

Laser a diodo

Margherita Bini, Francesco Sacco

1 Funzionamento del diodo laser

Un diodo è costituito da due materiali semiconduttori drogati uno di tipo “n” e uno di tipo “p”, accostati tra loro a formare la giunzione p-n.

Le lacune del materiale di tipo p, in prossimità dell’interfaccia, si muovono per diffusione verso la regione drogata n lasciando degli ioni fissi negativi. Gli elettroni del materiale n, invece, si muovono verso la regione p lasciando degli ioni fissi positivi nella regione n, sempre vicino alla giunzione (Fig. 1). Si crea così in prossimità della giunzione “una regione di svuotamento”.

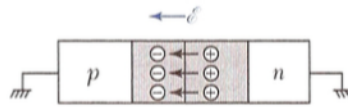


Figura 1: Diffusione di lacune e elettroni alla giunzione.

Prima che le due porzioni di materiale vengano accostate il livello di Fermi della regione di tipo “n” si trova poco sotto la banda di conduzione e quello della regione di tipo “p” poco sopra di quella di valenza. Il processo di diffusione termina quando i due livelli di Fermi risultano allineati (Fig. 2, a sinistra) con la regione di svuotamento che risulta essere “piegata”. Viene quindi generato un campo elettrico ϵ che si oppone al moto di diffusione (Fig. 1).

Applicando un potenziale all'esterno, negativo alla zona n e positivo alla zona p in modo da polarizzare direttamente il diodo, si ha un disallineamento del livello di Fermi del materiale “n” rispetto al livello di Fermi del materiale “p” (Fig. 2, a destra).

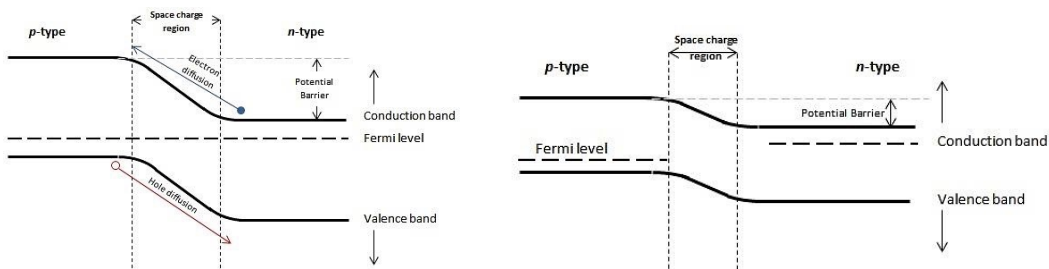


Figura 2: Disallineamento del livello di Fermi dovuto all’applicazione di un potenziale.

Il potenziale applicato causa una restrizione della zona di svuotamento e una diminuzione della curvatura delle bande. È possibile in questa situazione che una buca, proveniente dalla regione p, e un elettrone, da quella n, formino uno stato legato, l’eccitone, che, essendo instabile, decade originando un fotone con energia pari al gap (differenza energia tra la banda di conduzione e quella di valenza). Il diodo descritto, in grado di emettere luce per emissione spontanea, è il diodo led. Per passare dall’emissione spontanea a quella stimolata, e quindi dal diodo led al diodo laser, è necessaria la presenza di una cavità e di un materiale con guadagno ottico.

Nell’esperienza è stato utilizzato un diodo laser AlGaAs HL7812G (Fig. 3). La zona attiva, rappresentata con il colore più scuro in figura, è costituita da GaAs non drogato che avendo indice di rifrazione più alto funziona da guida d’onda per i fotoni. Condizione necessaria per il verificarsi dell’emissione stimolata è che ci siano molti elettroni nella banda di conduzione in modo tale che il fotone del fascio incidente possa incontrarli. Questo si verifica attraverso l’iniezione elettrica di portatori di carica. Nel diodo utilizzato la parte n è a contatto con un film metallico che inietta gli elettroni, l’elettrodo n (non rappresentato in figura), la parte p è in contatto con l’elettrodo p. L’iniezione dei portatori avviene quindi lungo la verticale del dispositivo mentre i fotoni si muovono lungo il GaAs non drogato. La luce in uscita è prevalentemente polarizzata parallelamente al piano

della giunzione.

Le dimensioni della finestra di GaAs (il rettangolo scuro rappresentato in figura) sono di $1\text{-}2\text{ }\mu\text{m}$ in orizzontale e di $200\text{-}500\text{ nm}$ in verticale.

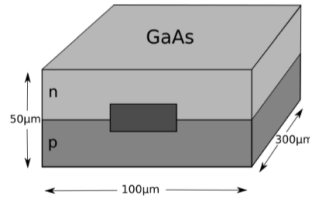


Figura 3: Diodo laser utilizzato nell'esperienza

In questa esperienza viene caratterizzato il laser a diodo utilizzato misurando la curva caratteristica (Sez. 2), la dipendenza dell'emissione dall'angolo (Sez. 3) e la lunghezza d'onda di emissione (Sez. 4)

2 Misura della caratteristica input-output

La caratteristica del diodo-laser è la curva della potenza della luce in uscita dal laser, qui misurata attraverso un PowerMeter con errore nominale del 5 %, in funzione della corrente in input. Lo scopo di questa sezione è quello di caratterizzare la soglia del laser, ovvero il momento in cui si passa da un'emissione spontanea, ovvero da un diodo led, alla dominazione dell'emissione stimolata, un diodo laser.

È stata analizzata anche la curva caratteristica al variare della temperatura, controllata attraverso la corrente iniettata in una cella di Peltier e misurata tramite un tester. Le misure sono state fatte a tre temperature diverse: a temperatura ambiente ($21\text{ }^{\circ}\text{C}$) e riscaldando o raffreddando il laser rispetto a temperatura ambiente, assicurandosi che per ogni set di misure la temperatura rimanesse costante. Le misure sono riportate in Tab. 1 e sono rappresentate in Fig. 4. All'intensità di corrente viene associato un errore di 0.1 mA , alla potenza l'errore nominale del PowerMeter. Nella zona lineare è stato eseguito un fit con la funzione $P(I) = m(T) \cdot I + q(T)$. I risultati del fit sono riportati in Tab. 2.

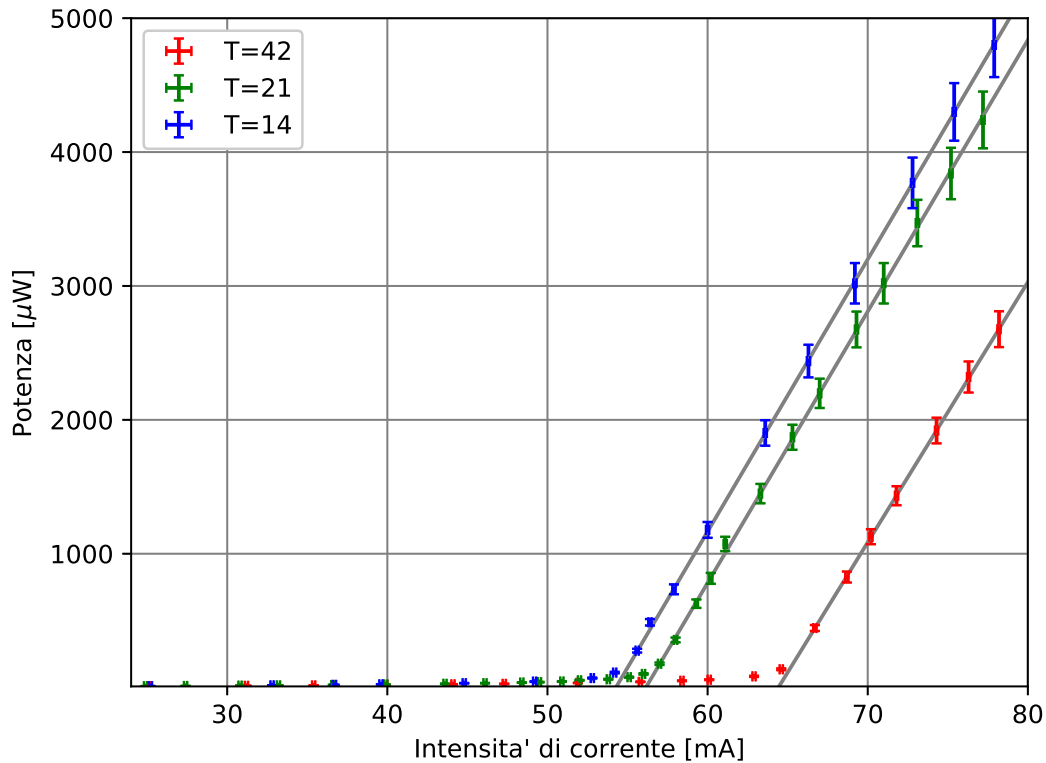


Figura 4: Caratteristica del diodo laser a diverse temperature.

T [°C]	I [mA]	P [μW]
42	78.2	2677
	76.3	2320
	74.3	1920
	71.8	1433
	70.2	1127
	68.7	826
	66.7	445
	64.6	136.9
	62.9	84.1
	60.1	59.0
	58.4	51.1
	55.8	43.2
	51.9	35.1
	47.3	28.1
	44.1	24.31
	39.9	20.17
	35.4	16.44
	31.2	13.54
	25.1	9.96

T [°C]	I [mA]	P [μW]
21	77.2	4240
	75.3	3840
	73.1	3470
	71.0	3020
	69.3	2675
	67.0	2198
	65.3	1870
	63.3	1449
	61.1	1073
	59.3	627
	58.0	356
	57.0	178.5
	56.0	102.1
	55.1	78.0
	53.8	62.4
	52.0	54.4
	50.9	45.6
	49.5	40.9
	48.4	37.8
	46.1	32.9
	43.6	28.5
	39.9	23.43
	36.6	19.82
	33.2	16.70
	30.8	14.70
	27.4	12.35
	24.9	10.75

T [°C]	I [mA]	P [μW]
14	77.9	4800
	75.4	4300
	72.8	3770
	69.2	3020
	66.3	2439
	63.6	1902
	60.0	1178
	57.9	734
	56.4	488
	55.6	276
	54.2	112.2
	52.8	71.2
	49.2	45.0
	44.8	32.7
	39.6	24.23
	36.7	20.70
	32.8	16.91
	25.2	11.23

Tabella 1: Misure di potenza al variare dell'intensità di corrente per tre temperature diverse.

T [°C]	m [mW/mA]	q [μW]
42	0.1943 ± 0.0006	-12518.4 ± 40
21	0.202 ± 0.002	-11380 ± 118
14	0.2033 ± 0.0007	-11033 ± 42

Tabella 2: Risultati del fit lineare.

La pendenza delle rette, identificata dal coefficiente m, è in accordo con il valore riportato nel data-sheet $m_{minimo} = 0.13 \text{ mW/mA}$ e $m_{tipico} = 0.25 \text{ mW/mA}$.

Abbiamo determinato la corrente di soglia $I_{th} = \frac{-q(T)}{m(T)}$, propagando opportunamente gli errori sul rapporto. I risultati sono riportati in Tab. 3.

T [°C]	I_{th} [mA]
42	64.42 ± 0.01
21	56.14 ± 0.03
14	54.27 ± 0.07

Tabella 3: Corrente di soglia al variare della temperatura.

Il valore della corrente di soglia è in accordo con quello riportato nel data-sheet $I_{th,tipico} = 50 \text{ mA}$ e $I_{th,max} = 90 \text{ mA}$.

L'andamento della corrente di soglia con la temperatura è descritto dalla relazione empirica $I_{th} \propto \exp\left[\frac{T}{T_0}\right]$, dove T_0 è chiamata temperatura caratteristica. È stato realizzato un fit con la funzione $I_{th} = a \cdot \exp(T/b)$, rappresentato in Fig. 5. Alla temperatura è stato associato un errore di 1 °C dovuto alla difficoltà di renderla stabile perchè il laser durante il funzionamento si scalda.

I parametri di best fit sono:

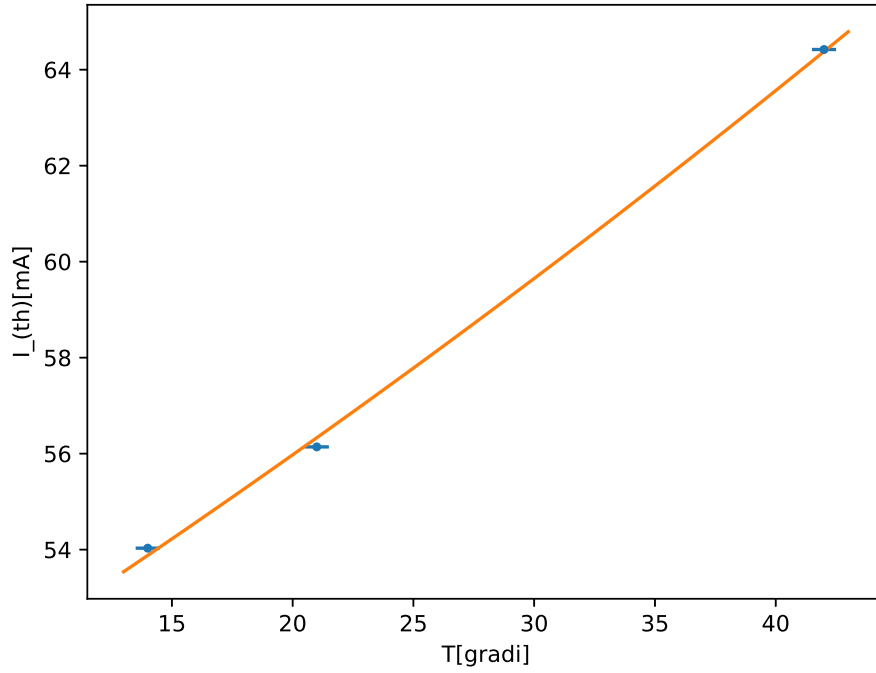


Figura 5: Andamento della corrente di soglia in funzione della temperatura

$$a = (49.3 \pm 0.3) \text{ mA}; b = (157 \pm 5) ^\circ\text{C}$$

Nel data-sheet è riportato un grafico da cui si possono dedurre i valori tipici dei parametri: $a \sim 45 \text{ mA}$ e $b \sim 170 ^\circ\text{C}$.

Notiamo come al crescere della temperatura si abbia una crescita della soglia di innesco del laser. Questo può essere dovuto a diversi fattori.

La soglia di un laser corrisponde alla condizione in cui le perdite eguagliano il guadagno. Tuttavia, la curva di guadagno, e in particolare il guadagno massimo, all'aumentare della temperatura diminuisce. Per raggiungere la condizione in cui le perdite eguagliano il guadagno è necessario quindi aumentare quest'ultimo iniettando più portatori di carica, provocando un aumento della corrente di soglia.

Un'altra motivazione per l'aumento della corrente di soglia è che, all'aumentare della temperatura, aumentano i meccanismi non radiativi che rimuovono portatori di carica dai processi, invece, radiativi. Ovvero, non tutti i portatori di carica iniettati contribuiscono all'emissione laser.

Il meccanismo non radiativo dominante per le perdite è la ricombinazione di Auger (Fig. 6). In quest'ultima un elettrone in banda di conduzione si ricombina con una lacuna in banda di valenza ma, invece dell'emissione di un fotone, si ha un trasferimento di energia ad un altro elettrone in banda di conduzione. Quest'ultimo termalizza, ovvero perde energia in vari step per collisioni con il reticolo del semiconduttore.

Un altro processo non radiativo è il "carrier spillover": all'aumentare della temperatura è più probabile che non tutti i portatori di carica restino confinati all'interno dell'eterostruttura.

Se il rate di questi processi aumenta con la temperatura per raggiungere la condizione di soglia è necessario iniettare più portatori di carica per ottenere lo stesso guadagno e questo provoca un aumento di I_{th} .

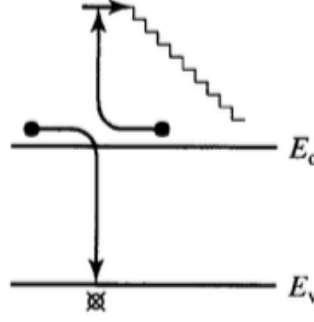


Figura 6: Ricombinazione di Auger.

3 Dipendenza dell'emissione dall'angolo

Lo scopo di questa sezione è analizzare l'andamento dell'intensità in uscita dal laser al variare dell'angolo in direzione perpendicolare e parallela al piano della giunzione.

Per effettuare le misure è stato utilizzato un goniometro e un rivelatore in silicio con area attiva minore rispetto a quello utilizzato in Sez. 2 in modo da avere una risoluzione migliore per effettuare misure in angolo, posizionato a una distanza di 10 cm dall'uscita del laser, che genera una fotocorrente misurata da tester. La corrente in input al laser in questa fase è sopra soglia, determinata in Sez. 2, a temperatura ambiente.

La direzione parallela e perpendicolare al piano della giunzione si individuano tramite un polarizzatore. Inizialmente viene determinato l'asse del polarizzatore osservando la variazione dell'intensità riflessa e, in particolare, quando essa ha un massimo, da una superficie orizzontale, un tavolo, muovendo l'asse del polarizzatore stesso. La luce riflessa dalla superficie è prevalentemente polarizzata perpendicolarmente al piano di incidenza e quindi parallelamente alla superficie. Si ha, quindi, il massimo dell'intensità quando l'asse del polarizzatore è parallelo alla superficie.

Conoscendo quindi l'asse del polarizzatore e sapendo che la luce in uscita dal laser è polarizzata parallelamente al piano della giunzione (Sez. 1) posso individuare il piano parallelo alla giunzione e quello perpendicolare.

Il laser viene quindi posizionato o con la giunzione parallela al piano del tavolo, dove si trova il goniometro, o perpendicolare, e viene ruotato attorno al goniometro.

In Fig. 7 vengono rappresentate le misure effettuate fittate con delle gaussiane della distribuzione angolare di intensità di corrente del diodo laser.

Il motivo per il quale viene una campana più stretta e una più larga è da individuare nelle dimensioni della guida d'onda che ha il lato verticale più corto, 200-500 nm (Fig. 3). Essendo questa lunghezza confrontabile con la lunghezza d'onda del laser per effetto della diffrazione nella direzione perpendicolare al piano della giunzione è presente una maggiore divergenza angolare.

Il fascio emesso è un fascio ellittico con l'asse maggiore perpendicolare al piano della giunzione (Fig. 8).

È possibile notare come le due curve non abbiano il punto di massimo coincidente, che è indice di un possibile errore di allineamento del set-up sperimentale.

Notiamo inoltre come i dati ottenuti variando l'angolo in direzione perpendicolare al piano della giunzione si adattino peggio alla curva arancione, rispetto a come i dati ottenuti variando l'angolo in direzione parallela si adattino alla curva verde. Questo effetto è presente anche nelle curve riportate nel data-sheet del diodo e potrebbe essere dovuto al fatto che il lato minore della finestra di GaAs puro è di più difficile fabbricazione e potrebbe presentare delle imperfezioni strutturali assenti nel lato più lungo.

Le due gaussiane hanno delle deviazioni standard di $\Delta\theta_{\perp} = (12.207 \pm 0.007)^{\circ}$, $\Delta\theta_{//} = (4.4795 \pm 0.0002)^{\circ}$.

Nel data-sheet del diodo è riportata la divergenza del fascio che corrisponde al doppio della deviazione standard. In Tab. 4 vengono confrontate le misure con i dati del data-sheet.

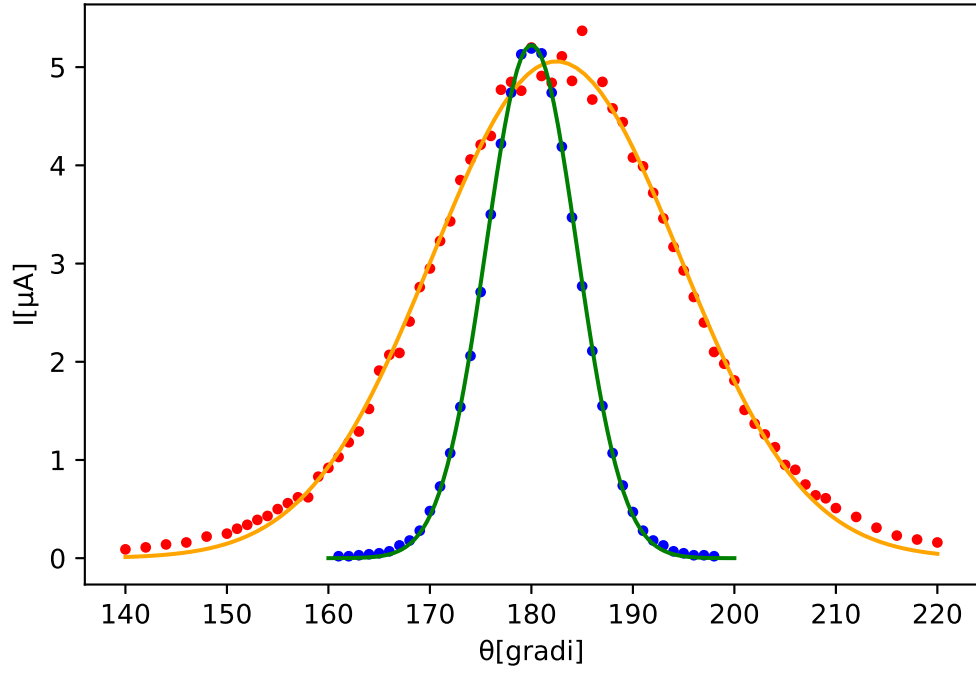


Figura 7: Distribuzione angolare dell'intensità di corrente del diodo laser. La linea arancione è stata ottenuta variando l'angolo in direzione perpendicolare al piano della giunzione e quella blu variandolo in direzione parallela.

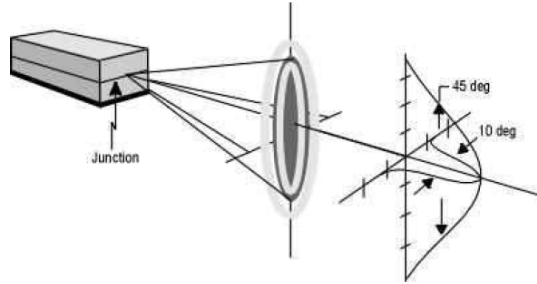


Figura 8: Forma caratteristica del fascio emesso dal diodo.

Direzione	Divergenza Minima [°]	Divergenza Massima [°]	Divergenza Tipica[°]	$2\Delta\Theta$ [°]
\perp	20	40	30	24
$//$	7	18	11	9

Tabella 4: Confronto dispersione angolare della luce con il datasheet

Conoscendo le deviazioni standard delle gaussiane è possibile stimare, grazie al principio di indeterminazione, le dimensioni della finestra di GaAs puro. Introduciamo un sistema di assi cartesiani con l'asse x parallelo al piano della giunzione, e l'asse y perpendicolare, e indicando con k l'impulso:

$$\Delta k_x \Delta x = \frac{1}{2} \quad (1)$$

$\Delta x = A_x/2$ è uguale a 2 volte la larghezza dell'apertura¹

È possibile collegare attraverso la trigonometria Δk alla deviazione standard della gaussiana $\Delta\Theta_x$:

¹Questo perchè rappresenta una deviazione standard, quindi l'onda che esce dall'apertura ha un incertezza sulla posizione di $\pm A_x/2$

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \tan \Delta \Theta_x \approx \frac{2\pi \Delta \Theta_x}{\lambda} \quad (2)$$

Otteniamo:

$$A_x = \frac{\lambda}{2\pi \Delta \Theta_x} \quad (3)$$

con $\Delta \Theta_x$ espresso in radianti.

Utilizzando come lunghezza d'onda quella riportata sul datasheet, $\lambda = 780 \pm 10$ nm, abbiamo che l'apertura rispettivamente lungo x e lungo y sono $(1.59 \pm 0.03) \mu\text{m}$ e $(0.58 \pm 0.02) \mu\text{m}$. Questi valori sono in accordo con i dati fornitici sulle dimensioni dell'apertura ($1\text{-}2\mu\text{m}$ e $0.2\text{-}0.5\mu\text{m}$)

4 Misura della lunghezza d'onda di emissione

Lo scopo della sezione è caratterizzare l'andamento della lunghezza d'onda dell'emissione al variare della temperatura, sempre controllata tramite il Peltier. In questa fase il laser viene accoppiato con una fibra ottica e viene utilizzato un monocromatore.

Il monocromatore contiene un reticolo di diffrazione che separa in angolo la luce in entrata nelle varie componenti spettrali. In uscita dallo strumento è posizionata una CCD (Charge Coupled Device) che è un array di pixel in grado di contare i fotoni che arrivano su ogni pixel. È possibile quindi misurare l'intensità, fornita dal pixel, per una lunghezza d'onda particolare, a seconda del pixel che viene colpito.

La sensibilità del monocromatore dipende inversamente dalla lunghezza e direttamente dalla dimensione del singolo pixel della CCD. Il monocromatore utilizzato nell'esperimento ha delle dimensioni ridotte, una lunghezza piccola, che comporta quindi una scarsa sensibilità dal punto di vista spettrale (circa 1 nm).

È possibile quindi determinare l'intensità in funzione della lunghezza d'onda per diverse temperature. Al variare della temperatura l'intensità subisce uno shift in lunghezza d'onda. In Tab. 5 e in Fig. 9 vengono riportate e rappresentate le misure della lunghezza d'onda al variare della temperatura. Per la lunghezza d'onda l'errore considerato è di ± 1 nm legato alla risoluzione del monocromatore, mentre per la temperatura è stato assegnato 1 °C, dovuto alla difficoltà di renderla stabile.

T [°C]	λ [nm]
12	780
15	780
17	781
19	781
21	781
23	781
25	781
26	782
27	783
29	783
31	783
33	784
34	785
36	785
38	785
40	785
42	785
44	786
45	786

Tabella 5: Misure della lunghezza d'onda al variare della temperatura

È stato eseguito un fit lineare $\lambda = m T + q$ ottenendo come parametri di best fit $m = (0.20 \pm 0.01) \text{ nm}/^\circ\text{C}$ e $q = (779.1 \pm 0.4) \text{ nm}$. Sul data-sheet è riportato il grafico della dipendenza della lunghezza d'onda dalla temperatura da cui è possibile dedurre che $m \sim 0.21 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ e $q \sim 781 \text{ nm}$.

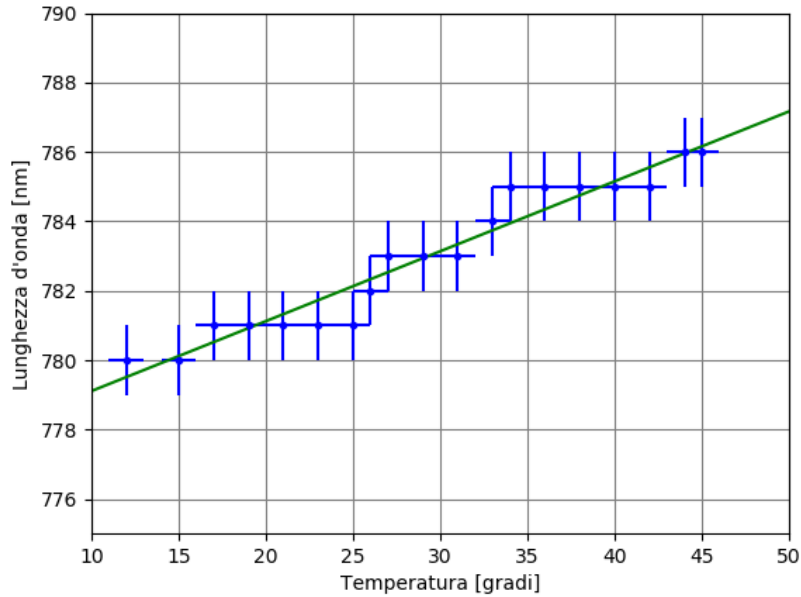


Figura 9: Lunghezza d'onda in funzione della temperatura.

Possiamo notare come la lunghezza d'onda in funzione della temperatura non abbia un'andamento continuo, assumendo l'aspetto di una funzione a gradini. Questo andamento è in accordo con il grafico sul data-sheet anche se non è possibile confrontare l'altezza dei gradini a causa dell'errore sulle misure. Infatti il monocromatore ha una risoluzione di 1 nm mentre nel grafico sul data-sheet l'altezza dei gradini è di ~ 0.3 nm.

Il laser utilizzato è costituito da un mezzo con guadagno ottico e dalla cavità, attraverso la quale vengono selezionati i modi risonanti. L'effetto laser avviene solo sui modi risonanti che si trovano nella regione spettrale in cui il guadagno supera le perdite. In particolare il modo che si trova più vicino al picco del guadagno laser. Al variare della temperatura la curva del guadagno, e la lunghezza d'onda per la quale si ha guadagno massimo, può variare. Aumentando la temperatura si ha infatti una diminuzione del gap e quindi un aumento conseguente della lunghezza d'onda. Possono variare anche i modi risonanti della cavità a causa sia dell'espansione termica del materiale semiconduttore, che di una variazione dell'indice di rifrazione. In particolare, dato che i modi selezionati dalla cavità sono individuati da $m\lambda = 2nL$, con m numero intero, λ lunghezza d'onda del laser, n indice di rifrazione del mezzo e L lunghezza della cavità, se L o n aumentano anche i modi shiftano verso lunghezze d'onda maggiori.

Tuttavia, la lunghezza d'onda per la quale si ha guadagno massimo cambia più velocemente rispetto allo shift dei modi risonanti (Fig. 10). Questo fa sì che il picco del guadagno può trovarsi tra due modi longitudinali, e laserare prima su uno e poi sul secondo, provocando un cambiamento di modo. Quest'ultimo causa un cambiamento discreto della lunghezza d'onda e, quindi, l'aspetto a "gradini" del grafico.

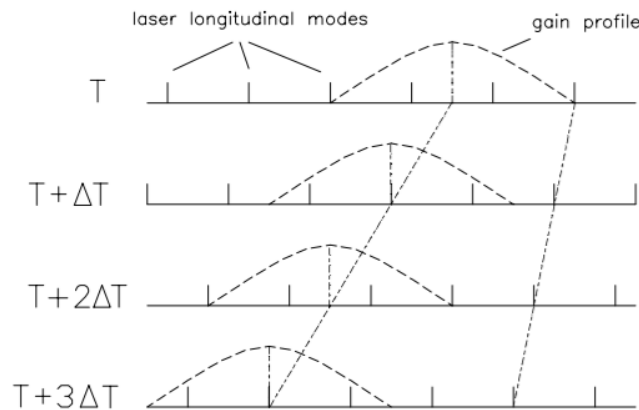


Figura 10: Fenomeno del salto del modo.