] X. A. Cao, S. F. LeBoeuf, and T. E. Stecher. Temperature-dependent electroluminescence of AlGaN-based UV LEDs. *IEEE Electron Device Letters*, 27(5):329–331, 2006.

[7] D. W. Cardwell, A. Sasikumar, A. R. Arehart, S. W. Kaun, J. Lu, S. Keller, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. A. Ringel, and J. P. Pelz. Spatially-resolved spectroscopic measurements of Ec - 0.57 eV traps in AlGaN/GaN high electron mobility transistors. *Applied Physics Letters*, 102(19):0–4, 2013.

[8] H. K. Cho, F. A. Khan, I. Adesida, Z. Q. Fang, and D. C. Look. Deep level characteristics in n-GaN with inductively coupled plasma damage. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(15), 2008.

[9] H. K. Cho, C. S. Kim, and C. H. Hong. Electron capture behaviors of deep level traps in unintentionally doped and intentionally doped n-type GaN. *Journal of Applied Physics*, 94(3):1485–1489, 2003.

[10] H. M. Chung, W. C. Chuang, Y. C. Pan, C. C. Tsai, M. C. Lee, W. H. Chen, W. K. Chen, C. I. Chiang, C. H. Lin, and H. Chang. Electrical characterization of isoelectronic In-doping effects in GaN films grown by metalorganic vapor phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, 76(7):897–899, 2000.

[11] L A Coldren, S W Corzine, A Wiley-Interscience Publication, and John Wiley. *Diode Lasers and Photonic Integ ated Ci rcuits*.

[12] C. De Santi, M. Meneghini, S. Carraro, S. Vaccari, N. Trivellin, S. Marconi, M. Marioli, G. Meneghesso, and E. Zanoni. Variations in junction capacitance and doping activation associated with electrical stress of InGaN/GaN laser diodes. *Microelectronics Reliability*, 53(9-11):1534–1537, 2013.

[13] C. De Santi, M. Meneghini, G. Meneghesso, and E. Zanoni. Degradation of InGaN laser diodes caused by temperature- and current-driven diffusion processes. *Microelectronics Reliability*, 64:623–626, 2016.

[14] Carlo De Santi, Matteo Meneghini, David Gachet, Giovanna Mura, Massimo Vanzi, Gaudenzio Meneghesso, and Enrico Zanoni. Nanoscale Investigation of Degradation and Wavelength Fluctuations in InGaN-Based Green Laser Diodes. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 15(2):274–280, 2016.

[15] Christian Dreyer and Franziska Mildner. *III-Nitride Ultraviolet Emitters*, volume 227. 2016.

[16] Tran Thien Duc, Galia Pozina, Erik Janzén, and Carl Hemmingsson. Investigation of deep levels in bulk GaN material grown by halide vapor phase epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 114(15), 2013.

[17] Z. Q. Fang, L. Polenta, J. W. Hemsky, and D. C. Look. Deep centers in as-grown and electron-irradiated n-GaN. *IEEE Semiconducting and Semi-Insulating Materials Conference, SIMC*, 2000-Janua:35–42, 2000.

[18] G Ghione. *Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics*. 2009.

[19] W. Götz, N. M. Johnson, J. Walker, D. P. Bour, and R. A. Street. Activation of acceptors in Mg-doped GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Applied Physics Letters*, 667(November 1995):667, 1995.

[20] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, N. Sawaki, K. Tadatomo, and K. Miyake. Analysis of deep levels in n-type GaN by transient capacitance methods. *Journal of Applied Physics*, 76(1):304–309, 1994.

[21] A. Hierro, S. A. Ringel, M. Hansen, J. S. Speck, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars. Hydrogen passivation of deep levels in n-GaN. *Applied Physics Letters*, 77(10):1499–1501, 2000.

[22] Hiroshi Amano, Kazumasa Hiramatsu and Isamu Akasaki. Heteroepitaxial Growth and the Effect of Strain on the Luminescent Properties of GaN Films on (1120) and (0001) Sapphire Substrates. *Japanese Journal of Applied Physics*, 27(Part 2, No. 8):L1384–L1386, 1988.

[23] Warren C. Johnson, James B. Parsons, and M. C. Crew. Nitrogen compounds of gallium: III. Gallic nitride. *Journal of Physical Chemistry*, 36(10):2651–2654, 1932.

[24] T Adams K. Gurnett. Native substrates for GaN: the plot thickens. *III-Vs Review*, 19, 2006.

[25] S.O. Kasap and Ravindra Kumar Sinha. *Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices*.

[26] U. Kaufmann, M. Kunzer, M. Maier, H. Obloh, A. Ramakrishnan, B. Santic, and P. Schlotter. Nature of the 2.8 eV photoluminescence band in Mg doped GaN. *Applied Physics Letters*, 72(11):1326–1328, 1998.

[27] D. Kindl, P. Hubík, J. Krištofik, J. J. Mareš, Z. Vborn, M. R. Leys, and S. Boeykens. Deep defects in GaN/AlGaN/SiC heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 105(9), 2009.

[28] Alois Krost and Armin Dadgar. GaN-based optoelectronics on silicon substrates. *Materials Science and Engineering B: Solid-State Materials for Advanced Technology*, 93(1-3):77–84, 2002.

[29] D. V. Lang. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 45(7):3023–3032, 1974.

[30] W. I. Lee, T. C. Huang, J. D. Guo, and M. S. Feng. Effects of column III alkyl sources on deep levels in GaN grown by organometallic vapor phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, 67(April 1995):1721, 1995.

[31] L. Liu and J. H. Edgar. Substrates for gallium nitride epitaxy. *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 37(3):61–127, 2002.

[32] Q. Z. Liu and S. S. Lau. A review of the metal-GaN contact technology. *Solid-State Electronics*, 42(5):677–691, 1998.

[33] H. P. Maruska and J. J. Tietjen. The preparation and properties of vapor-deposited single-crystal-line GaN. *Applied Physics Letters*, 15(10):327–329, nov 1969.

[34] Hadis Morkoç. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1: Materials Properties, Physics and Growth*. 2008.

[35] Hadis Morkoç. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 2: Electronic and Optical Processes in Nitrides*. 2008.

[36] Hadis Morkoç. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 3: GaN-based Optical and Electronic Devices*. 2008.

[37] Hadis Morkoç. *Nitride Semieonduetors and Devices*, volume 190. 2010.

[38] R. S. Muller, T. I. Kamins, and M Chan. Device Electronics for Integrated devices. *Chemical Vapor Deposition*, page 560, 2002.

[39] Shuji Nakamura, Yasuhiro Harada, and Masayuki Seno. Novel metalorganic chemical vapor deposition system for GaN growth. *Applied Physics Letters*, 58(18):2021–2023, 1991.

[40] Shuji Nakamura, Naruhito Iwasa, Masayuki Senoh, and Takashi Mukai. Hole Compensation Mechanism of P-Type GaN Films. *Japanese Journal of Applied Physics*, 31(5 R):1258–1266, 1992.

[41] S. J. Pearton, F. Ren, A. P. Zhang, and K. P. Lee. Fabrication and performance of GaN electronic devices. *Materials Science and Engineering R: Reports*, 30(3-6):55–212, 2000.

[42] Julien Pernot and Pierre Muret. Electronic properties of the EC -0.6 eV electron trap in n -type GaN. *Journal of Applied Physics*, 103(2):6–9, 2008.

[43] Q. Fareed R. Gaska and M S Shur. Migration Enhanced Metalorganic Chemical Vapor Deposition of AlN/GaN/InN based heterostructures. *IEEE Conference Pubblication*, pp.402-403, 2003.

[44] Rudiger Quay. *Gallium Nitride Electronics*. 2011.

[45] E. Fred Schubert. *Light-Emitting Diodes*. Cambridge University Press, 2003.

[46] M. Shiojiri, M. Čeh, S. Šturm, C. C. Chuo, J. T. Hsu, J. R. Yang, and H. Saijo. Structural and compositional analyses of a strained AIGaN/GaN superlattice. *Journal of Applied Physics*, 100(1), 2006.

[47] S Strite. GaN, AlN, and InN: A review. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 10(4), 1992.

[48] G. A. Umana-Membreno, G. Parish, N. Fichtenbaum, S. Keller, U. K. Mishra, and B. D. Nener. Electrically active defects in GaN layers grown with and without Fe-doped buffers by metal-organic chemical vapor deposition. *Journal of Electronic Materials*, 37(5):569–572, 2008.

[49] G. Verzellesi, M. Faqir, A. Chini, F. Fantini, G. Meneghesso, E. Zanoni, F. Danesin, F. Zanon, F. Rampazzo, F. A. Marino, A. Cavallini, and A. Castaldini. False surface-trap signatures induced by buffer traps in AlGaN-GaN HEMTs. *IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 732–735, 2009.

[50] C. D. Wang, L. S. Yu, S. S. Lau, E. T. Yu, W. Kim, A. E. Botchkarev, and H. Morkoç. Deep level defects in n-type GaN grown by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 72(10):1211–1213, 1998.

[51] C. Wetzel, T. Suski, J. W. Ager, E. R. Weber, E. E. Haller, S. Fischer, B. K. Meyer, R. J. Molnar, and P. Perlin. Pressure induced deep gap state of oxygen in GaN. *Physical Review Letters*, 78(20):3923–3926, 1997.

[52] Doo Hyeb Youn, Mohamed Lachab, Maosheng Hao, Tomoya Sugahara, Hironori Takenaka, Yoshiki Naoi, and Shiro Sakai. Investigation on the P-ype activation mechanism in Mg-doped GaN films grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 38(2 A):631–634, 1999.