



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Corso di Laurea in Ingegneria Elettronica

TESI DI LAUREA

**AFFIDABILITÀ E DEGRADO DI LED A BASSA POTENZA
PER APPLICAZIONI DI ILLUMINOTECNICA**

Laureando

Matteo Buffolo

Relatore

Ch.mo Prof. Enrico Zanoni

Co-relatore

Dott. Matteo Meneghini

ANNO ACCADEMICO 2013/2014

Indice

Abstract	i
Introduzione	iii
1 Visione umana e colorimetria	1
1.1 L'occhio umano	1
1.1.1 La sensitività spettrale dell'occhio umano	3
1.1.2 Grandezze radiometriche e grandezze fotometriche	4
1.2 Gli spazi di colore	6
1.2.1 Il sistema di riferimento strumentale RGB	7
1.2.2 I sistemi di riferimento XYZ e xyY	8
1.2.3 Il sistema di riferimento $Y u'v'$	10
1.3 Proprietà della luce bianca	11
1.3.1 Spettro del corpo nero e temperatura di colore	11
1.3.2 L'indice di resa cromatica	13
1.3.3 Color Quality Scale (CQS)	16
1.4 Generazione della luce bianca	17
1.4.1 I LED basati su fosforo-conversione	17
1.4.2 Altri approcci alla generazione del bianco	21
2 Il Nitruro di Gallio	23
2.1 La struttura cristallina del GaN	25
2.2 Tecniche di crescita	26
2.2.1 HVPE	29
2.2.2 MBE	30
2.2.3 MOVPE	32
2.2.4 LEO	34
2.3 I substrati di crescita	36
2.3.1 Zaffiro	37

2.3.2	SiC	38
2.3.3	Si	38
2.3.4	GaN	39
2.4	Drogaggio e contatti ohmici	40
2.4.1	Drogaggio di tipo n	40
2.4.2	Drogaggio di tipo p	41
2.4.3	Contatti ohmici su GaN	42
3	Il LED: Struttura e Proprietà	45
3.1	I processi di ricombinazione	45
3.1.1	Ricombinazione radiativa	47
3.1.2	Meccanismi di ricombinazione non radiativa	50
3.1.3	L'efficienza quantica interna	55
3.2	Proprietà elettriche del LED	56
3.2.1	La giunzione p-n	56
3.2.2	I diodi ad eterogiunzione	59
3.2.3	Analisi della caratteristica I-V: non idealità	65
3.2.4	Analisi della caratteristica I-V: meccanismi di trasporto elettronico	67
3.2.5	Polarizzazione inversa	69
3.3	Proprietà ottiche del LED	70
3.3.1	Spettro di emissione	70
3.3.2	Estrazione dei fotoni	72
3.3.3	Evoluzione della struttura del LED	74
3.3.4	Analisi della caratteristica L-I	77
3.4	Meccanismi di degrado dei LED	79
3.4.1	Degrado del chip attivato dal flusso di corrente	80
3.4.2	Degrado del chip attivato dalla temperatura	81
3.4.3	Degrado delle proprietà cromatiche del LED	82
3.4.4	Degrado indotto da EOS	83
4	Strumenti, metodi e campioni in esame	85
4.1	Confronto dei campioni	85
4.1.1	Confronto della struttura dei campioni in esame	86
4.1.2	Preparazione dei campioni	89
4.1.3	Confronto delle caratteristiche elettriche	91
4.1.4	Confronto delle caratteristiche ottiche	92
4.2	Descrizione del setup di misura	94

4.2.1	Caratterizzazione elettrica	94
4.2.2	Caratterizzazione ottica	97
4.2.3	Setup per lo stress dei dispositivi	101
5	Caratterizzazione termica	105
5.1	L'impedenza termica	105
5.2	Caratterizzazione elettrica della temperatura di giunzione	107
5.3	La caratterizzazione termica effettuata tramite TEC sui campioni vergini	112
5.4	La caratterizzazione termica effettuata tramite camera climatica a 250 ore	114
5.5	L'analisi termica della PCB in FR-4	119
6	Lo studio di degrado accelerato	121
6.1	Risultati per lo stress dei LED Seoul	122
6.1.1	Lo stress dei LED Seoul su PCB in FR-4 a 100 mA	130
6.2	Risultati per lo stress dei LED Philips	132
6.2.1	Lo stress dei LED Philips su PCB in FR-4 a 100 mA	139
6.3	Risultati per lo stress dei LED Osram	141
6.3.1	Lo stress dei LED Osram su PCB in FR-4 a 100 mA	148
6.4	Risultati per lo stress dei LED Citizen	150
6.4.1	Lo stress dei LED Citizen su PCB in FR-4 a 100 mA	158
6.5	Considerazioni globali	161
7	Conclusioni	165

Abstract

Con il presente lavoro di tesi vengono riportati i risultati dello studio affidabilistico condotto su quattro diverse varietà di Light-Emitting Diodes (LED) per illuminazione allo stato solido. Lo scopo è quello di verificare se una soluzione basata su molteplici sorgenti low-power e low-cost, tipicamente destinate ad essere integrate come generici elementi retro-illuminanti, possa ritenersi una valida alternativa, sia in termini di performance che di affidabilità, rispetto ai consueti sistemi d'illuminazione basati su high-power LED.

Per i dispositivi optoelettronici basati su Nitruro di Gallio le alte temperature raggiunte in regime di funzionamento costituiscono ancora la principale causa di degrado, sia a livello del semiconduttore che del package. In quest'ottica, i campioni prescelti sono stati sottoposti a cicli di stress termico ed elettrico in apposite camere climatiche, da cui sono stati regolarmente estratti per ottenerne una completa caratterizzazione elettrica (I-V) e ottica (spettro, flusso radiante, coordinate cromatiche, CCT, CRI ed efficienza).

I dati ottenuti hanno permesso di definire i meccanismi di degrado specifici che affliggono ciascuna delle tipologie di LED in esame, nonché di ricavarne le rispettive cinetiche di degenerazione. Queste ultime hanno decretato la buona robustezza delle soluzioni analizzate verso moderate temperature d'esercizio, mostrando come il ridotto design termico dovuto all'economicità di tali sorgenti non ne penalizzi eccessivamente l'utilizzo in ambito illuminotecnico.

Introduzione

L'evoluzione dei dispositivi optoelettronici ha subito un incredibile ramp-up nell'ultimo ventennio, garantendo la penetrazione di tali tecnologie in innumerevoli ambiti della società moderna. Si pensi, ad esempio, ai diodi laser, il cui ambito applicativo spazia da applicazioni consumer quali la lettura/scrittura di supporti ottici ad alta densità di dati (gli attuali Blu-Ray o i futuri "UV discs") all'utilizzo come sorgente luminosa primaria sia per la trasmissione digitale tramite fibra ottica che per alcune avanzate tecniche litografiche. Anche i dispositivi fotovoltaici, in particolar modo dopo il boom economico cui tale mercato è andato incontro nel 2007, hanno visto un costante aumento delle proprie performance, con un'efficienza record raggiunta dalle celle solari multi-giunzione a concentrazione superiore al 44% (fonte NREL, [1]). Detto ciò, il settore che più tra tutti ha intrapreso un percorso di radicale cambiamento dettato dall'adozione delle tecnologie emergenti è sicuramente quello dell'illuminazione.

L'illuminazione a stato solido, basata cioè sull'utilizzo di LED (o *Light-Emitting Diodes*) in luogo delle più tradizionali fonti luminose quali lampade a fluorescenza o ad incandescenza (queste ultime, peraltro, già in phasing-out secondo le ultime normative europee), ha infatti raggiunto un livello di maturità tale da poter rivaleggiare, se non primeggiare, in termini di affidabilità, resa cromatica ed efficienza. Proprio quest'ultima caratteristica, unita ad un possibile tempo di vita superiore alle 70.000 ore, ha spinto verso l'adozione su larga scala di questa innovativa categoria di sorgenti luminose: infatti, in un momento storico nel quale quasi il 20% dell'energia elettrica prodotta globalmente è destinata all'illuminazione, anche un aumento di pochi punti percentuali nell'efficienza luminosa può significare non solo un grande risparmio economico, ma anche una notevole riduzione dell'impatto sull'ambiente.

Nonostante i recenti progressi le sorgenti a stato solido irradianti nel bianco sono relativamente giovani: di fatto se i primi LED, basati su AlInGaP, erano vincolati ad un range spettrale che si estende dal rosso al verde, solo l'evoluzione dei dispositivi a semiconduttore basati su Nitruro di Gallio ha permesso la creazione di LED con emissione nel blu e nel viola. Siffatte sorgenti permettono la generazione di luce bianca tramite le

cosiddette tecniche di *color-mixing*: l'opportuna miscela di radiazioni luminose monocromatiche viene infatti percepita dall'occhio umano come "bianca". Tipicamente ciò avviene sfruttando le proprietà di conversione fotonica di materiali fosforici basati su YAG:Ce (che se stimolati da luce blu emettono nel giallo) oppure tramite l'affiancamento di LED a diversa lunghezza d'onda di emissione.

Nell'attuale stadio evolutivo dei LED gran parte delle problematiche affidabilistiche relative alla qualità cristallina del semiconduttore cresciuto sono state mitigate, garantendo tempi di vita per i dispositivi superiori alle 40000 ore. Di pari passo con quest'evoluzione, tuttavia, anche le esigenze del mercato in termini di design termico delle strutture dissipanti si sono alzate: volendo ridurre al minimo la dimensioni di questi annessi indispensabili alla dispersione del calore generato dai LED, sia per un fattore pratico che economico, la richiesta di dispositivi qualificati per operare a temperature di giunzione anche superiori ai 150 °C è ormai altamente diffusa. A questi livelli di stress termico non solo gran parte dei meccanismi di degrado per il chip di semiconduttore potrebbero risultare attivi, ma possono anche insorgere gravi problematiche dovute al deterioramento del package. Se la caratterizzazione affidabilistica dei LED ad alta luminosità, e quindi ad alta potenza, tipicamente utilizzati per l'illuminazione ambientale tramite sorgenti concentrate (es: faretto) trova in letteratura una vastissima trattazione, quella delle emergenti sorgenti mid-power (0.2-0.5 W), più adatte a soluzioni d'illuminazione distribuite (plafoniere e tubi a LED) e di backlighting, non è ancora stata debitamente affrontata. Tali dispositivi sono molto interessanti in quanto il loro basso costo e la (relativamente) bassa dissipazione di calore ne permettono una spinta integrazione negli illuminanti finali che, in un'ottica di lumen/costo, risultano ben competere con le tradizionali soluzioni basate su HB-LED (*High-Brightness LED*), anche surclassandole.

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è quello di caratterizzare il degrado e l'affidabilità di LED a medio-bassa potenza prodotti da quattro tra i principali protagonisti dell'industria del solid-state lighting. Al fine di poter valutare il reale impatto a lungo termine che un regime operativo ad elevate temperature ha sulle performance e sull'affidabilità dei dispositivi, questi sono stati stressati in apposite camere climatiche con temperatura variabile tra i 45 ed i 105 °C. La reale temperatura raggiunta in queste condizioni dalla regione attiva dei LED è stata stimata tramite un'appropriata tecnica di caratterizzazione termica basata sulla misura della tensione operativa del diodo luminoso. Sulla base di questi risultati è stato inoltre possibile modellizzare la specifica gestione del calore dei dispositivi in termini di resistenza termica, fondamentale per l'ingegnerizzazione delle lampade e degli illuminanti basati su tali sorgenti luminose.

A precisi intervalli di tempo lo stress è stato interrotto in modo tale da permettere una completa caratterizzazione elettrica ed ottica di tutti i LED in esame, tramite cui è stato possibile individuare gli specifici meccanismi di degrado in gioco e di valutarne l'impatto sulle performance a lungo termine del dispositivo.

Riprendendo l'iter di studi e di sperimentazioni condotti, questa relazione è suddivisa in sette capitoli, che comprendono:

- **Capitolo 1:** L'analisi della percezione visiva umana, alcuni fondamenti di colorimetria ed un sommario sui principali approcci alla generazione di luce bianca.
- **Capitolo 2:** Proprietà, storia e tecniche di crescita del Nitruro di Gallio.
- **Capitolo 3:** Descrizione delle proprietà fisiche e strutturali dei LED ed una panoramica sui fenomeni di degrado che affliggono i moderni device.
- **Capitolo 4:** Confronto dei campioni in esame e descrizione del setup e delle metodologie di misura adottate.
- **Capitolo 5:** Risultati della caratterizzazione termica dei dispositivi.
- **Capitolo 6:** Risultati sperimentali dell'indagine di degrado accelerato.
- **Capitolo 7:** Conclusioni sullo studio condotto e prospettive per la sua continuazione.

Capitolo 1

Visione umana e colorimetria

La creazione di una fonte luminosa bianca, ad ampio spettro, a partire da delle sorgenti prettamente monocromatiche come i LED non è affatto un semplice task. La scelta della lunghezza d'onda principale, dei fosfori e degli altri elementi che vanno a comporre il package del dispositivo sono tutti fattori che ne influenzano la resa cromatica finale. Per capire come ciò avviene, tuttavia, è indispensabile, in primo luogo, comprendere come il nostro occhio ed il nostro cervello interpretino gli stimoli luminosi esterni. Una volta mappate le sensazioni cromatiche in precise proprietà fisiche della luce, infatti, sarà poi possibile configurare adeguatamente la sorgente desiderata. In questo capitolo analizzeremo dapprima le caratteristiche che rendono l'occhio umano un così particolare ricevitore. Verranno poi esaminati i principali strumenti di analisi quantitativa della radiazione luminosa: le grandezze fotometriche e gli spazi di colore. Infine, si concluderà con una panoramica sulle proprietà e sulle tecniche di generazione delle luce bianca.

1.1 L'occhio umano

L'occhio è forse l'organo più complesso del corpo umano. A livello strutturale esso è considerabile come una camera ottica sferica: la radiazione luminosa proveniente dall'esterno, detta *stimolo*, attraversa mezzi con diversi indici di rifrazione e si focalizza sul fondo dell'occhio, il quale è ricoperto da una membrana sensibile alla luce, chiamata *retina*. Nel suo cammino ottico la luce incontra il *cristallino*, la "lente" dell'occhio, il quale, essendo fortemente assorbente per lunghezze d'onda minori di 450 nm, ne altera la distribuzione spettrale di potenza. La retina è l'elemento foto-sensibile dell'occhio: essa è una membrana non uniforme coperta di cellule foto-recettrici, denominati *coni* e *bastoncelli*, che fungono da trasduttori di segnale verso il cervello.

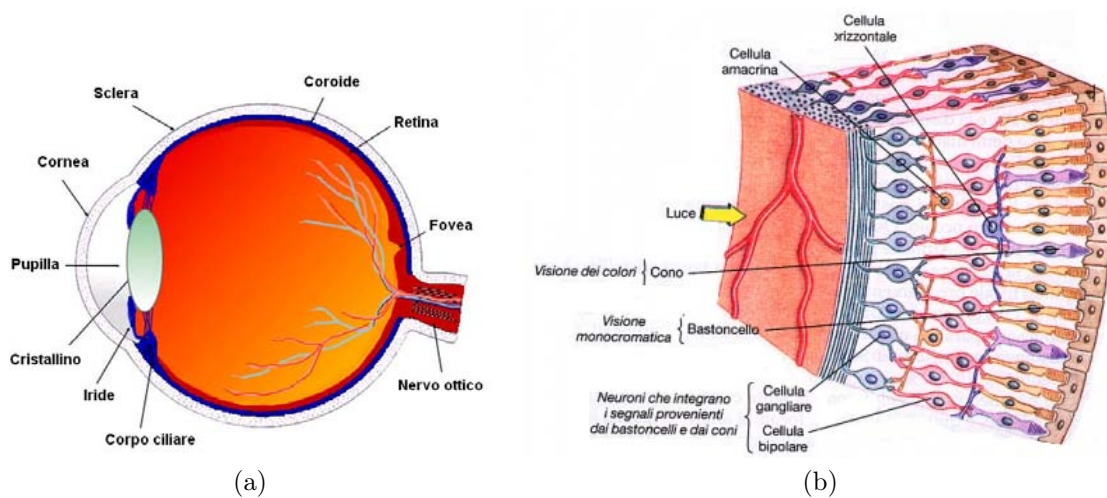


Figura 1.1: Occhio umano e sue principali componenti (a). Sezione della retina (b).

A seconda dell'entità del flusso luminoso e della porzione di retina interessata dal fascio incidente esistono diversi *regimi di visione*. La già accennata non uniformità della retina, infatti, deriva dalla presenza nella sua parte centrale (*macula lutea*) di un *pigmento inerte* che modifica spettralmente la luce assorbita: il risultato sono due ben distinti regimi visivi per l'occhio, uno relativo alla visione maculare, che per convenzione copre un angolo solido minore di 4° , ed un secondo, di visione periferica, cui è invece associato un campo visivo con angolo solido di 10° . Come è visibile dalla Fig. 1.2a anche la distribuzione spaziale dei fotorecettori non è uniforme e presenta nella regione foveale un'intensa concentrazione di bastoncelli.

Le diverse proprietà spettrali di coni e bastoncelli danno invece origine ad un'altra classificazione per la visione umana, non più basata sull'ampiezza del campo visivo ma sulla capacità, o meno, di discernere i colori e/o di adattarsi ad ambienti poco luminosi. La ripartizione, in questo caso, comprende tre regimi visivi:

- *Visione fotopica*: mediata dai coni, è la tipica visione a colori che si percepisce in presenza di luce diurna ($\text{luminanza} > 3 \text{ cd/m}^2$)
- *Visione scotopica*: mediata dai bastoncelli, è una visione acromatica attiva in regime di basso flusso luminoso ($< 0.003 \text{ cd/m}^2$)
- *Visione mesopica*: è una via di mezzo tra le tipologie di visioni appena descritte in cui sia coni che bastoncelli operano la foto-conversione; le condizioni di luminosità sono quelle tipiche della guida notturna in automobile ($0.003 < \text{luminanza} < 3 \text{ cd/m}^2$)

Esistono tre tipi di coni, ciascuno dotato di un diverso fotopigmento responsabile della conversione foto-chimica della radiazione luminosa. Essi sono classificati in base al

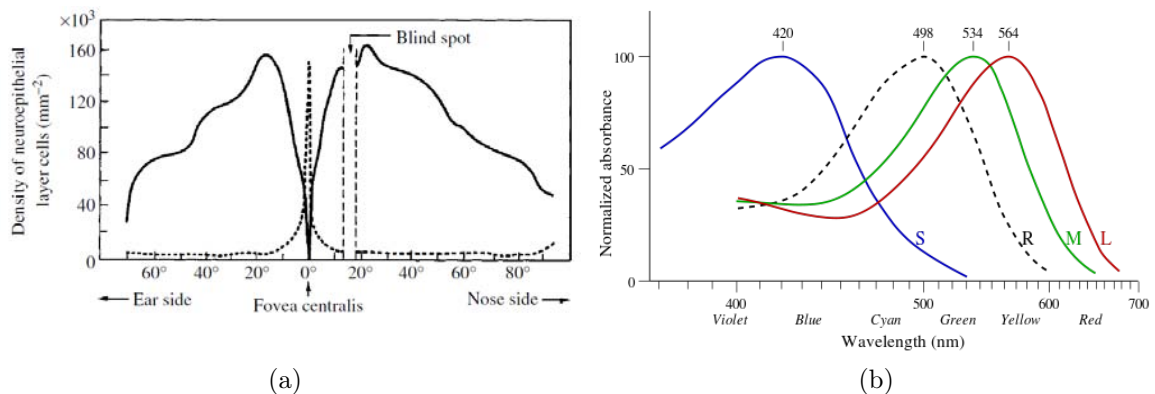


Figura 1.2: Distribuzione angolare di coni (linea tratteggiata) e bastoncelli (linea continua) sulla retina (a). Assorbimento spettrale normalizzato per le tre tipologie di fotopigmenti e per i bastoncelli (b).

rispettivo picco spettrale di assorbimento: abbiamo quindi coni S attivi nell'assorbimento delle basse lunghezze d'onda (10 % del totale), M per le medie (30 %) e L per le lunghe (60 %), Fig. 1.2b. Il numero di fotoni assorbiti da ciascun tipo di cono nell'unità di tempo è detto *attivazione dei coni*. Questa è una grandezza definita sulla base del *principio dell'univarianza di Rushton*, il quale afferma che l'effetto visivo di una radiazione prodotto da un singolo fotopigmento dipende solo dal numero di fotoni assorbito nell'unità di tempo ed è indipendente dalla loro energia [2]: in parole povere, ciò significa che per avere un'informazione sul colore è necessario il confronto di almeno due distinte attivazioni, ciascuna generata da fotopigmenti con un diverso assorbimento spettrale. Nel caso dell'uomo, quindi, le attivazioni relative ai tre differenti tipi di coni costituiscono una terna di numeri necessaria e sufficiente a specificare in modo univoco il colore della luce: stimoli uguali, infatti, generano uguali attivazioni (non si può dire invece il contrario, poichè, a causa del *metamerismo*, è possibile che stimoli esterni diversi diano origine ad una stessa risposta neurale).

1.1.1 La sensitività spettrale dell'occhio umano

La *responsività* di un fotodetector è definita come il rapporto tra la sua grandezza di uscita e il flusso radiante in ingresso. Questa definizione può essere applicata anche all'occhio umano, la cui uscita è una risposta di luminosità (*brightness*). Poiché i fotopigmenti hanno una risposta estesa su più lunghezze d'onda (tra i 380 e i 780 nm nello specifico), anche alla responsività sarà associata una curva di risposta, detta, per l'appunto, *responsività spettrale*.

In generale, la responsività spettrale di un fotodetector viene ricavata introducendo una

luce monocromatica di energia radiante nota e misurando al contempo la grandezza di uscita (che ad esempio, nel caso di un fotodiodo, è una corrente). Tuttavia, essendo la risposta dell'occhio una sensazione piuttosto che una quantità fisica misurabile, la determinazione della sua responsività spettrale può essere ottenuta solamente tramite metodi di confronto [3]. Questi ultimi si basano tutti su un principio molto semplice: una sorgente luminosa di riferimento con determinata lunghezza d'onda λ viene confrontata con una sorgente di test, a lunghezza d'onda arbitraria, la cui luminosità Φ_l è fatta variare sino a farla coincidere, a livello sensoriale, con quella della sorgente di riferimento. A questo punto viene misurato il flusso radiante Φ_r della sorgente di test, che permette di esprimerne la luminosità come

$$\Phi_l = K\Phi_r \quad (1.1)$$

dove K , che è una misura di luminosità per unità di flusso radiante, è proprio la responsività dell'occhio, detta anche *efficacia luminosa della radiazione* (le unità di misura di flusso radiante e di luminosità verranno definite e chiarite nel prossimo paragrafo, perciò, per il momento, K è da intendersi definito in unità arbitrarie). Variando la lunghezza d'onda della sorgente di test si ottiene, in modo del tutto analogo, la curva di efficacia luminosa spettrale $K(\lambda)$. Normalizzando quest'ultima rispetto al suo massimo K_m si ottiene, infine, *l'efficienza luminosa spettrale* $V(\lambda)$, anche detta funzione di sensibilità dell'occhio (*eye sensitivity function*).

Nota $V(\lambda)$, la luminosità di sorgenti luminose di diverso colore può essere trattata quantitativamente. Al fine di standardizzare a livello globale questo processo, la CIE (o Commission Internationale de l'Éclairage), un'organizzazione che si occupa della ricerca e della redazione di standard relativi alla luce in tutti i suoi aspetti, ha stabilito due curve di responsività spettrale di riferimento, una per la visione (maculare) scotopica, ed una per quella fotopica: entrambe sono visibili in Fig. 1.3.

Le curve di sensitività CIE, proposte per la prima volta nel 1928 nonostante nella loro denominazione compaia come anno caratteristico il 1931, sono state più volte rivisitate. Pur non essendo uno standard a livello globale, esse sono tra le funzioni di riferimento più utilizzate nei moderni studi fotometrici e colorimetrici.

1.1.2 Grandezze radiometriche e grandezze fotometriche

La definizione e il calcolo delle funzione $V(\lambda)$ permette la corretta conversione tra unità di misura *radiometriche* (tipiche dello studio fisico della radiazione elettro-magnetica) e *fotometriche*: sono le seconde, infatti, a definire in maniera quantitativa le proprietà

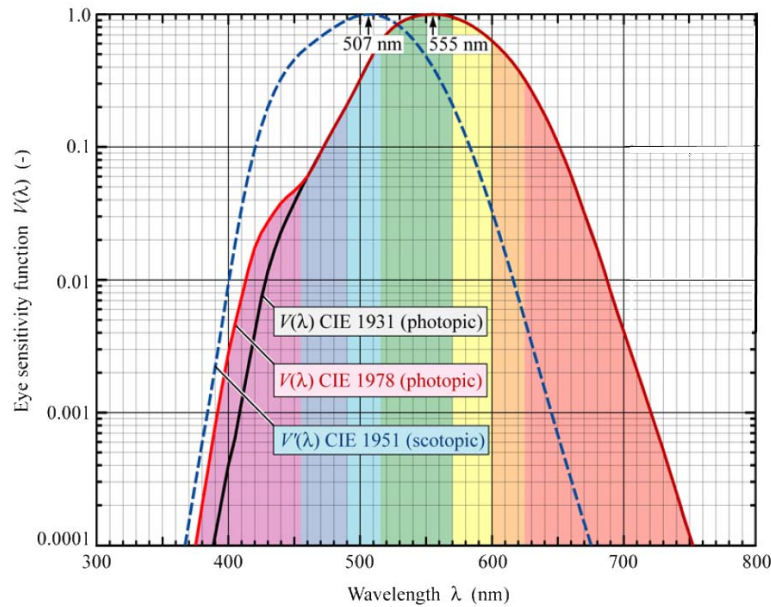


Figura 1.3: Comparativa tra le eye-sensitivity functions per la visione fotopica standardizzate dal CIE nel 1931 e nel 1978. Viene anche riportata la curva relativa alla sensibilità oculare scotopica $V'(\lambda)$

della luce per come essa è percepita dall'uomo.

La più importante di queste unità di misura è il *flusso luminoso* Φ_L , la cui grandezza radiometrica duale è il *flusso radiante* (W). La sua unità di misura è il *lumen* (lm), che, vale la pena ricordarlo, è definito nel seguente modo: “una sorgente di luce monocromatica che emette con una potenza luminosa di 1/683 Watt a 555 nm ha un flusso luminoso di un lumen (lm)”. Il valore di 555 nm non è casuale: esso coincide esattamente con il picco della funzione $V(\lambda)$ CIE del 1931, ovvero la lunghezza d'onda di assorbimento preferenziale per l'occhio umano. Il numero 683, invece, è un fattore di normalizzazione che ricorre anche nella definizione matematica di flusso luminoso: nello specifico, per una radiazione elettromagnetica con densità spettrale di potenza (PSD) pari a $P(\lambda)$ e potenza totale P , esso è pari a:

$$\Phi_L = 683 \frac{\text{lm}}{\text{W}} \int_{\lambda} V(\lambda) P(\lambda) d\lambda \quad P = \int_{\lambda} P(\lambda) d\lambda$$

ovvero, altro non è che la potenza ottica radiometrica P calcolata utilizzando $V(\lambda)$ come funzione peso, poi opportunamente normalizzata. Ciò, inoltre, dà un senso alle grandezze cui abbiamo fatto riferimento nel precedentemente descritto esperimento di matching dove, quindi, Φ_r è il flusso radiante della sorgente di test, mentre Φ_l è il suo flusso luminoso; K_m , infine, è esattamente pari a 683 lm/W e la citata efficacia della radiazione luminosa (o, più brevemente, *efficacia luminosa*) altro non è che il rapporto

Φ_L/P .

Ben più importante, per questo specifico caso di studi, è invece l'*efficienza luminosa*. Definita come

$$\eta_{lum} = \frac{\Phi_{lum}}{P_{el}} \quad (1.2)$$

essa rappresenta la complessiva capacità di trasformazione dell'energia elettrica in stimolo ottico. Essa è una figura di merito di assoluta rilevanza per i LED con emissione nello spettro del visibile: la decrescita di questo valore per alte correnti di iniezione, in particolare, rappresenta uno dei nodi attuali della ricerca sui dispositivi emettitori basati su Nitruro di Gallio.

Esistono molte altre unità di misura fotometriche atte a descrivere l'intensità (*illuminanza*), la distribuzione spaziale (*luminanza*) o l'energia della radiazione luminosa: per una loro completa trattazione si faccia riferimento a [3].

1.2 Gli spazi di colore

Nel capitolo precedente si è visto come un particolare stimolo luminoso generi, in maniera univoca, una ben precisa risposta delle cellule fotorecetrici. L'insieme delle tre risposte, ciascuna per ogni tipo di cono, è detto *valore di tristimolo* e contiene la totalità dell'informazione relativa al colore della radiazione luminosa stimolante. La più diretta e logica quantificazione matematica delle terna di *stimoli* è basata sull'utilizzo delle sensitività spettrali dei singoli coni: dette queste ultime $\bar{l}(\lambda)$, $\bar{m}(\lambda)$, e $\bar{s}(\lambda)$, i valori di tristimolo (L, M, S), proporzionali alle attivazioni dei rispettivi coni, sono definibili come

$$L = \int_{380}^{780} P(\lambda)\bar{l}(\lambda) d\lambda, \quad M = \int_{380}^{780} P(\lambda)\bar{m}(\lambda) d\lambda, \quad S = \int_{380}^{780} P(\lambda)\bar{s}(\lambda) d\lambda \quad (1.3)$$

dove $P(\lambda)$ è la densità spettrale di potenza della radiazione luminosa, gli integrali sono estesi allo spettro del visibile e le funzioni $\bar{l}(\lambda)$, $\bar{m}(\lambda)$, e $\bar{s}(\lambda)$, dette anche funzioni colorimetriche (o *color-matching functions*), sono normalizzate di modo che per uno stimolo luminoso equienergetico con $P(\lambda) = 1$ si abbia $M = L = S = 1$. Al vettore di tristimolo può essere associato uno spazio vettoriale, detto *spazio di colore*, in cui ad ogni stimolo corrisponde una vettore la cui lunghezza e direzione sono relativi, rispettivamente, all'intensità e alla cromaticità dello stimolo stesso. In tale spazio, inoltre, all'addizione di colori, intesa come miscelazione di luci, corrisponde l'addizione dei relativi vettori.

Lo spazio LMS, detto *sistema di riferimento fondamentale*, è uno dei tanti possibili

spazi di colore realizzabili a partire dalla particolare scelta delle funzioni colorimetriche. A causa dell'overlapping delle sensitività spettrali dei coni (Fig. 1.2b), tuttavia, non solo esistono valori di tristimolo interedetti, ma la mappatura di stimoli puramente monocromatici implica l'utilizzo di valori negativi di L, M o S. Per superare questi inconvenienti che rendono più noiosa la trattazione matematica, e per dare un più "comodo" significato alle componenti dei vettori dello spazio di colore, sono stati costruiti negli anni diversi spazi di colore, i cui più importanti verranno ora brevemente analizzati.

1.2.1 Il sistema di riferimento strumentale RGB

Il riferimento RGB assume importanza pratica nell'utilizzo di apparati tricromatici (televisione, telecamere, fotocamere digitali, . . .), ma ha avuto il suo più importante ruolo nella misura delle funzioni colorimetriche $\bar{r}(\lambda)$, $\bar{g}(\lambda)$, $\bar{b}(\lambda)$ relative all'osservatore standard CIE del 1931. La definizione di questo individuo "virtuale" rispose alla necessità di standardizzare, indipendentemente dal campo visivo, la risposta cromatica dell'occhio umano. Venne quindi predisposto un esperimento, o per meglio dire una serie, atto a definire numericamente la risposta dell'uomo medio ad uno stimolo luminoso compreso in un arco foveale di 2° .

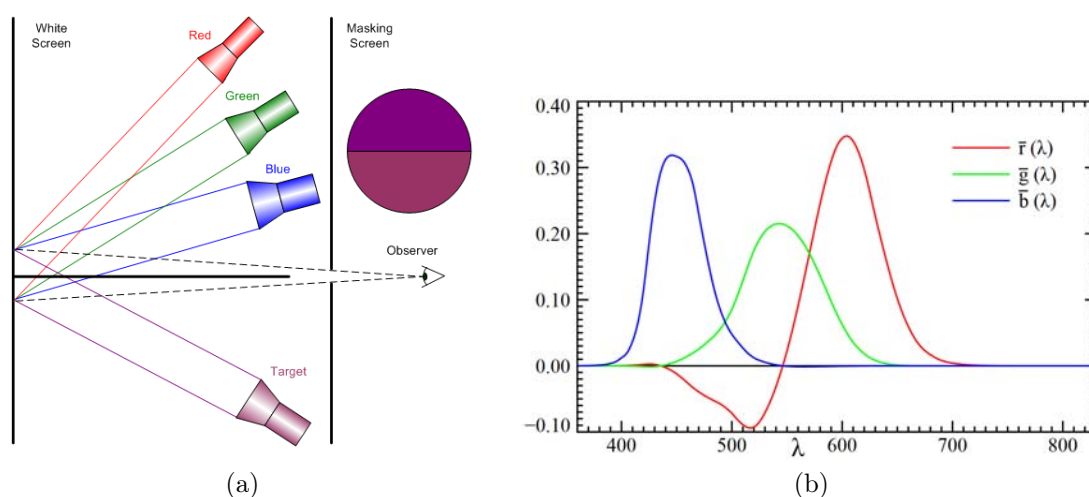


Figura 1.4: Apparato per l'uguagliamento metamero dei colori (a). Funzioni colorimetriche per lo spazio RGB (b).

Il setup dell'esperimento, riportato in Fig. 1.4a, consisteva in un contenitore cubico bipartito dotato di pareti interne altamente diffuse. Le due camere, isolate, contenevano rispettivamente una sorgente luminosa tricromatica RGB ed una monocromatica. Compito dell'osservatore era quello di variare l'intensità relativa delle

sorgenti RGB sino ad ottenere l'uguaglianza metamERICA (ovvero percettiva) delle due sorgenti luminose; la variazione della lunghezza d'onda di riferimento, infine, permetteva la mappatura dell'intero spettro visibile. Una batteria di esperimenti condotti su un nutrito gruppo di individui permise di ottenere le funzioni colorimetriche di Fig. 1.4b. L'apparente necessità di uno stimolo rosso negativo che si evince dal grafico potrebbe sembrare un controsenso, ma esiste una chiara spiegazione di tale fenomeno: per un osservatore, infatti, è impossibile uguagliare il colore di una sorgente monocromatica con la luce prodotta da altre sorgenti monocromatiche (ad esclusione del caso banale in cui la lunghezza d'onda di riferimento non coincida esattamente con quella di una delle tre sorgenti RGB); in questi particolari casi si abbassa la saturazione della sorgente di riferimento tramite miscelazione con una delle sorgenti indipendenti, quella rossa nel caso specifico, per poi procedere al matching con le due rimanenti: il valore negativo di stimolo è quindi dettato dalla necessità di compensare l'extra componente di rosso introdotta al fine di poter effettuare la comparazione.

Pur fornendo un'informazione immediata sulla percentuale relativa alle componenti rossa, verde e blu di una determinata radiazione luminosa, la compresenza di valori di stimolo positivi e negativi rendeva ancora troppo onerose le operazioni di calcolo (manuale). Fu questo il motivo principe che spinse verso l'introduzione di un nuovo spazio di colore: il riferimento XYZ.

1.2.2 I sistemi di riferimento XYZ e xyY

Lo spazio di colore XYZ, riconducibile ai precedentemente descritti spazi attraverso determinate trasformazioni lineari, ha la peculiarità di inglobare la fotometria nella colorimetria. La definizione delle funzioni colorimetriche $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ tale da far coincidere $\bar{y}(\lambda)$ con $V(\lambda)$, comporta la diretta proporzionalità del parametro di tristimolo Y dalla *luminanza* della radiazione luminosa in esame. Il calcolo dei valori di tristimolo (X, Y, Z), in analogia con quanto visto nell'eq. 1.3 per lo spazio LMS, è dato dai seguenti integrali:

$$X = \int_{380}^{780} P(\lambda)\bar{x}(\lambda) d\lambda, \quad Y = \int_{380}^{780} P(\lambda)\bar{y}(\lambda) d\lambda, \quad Z = \int_{380}^{780} P(\lambda)\bar{z}(\lambda) d\lambda \quad (1.4)$$

L'intersezione del vettore di tristimolo con il piano $X + Y + Z = 1$ genera invece le cosiddette *coordinate di cromaticità*

$$x = \frac{X}{X + Y + Z} \quad y = \frac{Y}{X + Y + Z} \quad z = \frac{Z}{X + Y + Z} \quad (1.5)$$

la cui proiezione sul piano a luminanza nulla $Y = 0$ genera, in modo univoco, *il diagramma di cromaticità* (x, y) , qui riportato in Fig. 1.5.

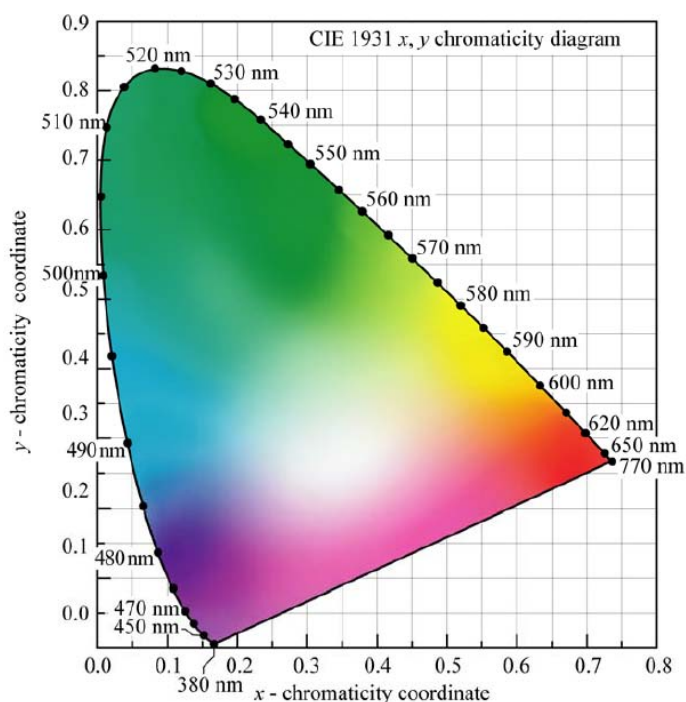


Figura 1.5: Diagramma di cromaticità (x, y) CIE del 1931

Poichè risulta $x + y + z = 1$, la coordinata cromatica z risulta essere ridondate nei confronti della coppia (x, y) . Considerando che, come già detto, sono comunque necessari tre parametri per specificare completamente il colore (inteso come tinta + luminosità) della radiazione luminosa, alle coordinate (x, y) viene associato lo stimolo Y : la terna di valori (x, y, Y) costituisce lo spazio di colore CIE xyY .

Il diagramma di cromaticità (x, y) ha una notevole rilevanza nello studio pratico del colore, soprattutto grazie all'immediatezza d'interpretazione offerta dalla sua particolare forma e dalle sue proprietà, di seguito riassunte:

- Il diagramma di cromaticità rappresenta, tramite soli valori positivi, tutti i livelli di colore visibile all'occhio umano. In particolare, nella parte curva del perimetro, detta *locus spettrale*, vengono mappati in modo continuo tutti gli stimoli monocromatici.
- Scegliendo due o più punti all'interno del diagramma e costruendo il poligono (o il segmento) avente questi ultimi come vertici (estremi) è possibile ottenere, tramite un opportuno mix dei colori mappati nei punti scelti, tutte le tinte appartenenti

al poligono stesso. Questa proprietà, assai importante, è molto sfruttata nella generazione di luce colorata tramite *color-mixing additivo*.

- La distanza tra due punti all'interno del diagramma non è proporzionale alla differenza visiva dei colori mappati nei punti stessi.

L'ultima proprietà elencata rappresenta, per modo di dire, il neo del diagramma di cromaticità (x, y) : pur potendo intuire la tinta risultante dal mixing di due colori di pari luminosità, non è infatti possibile, a livello grafico, decretare esattamente quale essa sia.

1.2.3 Il sistema di riferimento $Y u'v'$

Il fenomeno di distorsione cromatiche appena descritto fu oggetto di molti studi negli anni '40. McAdams in particolare, analizzando la capacità umana di distinguere due colori molto ravvicinati all'interno del piano (x, y) , trovò che per ogni punto di quest'ultimo esiste un intorno di cromaticità specifiche indiscernibili dal punto stesso: fatto ancor più importante, egli dimostrò che queste regioni sono delle ellissi (*ellissi di McAdams*) di dimensione non costante, dipendente dalla specifica regione del diagramma di cromaticità che si sta considerando, Fig. 1.6a.

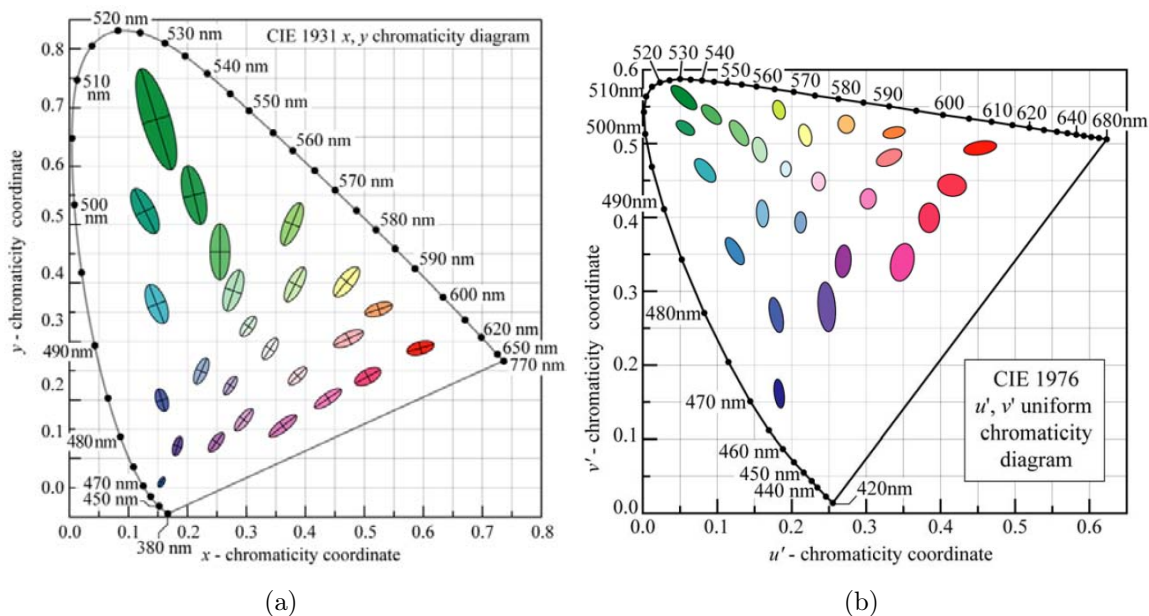


Figura 1.6: Forma e distribuzione delle ellissi di McAdams nel diagramma di cromaticità (x, y) CIE del 1931 (a) e nel diagramma (u', v') del 1976 (b).

La non uniformità delle ellissi di McAdams dimostrava quanto già detto a proposito dell'incapacità del diagramma cromatico (x, y) di dare una quantificazione geometrica

alla diversità di tinta di due colori. Basandosi su questi studi furono sviluppati diversi sistemi di riferimento cromatici, tra i quali, in particolare, il CIE (Y, u', v') del 1976. Come si può notare dalla rappresentazione del relativo diagramma cromatico (u', v') in figura 1.6b, la grandezza delle ellissi risulta molto più uniforme nel nuovo spazio, la cui migliorata, anche se perfettibile, uniformità percettiva lo rese lo strumento ideale su cui basarsi per il color-mixing additivo delle sorgenti luminose.

1.3 Proprietà della luce bianca

L'obiettivo del color mixing è quello di generare una radiazione luminosa di determinata cromaticità (ed intensità) tramite la miscelazione di sorgenti opportunamente selezionate. In ambito illuminotecnico, in particolare, il target è la riproduzione di luce bianca, a fini estetici e/o pratici. Per poterla generare, tuttavia, è di fondamentale importanza, innanzitutto, capire che cos'è la luce bianca o, in più termini tecnici, definirne uno spettro di riferimento.

1.3.1 Spettro del corpo nero e temperatura di colore

La luce bianca è una radiazione luminosa con ampia copertura spettrale nella regione del visibile. Buon esempio di una siffatta radiazione luminosa è la luce diurna, ovvero la radiazione solare che, filtrata dall'atmosfera, giunge sulla superficie terrestre. Il suo spettro caratteristico, riportato in figura 1.7a, mostra evidentemente come siano presenti tutte le componenti cromatiche cui l'occhio umano è sensibile.

La presenza di elevate intensità relative di radiazione IR e UV, tuttavia, costituiscono una cattiva allocazione della densità spettrale di potenza per un'eventuale sorgente bianca modellata esattamente sullo spettro solare. D'altra parte, ciò che si vuole standardizzare non è propriamente lo "spettro bianco", ma lo stimolo che esso produce a livello retinico, ovvero le sue coordinate sul diagramma di cromaticità. Al fine di mantenere come riferimento il bianco (percepito) della radiazione solare e di avere, al contempo, un quanto più simile spettro analiticamente determinato, fu deciso di utilizzare come riferimento lo spettro del corpo nero. Questo modello di radiatore ideale fu introdotto da Planck nel 1900 per spiegare il fenomeno della "catastrofe ultravioletta" cui la fisica classica non riusciva a dare risposta. Esso ha uno spettro d'emissione $I(\lambda)$ ed una lunghezza d'onda di picco λ_{max} dipendenti unicamente dalla temperatura del

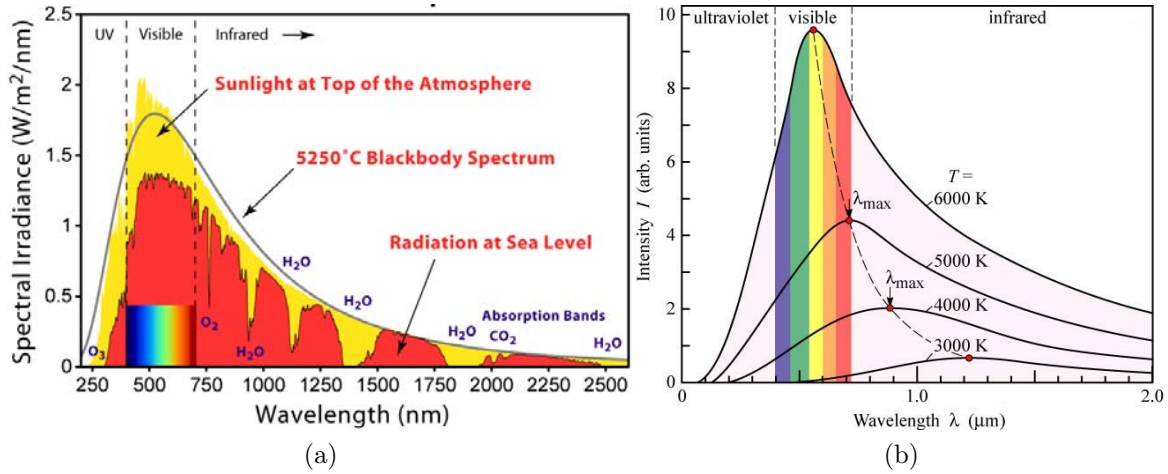


Figura 1.7: Spettro solare, pre e post filtraggio AM, a confronto con quello di un corpo nero a 5250 °K (a). Dipendenza dello spettro del corpo nero dalla temperatura (b).

corpo stesso; nello specifico risulta:

$$I(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left[\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1 \right]} \quad \lambda_{max} = \frac{2880 (\mu m K)}{T} \quad (1.6)$$

dove h è la costante di Planck, c è la velocità della luce nel vuoto e k è la costante di Boltzmann. L'emissione del corpo nero tende a spostarsi verso lunghezze d'onda minori al crescere della temperatura (espressa in gradi Kelvin), Fig. 1.7b: l'insieme delle possibili cromaticità che il corpo nero assume all'interno del diagramma (x, y) CIE del 1931 è detto *locus planckiano*, visibile in figura 1.8a.

Una sorgente luminosa bianca con cromaticità localizzata all'interno del locus planckiano viene detta avere *temperatura di colore* (misurata in K) pari alla temperatura di un ipotetico corpo nero avente gli stessi valori di cromaticità (x, y) . Se la sorgente non ha un'esatta corrispondenza all'interno del *locus*, si parla in questo caso di *correlated color temperature* (CCT): essa è la temperatura del particolare corpo nero che, a livello cromatico, si avvicina di più alla sorgente. Nel piano (u', v') , grazie alla sua uniformità, il punto a minor differenza di cromaticità cercato è esattamente il punto sul locus planckiano a minor distanza geometrica dalle coordinate della sorgente. Nel caso del diagramma (x, y) , invece, è necessario far riferimento alle rette a CCT costante che intersecano il locus: la suddivisione del diagramma cromatico nell'intorno del locus attraverso queste rette è molto utilizzata dai produttori di LED, a livello pratico, per indicare nei datasheet la precisa temperatura di colore di uno specifico batch

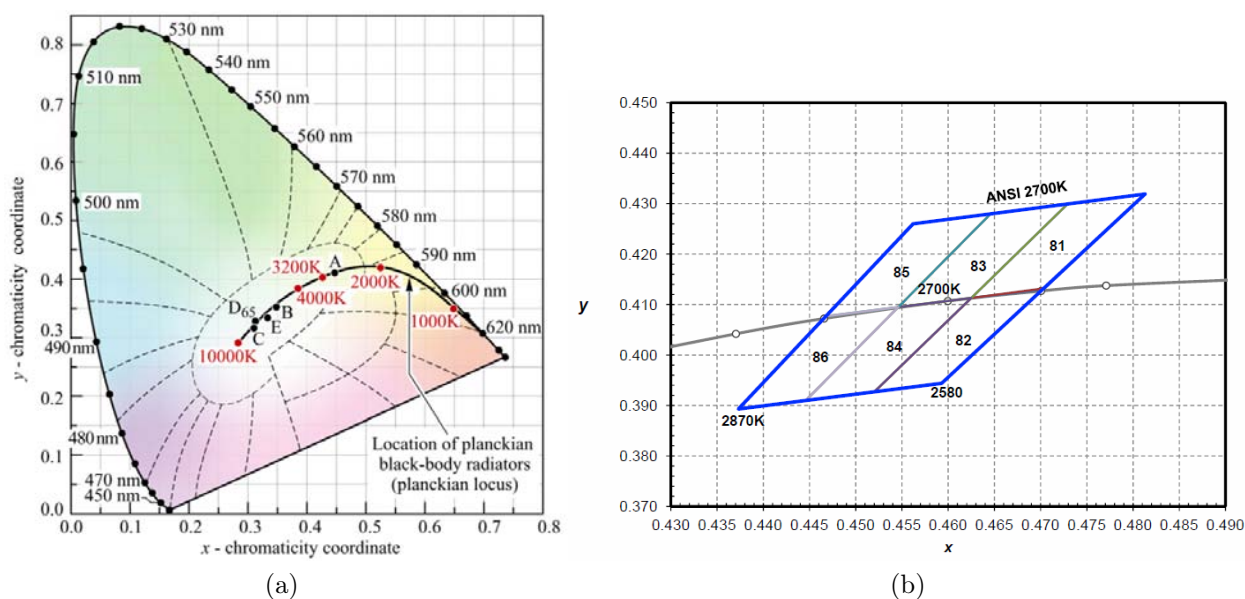


Figura 1.8: Locazione del locus planckiano sul diagramma cromatico (x,y) e posizione di alcuni illuminanti di riferimento (a). Esempio di diagramma di binning. Sono visibili alcuni segmenti delle rette a CCT costante (b).

di produzione (piccole variazioni nei parametri di processo comportano un'inevitabile disuniformità cromatica del prodotto finito che, prima di essere venduto, deve quindi essere testato e selezionato. Vedi Fig. 1.8b).

1.3.2 L'indice di resa cromatica

Un'altra importante figura di merito per una sorgente di luce bianca è il *color rendering index* (CRI). Questo parametro, il cui massimo valore è 100, quantifica l'abilità che un illuminante possiede nel rivelare, il quanto più verosimilmente possibile, i colori degli oggetti che esso illumina. La misura del CRI si basa sul confronto dello specifico illuminante con una sorgente luminosa di riferimento che si assume avere perfette doti di renderizzazione cromatica: a seconda dei casi questa può essere un corpo nero a determinata temperatura di colore (correlata o meno) oppure un illuminante di riferimento proposto dal CIE (la "naturalità" dei colori osservabili tramite tali sorgenti è garantita dalla copertura dello spettro visibile che esse offrono). Identificata la sorgente di riferimento, il confronto vero e proprio viene fatto illuminando con le due sorgenti un set di 8 campioni di colore (detti campioni di Munsell) e registrando i rispettivi valori di cromaticità. Questi vengono poi corretti tramite le trasformate di Von Kries per replicare l'*adattamento cromatico umano*: il nostro sistema di visione infatti, previo un certo tempo di adattamento, riesce a farci percepire il corretto colore di un oggetto

anche se questo viene illuminato con sorgenti differenti, cosa che invece non avviene per gli apparati di imaging elettronici per i quali devono essere implementate opportune correzioni (*white balance*). Il calcolo del *general CIE CRI* (R_a) è il seguente:

$$R_a = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 R_i \quad \text{con} \quad R_i = 100 - 4.6\Delta E_i \quad (1.7)$$

dove ΔE_i rappresenta la distanza euclidea tra le coordinate nel sistema di riferimento (W^*, U^*, V^*) di ciascun campione illuminato prima con la sorgente di riferimento e poi con quella in esame. Il cambio di spazio di colore si rende necessario per includere nel computo del CRI anche la differenza di luminosità che, assieme alla cromaticità, esprimibile a sua volta tramite coordinate cromatiche, completa la definizione di “colore” secondo la CIE (in questo caso la luminosità, o *brightness*, va intesa come la percezione che abbiamo della luminanza di oggetto). A livello pratico il calcolo del CRI non viene effettuato illuminando materialmente delle repliche dei campioni di riferimento, ma, piuttosto, ne viene simulata la risposta con opportune elaborazioni delle PSD degli illuminanti, delle funzioni di color-matching e dei colori di riferimento. Per una più approfondita analisi sul calcolo del CRI si rimanda a [3] e [4].

Riassumendo, il CRI permette di valutare quantitativamente il grado di somiglianza tra un oggetto illuminato (artificialmente) dalla sorgente in test e lo stesso oggetto illuminato (naturalmente) dalla tipica luce diurna, qui assunta avere lo stesso spettro del corpo nero. Un CRI di 60 è considerato la soglia per avere una discreta riproduzione di colori; i tipici LED basati su fosforo-conversione hanno $\text{CRI} > 80$: applicazioni critiche quali l’illuminazione di opere d’arte, tuttavia, possono richiedere CRI anche superiori a 95: in questi casi si rivela necessario lo sviluppo di sistemi illuminanti più sofisticati, basati su sorgenti a multipla lunghezza d’onda, in grado di rendere al meglio i colori del particolare soggetto illuminato.

Certamente, quando il CRI fu introdotto negli anni ’60, esso rappresentava un buon metro di giudizio per le sorgenti luminose ad ampio spettro dell’epoca quali lampade a fluorescenza e ad incandescenza. L’avvento dei più moderni sistemi d’illuminazione, *solid-state lighting* in particolare, e la raffinazione delle procedure di calcolo analitico, tuttavia, fecero pian piano emergere le problematiche connesse all’utilizzo di questo standard colorimetrico.

L’inconveniente più grave, specialmente per sorgenti con uno spettro molto piccato come quello dei sistemi LED, è generato dalla bassa saturazione dei colori campione (Fig. 1.9a) che rende possibile la generazione di radiazione luminosa ad elevato CRI

ma assolutamente incapace di replicare correttamente colori altamente saturi (ovvero colori dalla spiccata monocromaticità, con coordinate cromatiche prossime al locus spettrale). L'effetto è aggravato dalla presenza di soli otto campioni di riferimento, il che, inoltre, favorisce moltissimo l'ottimizzazione ai soli fini di benchmarking da parte dei produttori.

Anche il modo di calcolare l' R_a , tramite media degli otto R_i (eq. 1.7), è inefficiente se applicato a sorgenti a spettro non continuo: il valore finale, infatti, può risultare molto alto anche in presenza di bassi R_i specifici. Si potrebbero quindi avere sorgenti ad elevato CRI generale, ma totalmente inadeguate al rendering cromatico di determinate aree dello spazio di colore.

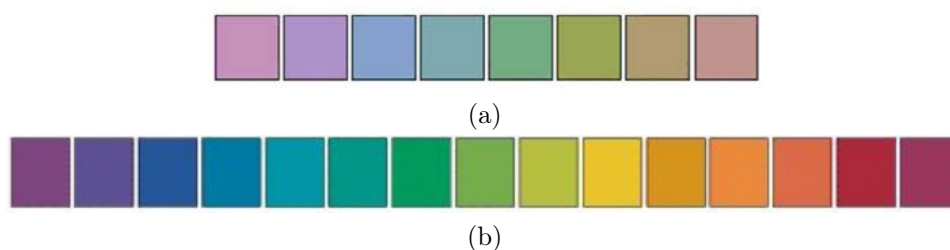


Figura 1.9: Campioni di riferimento CIE utilizzati per il calcolo del CRI (a).
Campioni di riferimento NIST per il calcolo del CQS (b).

La metodologia di calcolo per il CRI porta a delle incongruenze nel caso la sorgente di test sia uno degli illuminanti di riferimento: infatti, poichè la CCT di quest'ultimo è fatta coincidere con quella della sorgente di test, ogni illuminante di riferimento, indipendentemente dalla sua temperatura di colore, ha un CRI pari a 100. Ciò va a contraddire l'evidenza sperimentale che vede invece degradare le performance di color-rendering per valori estremi (< 2000 K o > 20000 K) di CCT.

Nella breve descrizione del processo di calcolo del CRI si è fatto accenno all'utilizzo delle trasformate di Von Kries e allo spazio di colore (W^*, U^*, V^*): entrambi sono ora considerati inadeguati. Allo spazio colore sopra citato sono preferibili gli spazi CIE 1976 (L^*, a^*, b^*) e CIE 1976 (L^*, u^*, v^*); detti rispettivamente CIELAB e CIELUV, sono entrambi spazi dotati di diagramma di cromaticità uniforme e particolarmente adatti al calcolo di differenze di colore. Lo schema di adattamento cromatico basato sulle trasformate di Von Kries è stato invece soppiantato da modelli più precisi quali il CMC CAT2000 o il CIE CAT02 [5].

Infine, anche la definizione stessa di CRI è stata criticata: essa infatti dà un'accezione negativa ad ogni deviazione, sia essa in tinta, saturazione o in luminosità, dall'ideale condizione di illuminazione sotto spettro di corpo nero. Ciò rende il sistema di calcolo del CRI non coerente con la reale percezione umana della diversità tra colori, la quale,

come sperimentalmente dimostrato, predilige alcuni cambiamenti di tonalità piuttosto che altri.

Per sopperire a tutte le problematiche appena descritte diversi gruppi di ricerca hanno sviluppato metriche di giudizio per la resa cromatica alternative a quella offerta dal CRI. Tra di esse, il CQS (*color quality scale*) in via di sviluppo presso il NIST (National Institute of Standards and Technology) è sicuramente quella che solleva maggior interesse.

1.3.3 Color Quality Scale (CQS)

Il CQS, così come il CRI, si propone di dare un'interpretazione numerica alla capacità di resa cromatica di un illuminante. A differenza del precedente indice, tuttavia, esso si basa su un concetto di qualità più ampio, che comprende anche elementi di “preferenza percettiva” quali l'attitudine del sistema di visione umana a prediligere, a parità di tinta, un colore più saturo. Con rispetto all'illuminante di riferimento, quindi, il nuovo sistema attribuirà una decrescita del punteggio per variazioni di tinta, di luminosità e per una decrescita nel livello di saturazione: eventuali aumenti di questo parametro invece, nonostante degradino la fedeltà di riproduzione complessiva, non vengono conteggiati.

In linea con quanto già detto nella descrizione delle problematiche relativa al CRI, il CQS appoggia le nuove direttive CIE affidandosi ai revisionati algoritmi di adattamento cromatico e allo spazio di colore CIELAB per il calcolo delle differenze cromatiche. I problemi di inattendibilità del risultato dovuti all'ottimizzazione dei produttori e alla modalità di computo del CRI generale vengono risolti con l'introduzione di un set di 15 colori di riferimento ad elevata saturazione (Fig. 1.9b) e di un metodo di calcolo del CRI non più basato sulla media aritmetica dei singoli R_i , ma sul valore quadratico medio delle deviazioni di colore:

$$\Delta E_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{15} \sum_{i=1}^{15} \Delta E_i^2} \quad (1.8)$$

L'incoerenza nella classificazione degli illuminanti standard per valori estremi di CCT è stata (temporaneamente) superata attraverso l'introduzione di un coefficiente moltiplicativo, opportunamente calibrato per modificare in modo apprezzabile il valore di QCS a temperature di colore minori di 2800 K o maggiori di 9000K (una più sofisticato algoritmo di correzione basato su una più approfondita comprensione dei fenomeni di adattamento cromatico è in via di sviluppo).

Altri accorgimenti matematici, infine, evitano che il QCS possa assumere valori negativi, non in linea con la volontà di presentare il nuovo parametro in una scala 0 - 100 di immediata comprensione. Tale problema, cui prima non era stato fatto riferimento, prende origine dal fatto che il calcolo del CRI per particolari tipologie di lampade, nello specifico lampade al sodio a bassa pressione (LPS/SOX), produceva un R_a negativo.

Il QCS è stato ben accolto dalle aziende leader nel settore dell'illuminotecnica e dagli organismi internazionali preposti alla standardizzazione. Pur essendo ancora in una fase di rifinitura esso si prospetta essere la miglior alternativa al CRI nella valutazione della resa cromatica di una sorgente luminosa, specialmente se quest'ultima è basata su LED.

1.4 Generazione della luce bianca

Le proprietà del sistema di visione umana permettono un'infinita varietà di approcci alla generazione di radiazione luminosa bianca, i quali, in ultima analisi, sono tutti basati sullo stesso principio: una volta chiarite le caratteristiche cromatiche della sorgente, si procede ad un'accorta allocazione della potenza ottica all'interno dello spettro visibile al fine di ottenere determinati valori di tristimolo. La moltitudine di approcci teorici è limitata dalla particolare tecnologia di riferimento (LED, lampade a fluorescenza, ecc...) e dallo specifico applicativo di interesse: a livello puramente cromatico è quest'ultimo parametro a decretare il trade-off tra efficacia luminosa e resa cromatica della sorgente, mentre altre figure di merito quali l'efficienza, la potenza ottica complessiva, il costo e l'affidabilità influiscono maggiormente sulla scelta della specifica implementazione fisica dello spettro sorgente.

Nell'ambito dell'illuminazione a stato solido l'approccio più diffuso, nonché quello più semplice ed economico, è basato sull'utilizzo di LED blu in Nitruro di Gallio e di fosfori per la conversione da luce blu a gialla: la miscela delle due lunghezze d'onda genera una luce bianca con temperatura di colore tipicamente compresa tra i 2500 K ed i 7500 K, un CRI che può raggiungere il valore di 95 ed efficienze luminose che, per ora solo a livello di laboratorio, superano i 300 lm/W [6]. In questa categoria di LED ricadono gli esemplari qui oggetto di studio: è quindi d'obbligo una più approfondita caratterizzazione delle relative meccaniche di generazione del bianco.

1.4.1 I LED basati su fosforo-conversione

I PC-LED (Phosphor Conversion LED) sono una particolare categoria di sorgente luminosa dicromatica in cui una delle due componenti spettrali è generata tramite con-

versione di lunghezza d'onda dell'altra. Nel generico caso di una coppia di sorgenti *complementari* indipendenti, come possono essere un LED blu ed un LED giallo affiancati, il vincolo su una delle due lunghezze d'onda e sulle coordinate cromatiche della radiazione finale definisce univocamente la lunghezza d'onda secondaria e il rapporto tra le rispettive intensità d'emissione. Per rendere ciò visibile supponiamo di avere due sorgenti con distribuzione gaussiana della PSD, larghezza a metà altezza $\Delta E = 2kT$ e di voler replicare l'illuminante standard CIE D₆₅: la dipendenza delle due lunghezze d'onda è allora quella riportata in azzurro nel grafico di Fig. 1.10. Sul medesimo grafico è stato riportato anche l'andamento dell'efficacia luminosa in funzione delle due lunghezze d'onda componenti: è interessante notare come questo presenti un massimo, il cui valore di 440 lm/W risulta essere molto alto se confrontato con il valore massimo assoluto di 683 lm/W relativo ad una sorgente monocromatica verde a con emissione a 555 nm. Effettivamente le sorgenti dicromatiche sono quelle caratterizzate da una maggiore efficacia luminosa, mentre, a causa della bassa copertura spettrale, peccano in termini di resa cromatica.

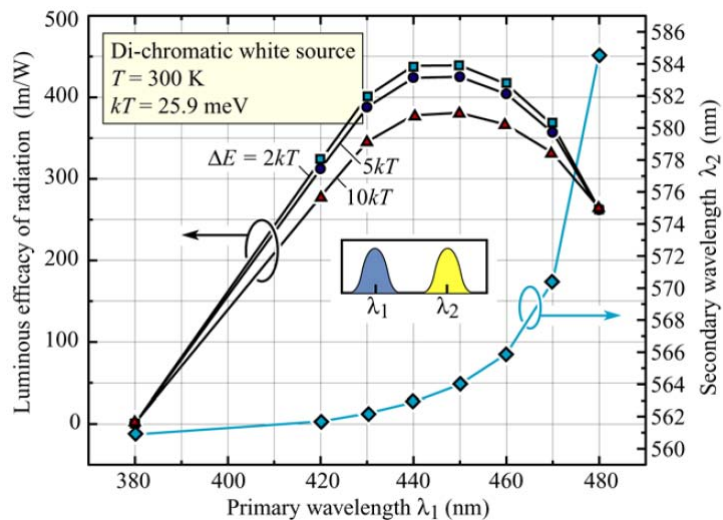


Figura 1.10: Andamento dell'efficacia luminosa in funzione della lunghezza d'onda primaria (e secondaria) per una sorgente dicromatica progettata per riprodurre cromaticamente l'illuminante di riferimento CIE D₆₅.

La generazione della componente secondaria tramite conversione di lunghezza d'onda aggiunge ulteriori vincoli alla scelta della sorgente primaria, ma soprattutto aggiunge un fattore di perdita intrinseco e ineliminabile dovuto alla generazione di fotoni a lunghezza d'onda λ_2 da fotoni a lunghezza d'onda λ_1 minore ($\lambda_2 > \lambda_1$). La scarto

energetico per ogni evento di conversione, detto *quantum deficit*, è pari a

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda_1} - \frac{hc}{\lambda_2} \quad \text{con un'efficienza di conversione interna} \quad \eta_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (1.9)$$

L'efficienza complessiva η_{conv} di un sistema λ -converter dipende anche dall'efficienza di conversione interna del materiale convertitore η_{int} , da intendersi come rapporto tra il numero di fotoni assorbiti e il numero di fotoni convertiti, e dall'efficienza di estrazione dei fotoni convertiti η_{extr} , dipendente dalla quantità e dalla distribuzione del foto-convertitore (film sottili hanno un'efficienza di estrazione più elevata in quanto riducono il ri-assorbimento dei fotoni). In termini matematici possiamo quindi scrivere che:

$$\eta_{conv} = \frac{P_{\lambda_2}^{out}}{P_{\lambda_1}^{in}} = \eta_{int} \eta_{extr} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (1.10)$$

L'equazione 1.10 conferma nuovamente quanto già detto a proposito dell'efficienza di questo tipo di sistemi: anche supponendo di avere un materiale convertitore ideale, $\eta_{int} = \eta_{extr} = 1$, l'efficienza globale non potrà mai essere elevata, poiché il principio fisico su cui si basa è fondamentalmente inefficiente. In realtà questa è una trattazione molto approssimativa, valida soltanto per i comuni λ -converters: esistono infatti materiali e sistemi per i quali la relazione 1.10 non è più valida.

Tra i materiali foto-convertitori i fosfori sono sicuramente i più diffusi: molto stabili dal punto di vista chimico, hanno, al pari di semiconduttori e coloranti, efficienze di conversione interna prossime al 100%. Essi sono costituiti da un materiale *ospite* dopato con un materiale otticamente attivo, tipicamente una terra rara (Ce, Nd, Er). Nell'ambito del solid-state lighting la configurazione più comune è quella che vede l'utilizzo di un granato di Ittrio e Alluminio (YAG) come materiale ospite, e del drogaggio tramite Cerio: in formula $Y_3Al_5O_{12}:Ce^{3+}$. Variando la concentrazione delle specie chimiche e il tipo di drogaggio è possibile modulare la risposta spettrale del convertitore (Fig. 1.11a): poiché essa gioca un ruolo di fondamentale importanza nella determinazione delle performance cromatiche del dispositivo finale, questi dati sono rigorosamente coperti dal segreto industriale.

Anche la distribuzione spaziale del fosforo ha una notevole influenza sullo spettro del LED: spessore del layer contenente la sospensione di fosfori e concentrazione di questi ultimi impattano direttamente sull'intensità relativa delle bande di emissione blu e gialla. La distribuzione del materiale, inoltre, deve essere tale da garantire un eguale cammino ottico per tutti fotoni emessi dal semiconduttore, indipendentemente dalla direzione di emissione: soltanto in questo modo è possibile ottenere l'uniformità

cromatica del fascio illuminante. Tipicamente i fosfori sono uniformemente distribuiti nella resina epossidica che funge loro da sostegno (e da barriera anti-contaminazione per il semiconduttore): nella fase finale del processing del dispositivo la miscela viene deposta sulla package del LED coprendo il chip, come schematizzato in Fig. 1.11b. Questa tipologia di packaging, detta “*phosphor in-cup*”, ha come vantaggi la compattezza e la facilità di produzione, ma deve far fronte a due importanti inconvenienti: il degrado del materiale incapsulante e la bassa efficienza di estrazione del layer foto-convertitore. L'imbrunimento della resina è causato dall'interazione con la radiazione luminosa ed accelerato dall'intenso calore prodotto dal die di semiconduttore con cui è contatto; la bassa efficienza di estrazione, invece, è da attribuirsi da un lato all'assorbimento della luce convertita da parte del semiconduttore e dei contatti, dall'altro all'elevata percentuale di radiazione primaria riflessa verso il chip stesso. Per mitigare entrambi questi problemi è stato proposto, per la prima volta nel 2005 da Kim [7], di distanziare lo strato incapsulante contenente i fosfori dal semiconduttore: tale configurazione a “*fosfori remoti*” (Fig. 1.11b) riduce la componente di degrado termico delle resine e, all'aumentare della distanza d tra i due emettitori, diminuisce la probabilità che la luce gialla emessa dai fosfori colpisca il chip.

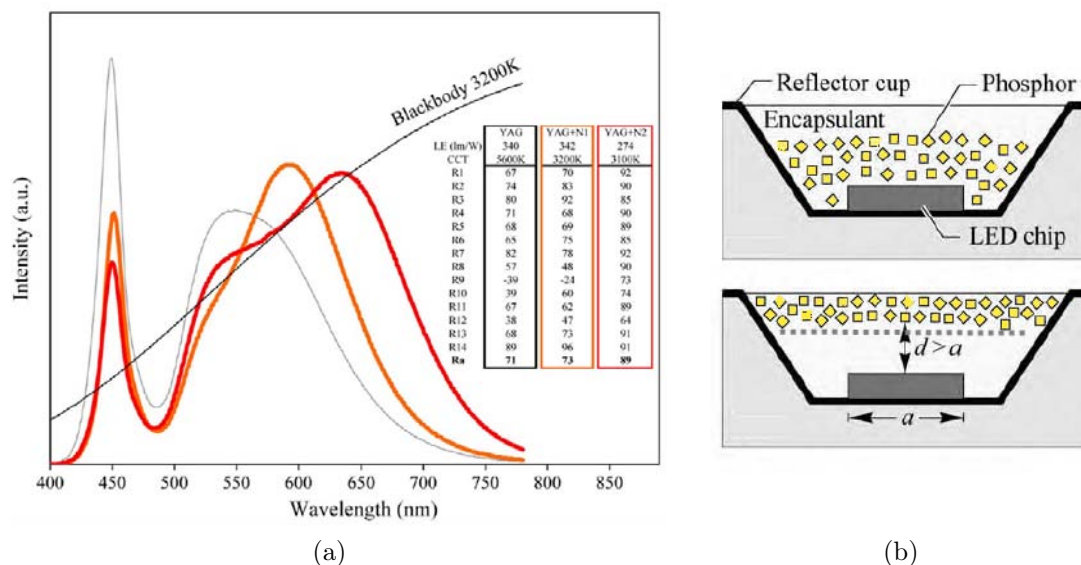


Figura 1.11: Andamento dello spettro di un PC-LED al variare della composizione dei fosfori (a). Disposizione dei fosfori nel package di un LED: configurazione “*phosphor in-cup*” (sopra), fosfori remoti (sotto) (b).

Con questo stratagemma Kim riuscì ad ottenere un aumento del 15.4% nell'efficienza di conversione del fosforo; anche studi più recenti, come quello effettuato dalla

CREE Corp. in [8], mostrano consistenti aumenti del flusso luminoso (sino al 20%) ed una maggiore stabilità cromatica del sistema in presenza di alte temperature ambientali. L'eccessivo costo dei materiali e le maggiori difficoltà d'implementazione escludono, per ora, l'impiego dei fosfori remoti in ambito general lighting, dove invece domina il classico approccio basato su FC-LEDs.

1.4.2 Altri approcci alla generazione del bianco

Vengono ora proposti alcuni sistemi alternativi agli FC-LEDs, comunque basati su sorgenti allo stato solido, finalizzati alla produzione di luce bianca.

- **Approccio multi-chip** In applicazioni dove la resa cromatica è il termine di giudizio le sorgenti dicromatiche devono lasciare spazio a illuminanti più sofisticati, dotati di una maggior componente spettrale nel visibile. Siffatti sistemi sono tipicamente composti da una terna di LED RGB preposti a generare una copertura il quanto più ampia possibile dello spazio di colore. L'opportuna scelta delle lunghezze d'onda primarie, e il tuning della potenza di emissione, permettono di generare un luce bianca a temperatura di colore variabile ad elevato CRI. La compresenza di sorgenti a lunghezza d'onda multipla genera una serie di problematiche di non poco conto. Innanzitutto esse devono essere pilotate in maniera indipendente da appositi driver. Questi, inoltre, devono essere forniti di un feedback cromatico poiché le tre tipologie di LED, basate su diverse tecnologie, degradano in maniera differente; tale feedback, inoltre, è utile anche nel normale contesto di funzionamento della sorgente per compensare lo shift di lunghezza d'onda dovuto all'auto-riscaldamento.
- **Pompaggio di fosfori tramite LED UV** Il principio base è lo stesso degli FC-LED, mentre diverse sono la lunghezza d'onda primaria e la composizione dei fosfori in gioco. In questo caso si sfrutta l'elevata energia dei fotoni prodotti da un LED UV (GaN per il vicino UV, AlGaN per il profondo UV) per generare, tramite pompaggio della miscela di fosfori, l'intero spettro visibile. Questa tecnica, che sostanzialmente è una riproduzione "allo stato solido" del principio di funzionamento delle lampade a fluorescenza, ha come principali vantaggi l'elevata capacità di resa cromatica e l'indipendenza da una precisa lunghezza d'onda di pompaggio. Di contro, come c'è da aspettarsi in un sistema totalmente basato su λ -converters, le perdite per quantum deficit sono elevatissime e non lo rendono adatto all'illuminazione ambientale.

- **Approccio a singolo chip senza ausilio di fosfori** Una tale sorgente può essere ottenuta o utilizzando un materiale alternativo per la conversione fotonica oppure crescendo un'eterostruttura capace di emettere a più lunghezze d'onda. Nel primo caso le alternative sono molteplici: tra le tante possiamo citare la conversione tramite materiale semiconduttore (PRS-LED, [9]), tramite colorante organico oppure tramite nanocristalli semiconduttori (*quantum dots, QDs*) [10]. Questi ultimi, in particolare, data la stretta emissione spettrale e l'elevata efficienza di conversione, si sono dimostrati una valida alternativa ai comuni sistemi di generazione del colore presenti nelle odierne TV e display [11].

La generazione di luce bianca tramite sola emissione spontanea del semiconduttore è sicuramente di auspicio in un'ottica di riduzione dei costi di produzione e di aumento dell'efficienza e dell'affidabilità del dispositivo. LED con queste caratteristiche sono tipicamente cresciuti impilando MQW (*multi quantum-well*) in GaN/InGaN con emissione nel verde e nel blu [12], ma i problemi causati dalla non uniforme iniezione di portatori nella serie di QW hanno anche spinto verso l'adozione di strutture in cui MQW a diversa lunghezza d'onda sono cresciute lateralmente l'un l'altra [13]. La ricerca su questo tipo di soluzioni è ancora agli albori e notevoli miglioramenti nella stabilità cromatica e nella potenza ottica sono necessari per un futuro inserimento nel mercato dell'SSL.

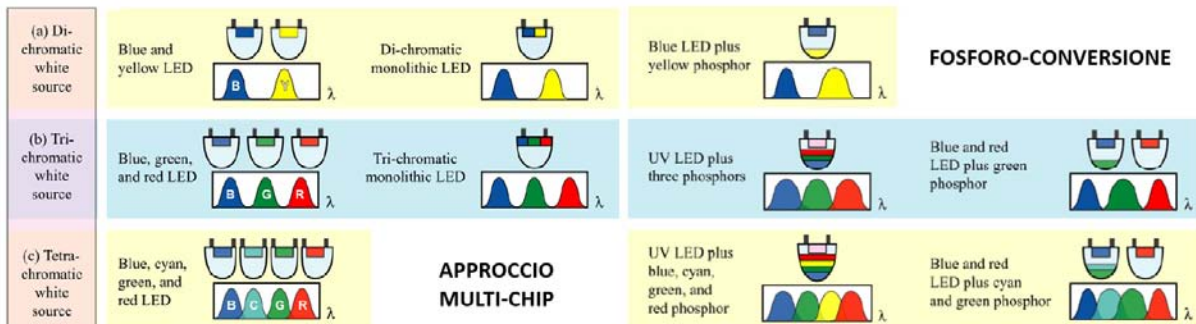


Figura 1.12: Principali tecniche di generazione del bianco, basate su SSL, suddivise per numero di bande spettrali (righe) e meccanismo di generazione (colonne)

Capitolo 2

Il Nitruro di Gallio

Il sistema di semiconduttori III-N (Fig. 2.1) basato su Nitruro di Gallio riveste un ruolo di fondamentale importanza nello sviluppo di dispositivi optoelettronici (LED, laser, celle solari, sensori UV) e di potenza (HEMT, MESFET, HBT). La principale peculiarità di questo materiale, e delle leghe che esso forma con gli altri nitruri di interesse micro-elettronico quali AlN (Nitruro di Alluminio) e InN (Nitruro di Indio), è l'elevato valore dell'energy gap. Ciò, a sua volta, sancisce i principali benefici che l'utilizzo dei nitruri del terzo gruppo comporta. Tra questi troviamo:

- la possibilità di creare sorgenti luminose capaci di emettere nel blu e nel profondo ultra-violetto, ovvero a lunghezze d'onda ($< 550 \text{ nm}$) precluse ai precedenti LED e laser basati su AlGaInP e GaAsP;
- la disponibilità di eterostrutture per l'ingegnerizzazione del materiale;
- la capacità di sostenere elevati campi elettrici di *breakdown*, maggiori di 3 kV/cm per il GaN puro (in prima approssimazione, infatti, il campo di breakdown scala con il quadrato dell'energy gap);
- la capacità di operare ad elevate temperature, poichè il semiconduttore degenera divenendo intrinseco ad una temperatura maggiore rispetto ai materiali più tradizionali (in questo senso, anche l'ottima conducibilità termica è d'aiuto, andando inoltre a svincolare la progettazione dei dispositivi da complicate e onerose strutture per la dissipazione del calore).

Altre importanti proprietà del GaN, legate per lo più al trasporto elettronico e quindi alla fabbricazione di HEMT, sono le elevate mobilità elettronica e velocità di saturazione di *drift*. In tabella 2.1 è presentata una panoramica delle principali caratteristiche dei più rilevanti semiconduttori.

L'aspetto negativo di questo fantastico semiconduttore, nonché quello che ne ha frenato la ricerca e l'implementazione, è la difficoltà nel processing. Selezione del substrato per la crescita epitassiale, problematiche relative all'etching, alla contaminazione da parte dei reagenti, all'alta densità di difetti, al drogaggio di tipo *p* e alla creazione dei contatti ohmici sono tutti fattori che, sino agli anni '90, hanno precluso la penetrazione nel mercato dei dispositivi III-N. In questo capitolo verrà proposta una rapida analisi della struttura cristallina del Nitruro di Gallio, verranno analizzati i principali substrati e le tecniche disponibili per la crescita epitassiale concludendo con un accenno alle più importanti problematiche che ne hanno afflitto lo sviluppo e l'evoluzione.

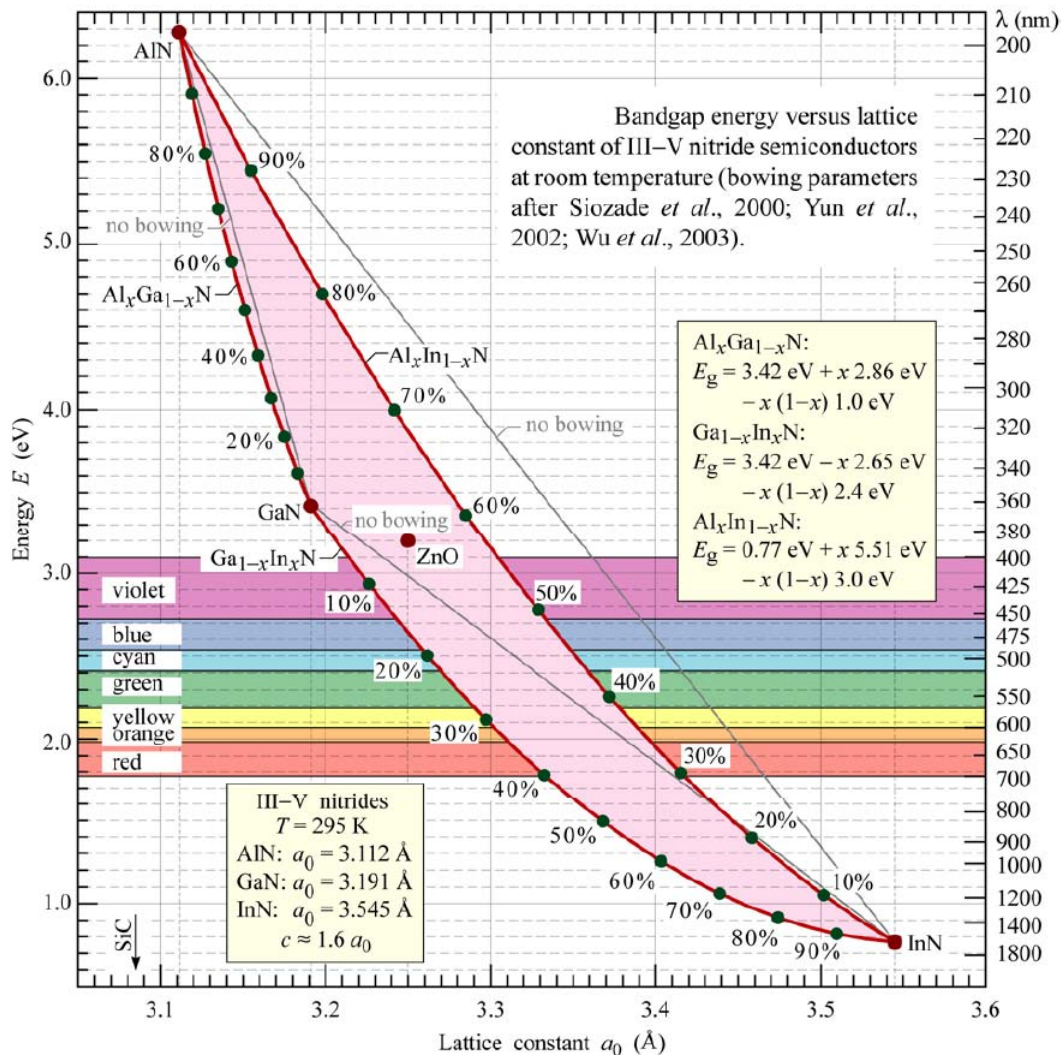


Figura 2.1: Diagramma energy-gap/costante reticolare per i nitruri del terzo gruppo d'interesse tecnologico cresciuti con struttura esagonale

Proprietà, T=300°K	Unità di misura	Ge	Si	GaAs	GaP	GaN	
Struttura Cristallina		D	D	Z	Z	W	Z
Tipologia di Band Gap		Indiretto	Indiretto	Diretto	Indiretto	Diretto	
Costante reticolare	$a_0 = b_0[\text{Å}]$ $c_0[\text{Å}]$	5.64	5.43	5.65	5.45	3.19	4.52 5.19 4.52
Entità del bandgap	$E_g[eV]$	0.66	1.12	1.42	2.26	3.44	3.3
Concentrazione di portatori intrinseca	$n_i[cm^{-3}]$	$2 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{16}$	$1.6 \cdot 10^{10}$	$1.9 \cdot 10^{10}$	
Mobilità degli elettroni	$\mu_n[cm^2/Vs]$	3900	1500	8500	110	1500	
Mobilità delle lacune	$\mu_p[cm^2/Vs]$	1900	450	400	75	30	
Costante di diffusione degli elettroni	$D_n[cm^2/s]$	101	39	220	2.9	39	
Costante di diffusione delle lacune	$D_p[cm^2/s]$	49	12	10	2	0.75	
Affinità elettronica	$\chi[V]$	4.0	4.05	4.07	-	4.1	
Indice di rifrazione	n_{opt}	4.0	3.3	3.4	-	2.67	2.5
Campo elettrico di breakdown	$\varepsilon_1[\times 10^5 V/cm]$	0.8	3.0	3.5	-	33	
Conducibilità termica	$k[W/cm^{\circ}K]$	0.606	1.412	0.455	0.97	1.5	

Tabella 2.1: Proprietà dei principali semiconduttori. D,W,Z identificano la struttura delle celle elementari del diamante, della wurtzite e della zincoblenda.

2.1 La struttura cristallina del GaN

Il Nitrato di Gallio, così come AlN e InN, è un composto binario del gruppo III-V. Pur mantenendo un legame tetraedrico tra le specie componenti, esso può cristallizzare con due geometrie reticolari (politipi) diverse: la wurtzite (esagonale) e la zincoblenda (cubica). Dette fase α e fase β dei rispettivi nitruri, entrambe le strutture coprono uno span di energie di gap principale simile ($0.77 - 6.2 eV$ per la wurtzite, $0.75 - 6 eV$ per la zincoblenda), mentre diverse sono le costanti reticolari in gioco ($3.11 - 3.55 \text{ Å}$ nel primo caso, $4.4 - 4.96 \text{ Å}$ nel secondo): in Fig. 2.1 è possibile vedere il range di energie/costanti reticolari coperte dal sistema quaternario basato su leghe di GaN, AlN e InN in fase α , la quale, a temperatura ambiente e pressione atmosferica, risulta essere la struttura reticolare preferenziale (nonché la più stabile e più utilizzata per la crescita dei dispositivi opto-elettronici). Cristalli a geometria cubica, invece, sono meno comuni nella crescita di film sottili, soprattutto per quanto riguarda il D:AlN: quest'ultimo non solo è difficilmente sintetizzabile in fase β , ma sarebbe d'altra parte inutilizzabile in ambito opto-elettronico a causa del suo gap indiretto.

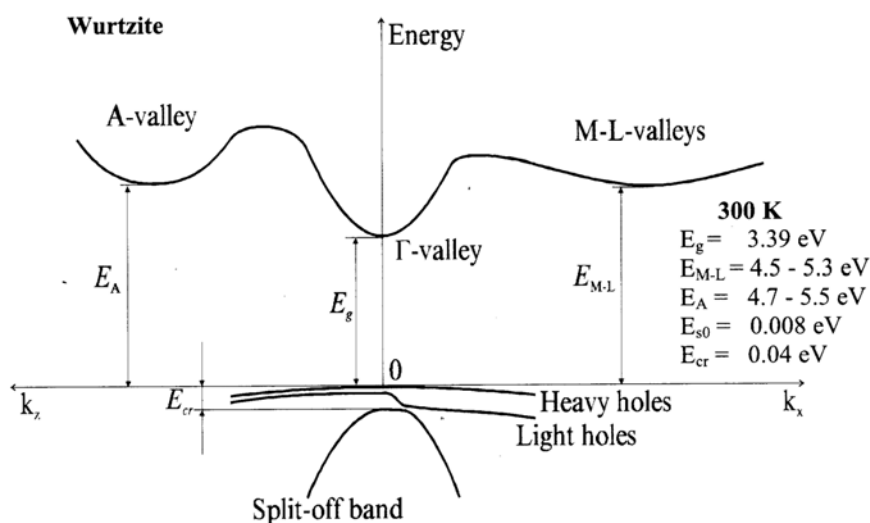


Figura 2.2: Diagramma a bande per il WZ:GaN all'interno della prima zona di Brillouin

In figura 2.2 è riportata la relazione di dispersione per il WZ:GaN all'interno della prima zona di Brillouin: l'ampia curvatura della banda di conduzione al punto Γ e l'elevata distanza (in termini sia energetici che di modulo del vettore d'onda k) tra le valli Γ e A garantiscono, rispettivamente, l'alto valore di mobilità elettronica e di velocità di saturazione già citati precedentemente. È inoltre visibile come la transizione principale al punto Γ non richieda variazione della quantità di moto dell'elettrone/lacuna: l'alta probabilità con cui questo processo avviene fa del Nitruro di Gallio un semiconduttore a gap diretto ideale per la fabbricazione di LED e laser allo stato solido.

2.2 Tecniche di crescita

Sintetizzato per la prima volta in forma di piccoli aghi nel 1938 da Juza e Hanh, i quali misero a contatto ammoniaca e Gallio ad elevata temperatura, solamente tre decenni dopo si hanno rapporti del primo tentativo di deposizione di GaN su larghe superfici di zaffiro. L'esperimento fu condotto da Maruska e Tietjen [14] attraverso l'utilizzo della *hydride vapor phase epitaxy* (HVPE). Sfortunatamente, il GaN così cresciuto si rivelò possedere una bassa qualità cristallina (dovuta alla crescita su un substrato non nativo) ed un troppo marcato drogaggio di background di tipo n : ancora oggi esistono dubbi sulla causa di questo particolare fenomeno, tuttavia i più lo attribuiscono all'effetto "donore" dei siti cristallini includenti vacanze di Azoto. Nonostante i difetti riscontrati, la disponibilità di larghi campioni di materiale diede impulso alla ricerca, sicché nel 1972, ad opera di Pankove e Miller [15], fu creato il primo LED blu basato

su GaN. La struttura era sostanzialmente un diodo metallo/isolante/semiconduttore (MIS o m-i-n) basato su Zn:GaN e n-GaN: i layer di n-GaN potevano contenere diverse concentrazioni di Zn, variando la quale veniva modulata la lunghezza d'onda emessa.

Gli anni '70 rappresentarono il periodo buio della ricerca sui nitruri: le difficoltà nell'ottenere un materiale di tipo p e nella realizzazione di contatti ohmici rendeva infatti irriproducibili, oltre che povere in termini di performance, le caratteristiche elettro-ottiche dei dispositivi cresciuti.

La crescita di layer di semiconduttore ad elevata qualità diventò possibile soltanto nel 1983, quando Yoshida ed il suo gruppo di ricerca per primi introdussero il cosiddetto metodo di crescita in due fasi [16]. Il nuovo approccio epitassiale basato sulla *molecular beam epitaxy* (MBE), successivamente migliorato da Akasaki, Amano e Nakamura [17, 18], prevedeva la crescita a bassa temperatura (~ 500 °C) di un sottile strato di AlN preventivamente alla crescita ad elevate temperature del Nitruro di Gallio. Il nuovo layer di nucleazione si dimostrò capace di promuovere la crescita bidimensionale, piuttosto che in isole tri-dimensionali, del GaN, la cui superficie risultò molto più piatta e levigata rispetto a quella dei cristalli etero-epitassiali ottenuti fino a quel momento. Nonostante la mitigazione del mismatch reticolare da parte del buffer layer di AlN, la densità di difetti presente nel film di materiale era ancora nell'ordine di $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, un milione di volte maggiore rispetto quella tipica di altri sistemi di semiconduttori. Sorprendentemente, l'effetto che questi difetti hanno avuto e hanno tutt'ora sulle performance elettriche ed ottiche dei dispositivi non è equiparabile al numero di difetti stessi (Fig. 2.3), mentre sono assolutamente deleteri per l'affidabilità e le stabilità a lungo termine.

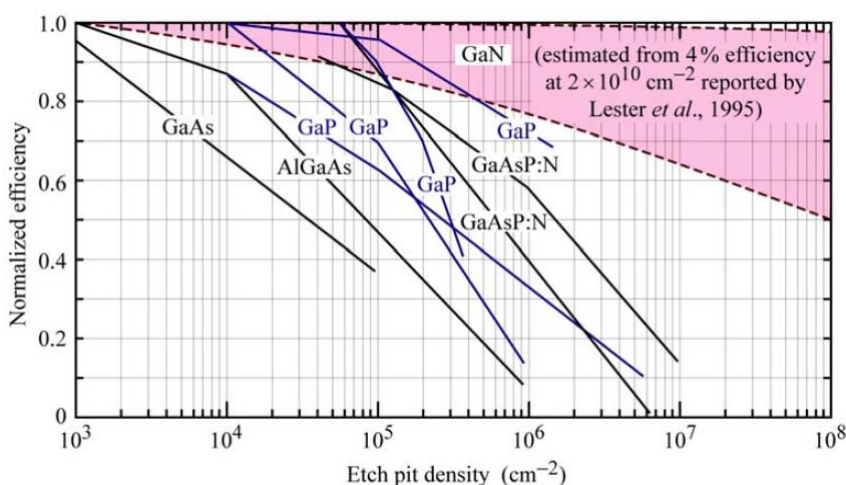


Figura 2.3: Dipendenza dell'efficienza radiativa dalla densità di dislocazioni per diverse famiglie di semiconduttori [4]

La successiva svolta nello sviluppo delle tecnologie GaN-based fu l'ottenimento del drogaggio di tipo p . I dopanti accettori tipicamente utilizzati erano elementi del II gruppo (Zn, Cd, Mg o Be), tuttavia i layer così drogati mostravano un'eccessiva resistività. Fu proprio durante l'analisi tramite catodo-luminescenza di uno di questi film dopati con Magnesio che Amano e Akasaki [19] osservarono un aumento di luminosità. Successivi studi di fotoluminescenza rivelarono che l'irradiazione con elettroni a bassa energia (low-energy electron beam irradiation, LEEBI) non solo aumentava l'efficienza radiativa del materiale di due ordini di grandezza, ma, anche se solo superficialmente, lo rendeva un buon conduttore di tipo p . Nel 1992, Vechten attribuì lo scarso successo nell'attivazione del drogante accettore alla formazione di complessi Mg:H durante la crescita del materiale [20]. La passivazione del Magnesio ad opera dell'Idrogeno, processo molto simile a quello che avveniva nel Silicio drogato p , venne così superata tramite irradiazione elettronica. La dissociazione e il rilascio dell'Azoto furono successivamente ottenute anche tramite annealing termico a temperature > 750 °C, in vuoto o in atmosfera di N_2 . Purtroppo, a causa dell'elevata energia di attivazione del Magnesio (160 meV), nemmeno tramite l'utilizzo combinato delle due tecniche fu possibile superare la soglia del 5% di atomi accettori ionizzati: l'efficienza del drogaggio di tipo p per il GaN rimaneva ancora un problema.

Come già menzionato, la disponibilità tecnologica di eterostrutture è di fondamentale importanza nello sviluppo di dispositivi microelettronici. Il passo successivo fu quindi la crescita controllata degli strati barriera di AlGaIn necessari per l'implementazione delle eterogiunzioni. Rapporti sulla crescita e caratterizzazione delle prime quantum-well basate su AlGaIn/GaIn risalgono al 1990 ad opera di Khan [21], mentre solamente nel 1993 Nakamura riuscì a sfruttare tali sistemi di semiconduttore per produrre il primo LED blu [22] (per inciso, diodi ad emissione luminosa nel blu basati su semplici giunzioni $p-n$ erano stati ottenuti in laboratorio già nel 1989 [23]). Studi di microscopia elettronica e di fotoconduzione rivelarono che la concentrazione di difetti nei migliori strati epitassiali di GaIn era nell'ordine di 10^{10} cm^{-2} e che gli stati trappola presenti nell'energy gap del materiale erano da ascrivere proprio alla presenza di questi difetti.

Grazie ai significativi progressi nella crescita dei nitrucci, nel 1994 venne presentato il primo LED blu ad alta luminosità (> 1 cd) [24], l'alta densità di dislocazioni, tuttavia, limitava ancora pesantemente l'efficienza dei diodi laser basati su GaIn. Molti sforzi furono diretti nel miglioramento delle tecniche di crescita, tra le quali la *lateral epitaxial overgrowth* (LEO) e la double-flow MOCVD ebbero il maggior successo: capaci di ridurre la densità di difetti sino a 10^6 cm^{-2} , permisero già nel 1998 la fabbricazione di

diodi laser con lifetime superiori alle 6000h [25].

Quelli appena descritti sono stati gli anni decisivi per la ricerca sui semiconduttori III-N e i dispositivi su di essi basati; la ricerca continua tutt'oggi nello sforzo di ottenere materiali con una sempre più elevata qualità cristallina, senza però sacrificare il controllo sulle proprietà del materiale offerto dal band-gap engineering. Nel prossimo paragrafo verranno esposte le principali tecniche di crescita epitassiale che hanno reso e rendono possibile la fabbricazione dei dispositivi micro-elettronici GaN-based.

2.2.1 HVPE

La *hydride vapor-phase epitaxy* è storicamente la prima tecnica utilizzata per la crescita del Nitruro di Gallio su ampi substrati di zaffiro [14]. Il suo principale vantaggio è l'elevato rate di crescita ($0.05 - 0.3 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$), che la rende ideale per la fabbricazione a basso costo di elevati volumi di quasi-substrati di GaN. Nell'HVPE i precursori del gruppo III sono cloruri formati facendo scorrere gas di HCl sopra il metallo in fase liquida all'interno di un tubo in quarzo. Quelli del gruppo V, invece, sono idruri condotti nella camera di reazione attraverso una linea separata al fine di evitare reazioni premature con il metallo fuso. Il reattore è suddiviso in tre aree: una zona sorgente, una di miscelazione ed una di deposizione, visibili in Fig. 2.4. Ogni zona è indipendentemente controllata in pressione e temperatura: ciò garantisce la completa determinazione dei parametri di crescita.

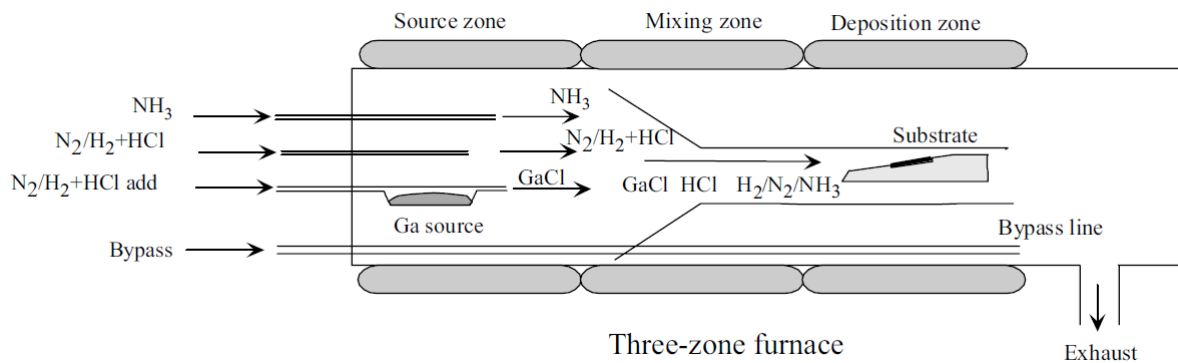


Figura 2.4: Diagramma schematico di un reattore HVPE a tre zone

Per la crescita del GaN, nello specifico, i precursori dei gruppi III e V sono rispettivamente GaCl (ottenuto dalla reazione tra HCl e Gallio fuso) e NH₃. Il vapore di GaCl viene trasportato nella camera di deposizione da un gas che può essere Idrogeno e/o un gas inerte, 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.

2.2.2 MBE

La *molecular beam epitaxy* è una tecnica di crescita per eterostrutture molto versatile ed applicabile alle principali famiglie di semiconduttori. Condotta in una camera a vuoto estremamente spinto, con pressione inferiore ai 10^{-11} mbar, essa prevede l'utilizzo di "raggi" atomici o molecolari delle specie componenti per la loro inclusione sulla superficie di un substrato riscaldato fatto ruotare al centro della camera stessa (Fig. 2.5a). La parola *raggi* è qui utilizzata con un'accezione particolare atta a sottolineare come, dato il vuoto spinto e l'elevato valore del cammino libero medio degli atomi/molecole dei reagenti in fase gassosa, è altamente improbabile che questi reagiscano tra loro prima di raggiungere il wafer di crescita. La bassissima pressione interna, nonché l'assenza di impurità e di gas per il trasporto dei reagenti, garantiscono una notevole purezza dei film di semiconduttore cresciuti. Queste condizioni interne permettono inoltre l'utilizzo di sistemi RHEED (*reflection high-energy electron diffraction*) per il monitoraggio in-situ della qualità cristallografica del film in via di formazione.

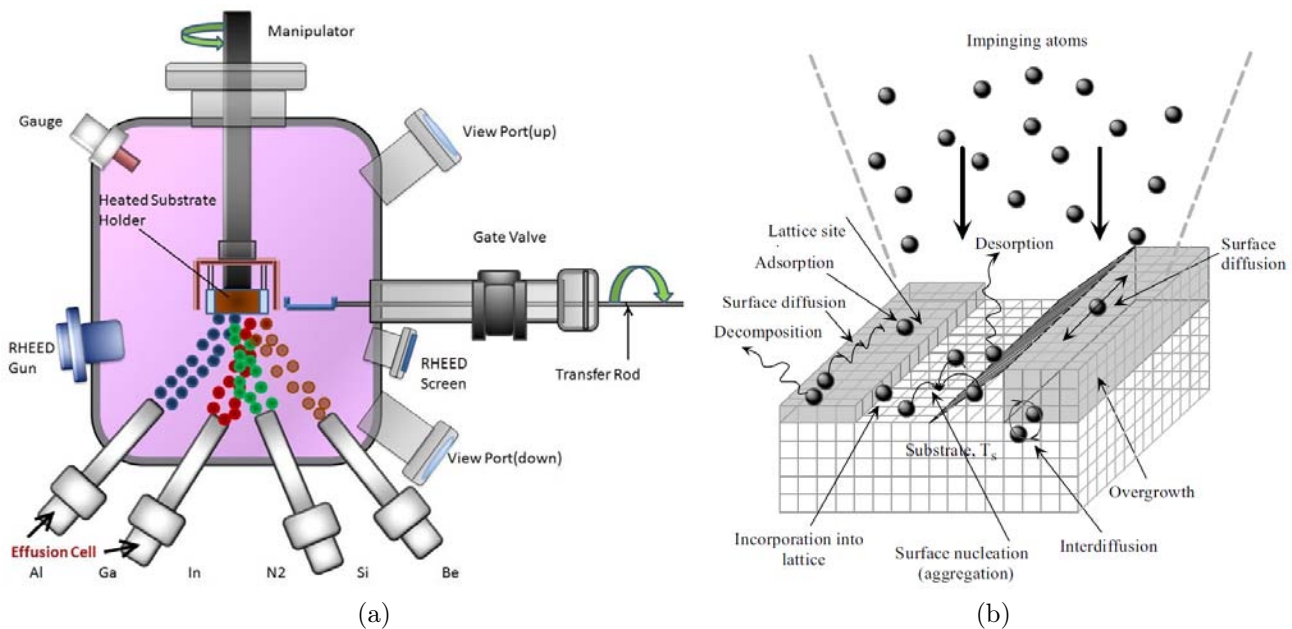


Figura 2.5: Reattore di crescita per la MBE (a). Processi superficiali in atto durante la crescita tramite MBE (b).

I processi che governano la crescita per MBE sul substrato sono sostanzialmente cinque (Fig. 2.5b): vediamoli brevemente.

1. **Adsorbimento.** In questa fase gli atomi/molecole che urtano la superficie condensano e si legano ad essa con energie di legame che variano dai 10 meV (forze di Van Der Waals) ai 10 eV (legame chimico forte).
2. **Desorbimento.** È il processo con cui le specie adsorbite che guadagnano sufficiente energia termica da rompere il legame con la superficie abbandonano quest'ultima.
3. **Diffusione superficiale.** La diffusione superficiale altro non è che il moto delle specie adsorbite sulla superficie del substrato, o del film di semiconduttore già cresciuto sino a quel momento. Il moto degli adsorbati, possibile grazie all'attivazione termica, è (microscopicamente) un cammino casuale: in presenza di un gradiente di concentrazione, tuttavia, la diffusione delle particelle è (macroscopicamente) opposta alla direzione del gradiente stesso.
4. **Incorporazione.** Nel processo di incorporazione le molecole/atomii reagenti si legano al cristallo attraverso varie reazioni tra gli elementi costituenti e le specie presenti sul substrato di crescita; la termodinamica e la cinetica di reazione determinano le specifiche modalità di crescita (bi-dimensionale, ad isole o mista).
5. **Decomposizione.** Quando il rateo di desorbimento è maggiore di quello di incorporamento il film epitassiale incomincia a decomporsi. Nei semiconduttori composti ciò avviene tipicamente a causa della rottura dei legami delle specie componenti.

I fenomeni appena descritti avvengono costantemente, ed in maniera competitiva, durante tutto l'arco di tempo necessario per la crescita del cristallo (il cui rateo tipico per l'MBE è di $1 \mu\text{m}/h$): il loro controllo è affidato alla corretta regolazione della velocità di arrivo dei composti, della loro frazione percentuale e della temperatura del substrato. Possiamo poi generalizzare dicendo che se incorporazione e decomposizione definiscono primariamente la composizione dell'epilayer, gli altri tre processi sono maggiormente responsabili della qualità morfologica dell'interfaccia.

La crescita del GaN richiede la presenza di Azoto tra i reagenti: data la bassa reattività della molecola di N_2 , la cui energia di (triplo) legame è di 9.8 eV, la sua dissociazione non può essere ottenuta per via termica nelle celle di effusione di Knudsen tipicamente utilizzate per l'MBE. La prima soluzione pensata fu quella di ricavare l'Azoto dall'ammoniaca in fase gassosa: la reazione con il substrato, tuttavia, non era perfettamente controllabile e il gas di NH_3 tendeva a reagire con gli altri elementi e parti del reattore. La seconda (e di maggior successo) soluzione fu allora l'utilizzo di

sorgenti al plasma per la scissione della molecola di N_2 : tale approccio denominato PMBE (*plasma-assisted MBE*), non necessitando in alcun modo dell'Idrogeno, risolveva, inoltre, il fastidioso problema della passivazione del Magnesio ad opera di questo elemento.

Il processo di decomposizione cui si è prima fatto riferimento è di fatto quello più restrittivo per la crescita del Nitruro di Gallio tramite fasci molecolari: quest'ultimo, infatti, tende a decomporsi spontaneamente se sottoposto ad alte temperature e basse pressioni. Nello specifico, sono stati rilevati sperimentalmente i seguenti rate di decomposizione: 4 monolayer/minuto a 830°C , nullo per temperature inferiori a 750°C e pari a $1\ \mu\text{m}/\text{h}$ a 850°C [26, 27]; tutto ciò comporta un limite superiore alla temperatura di substrato di circa 800°C , tipica condizione di crescita del GaN. L'abbassamento della temperatura non è in questo caso una soluzione adottabile: parallelamente, infatti, non solo si ha una riduzione del ritmo di crescita, ma anche una diminuzione della mobilità degli atomi/molecole durante il processo di diffusione superficiale che, in ultima istanza, comporta un aumento dei difetti nello strato epitassiale.

Complessivamente la MBE è una tecnica piuttosto valida per la crescita epitassiale del GaN. Film cristallini con concentrazione di difetti inferiore ai $10^{10}\ \text{cm}^{-2}$ possono essere ottenuti nella crescita su zaffiro, raggiungendo i $10^6\ \text{cm}^{-2}$ per quella su quasi-substrati di GaN. L'isolamento e le peculiarità dell'ecosistema di crescita riducono notevolmente le impurità presenti all'interno del semiconduttore, mentre il controllo fine dei parametri di processo e il monitoraggio attivo del cristallo permettono un'ottima definizione delle superfici e delle strutture da crescere.

2.2.3 MOVPE

Chemical vapour deposition è il generico nome con cui si designa un processo che coinvolge un sistema a flusso dinamico in cui i reagenti in fase gassosa sono fatti passare sopra un substrato riscaldato dove reagiscono per formare un film: l'MOVPE, o *metal-organic vapour phase deposition*, altro non è che una particolare forma di CVD utilizzata per la crescita epitassiale di semiconduttori III-N, dei quali, peraltro, risulta essere la metodologia di la più diffusa. Per questo particolare processo il design del reattore è di assoluta importanza, sia nella definizione della dinamica di reazione, che nella determinazione della qualità cristallina finale dell'epilayer. I reattori più evoluti incorporano un flusso laminare principale ad elevata pressione, uno secondario e collettori d'ingresso separati per ammoniaca e precursori, con quest'ultimo accorgimento necessario al fine di minimizzare reazioni di pre-deposizione. Il flusso primario, contenente i gas reagenti, è diretto parallelamente alla superficie del substrato rotante,

mentre quello secondario, perpendicolare, è composto da Idrogeno (gas di trasporto) e Azoto e ha lo scopo di portare i gas del flusso principale a contatto con la superficie, sopprimendo allo stesso tempo gli effetti di convezione termica. Un suscettore rotante, che funge anche da appoggio per il wafer, garantisce infine una maggiore uniformità della crescita (Fig. 2.6).

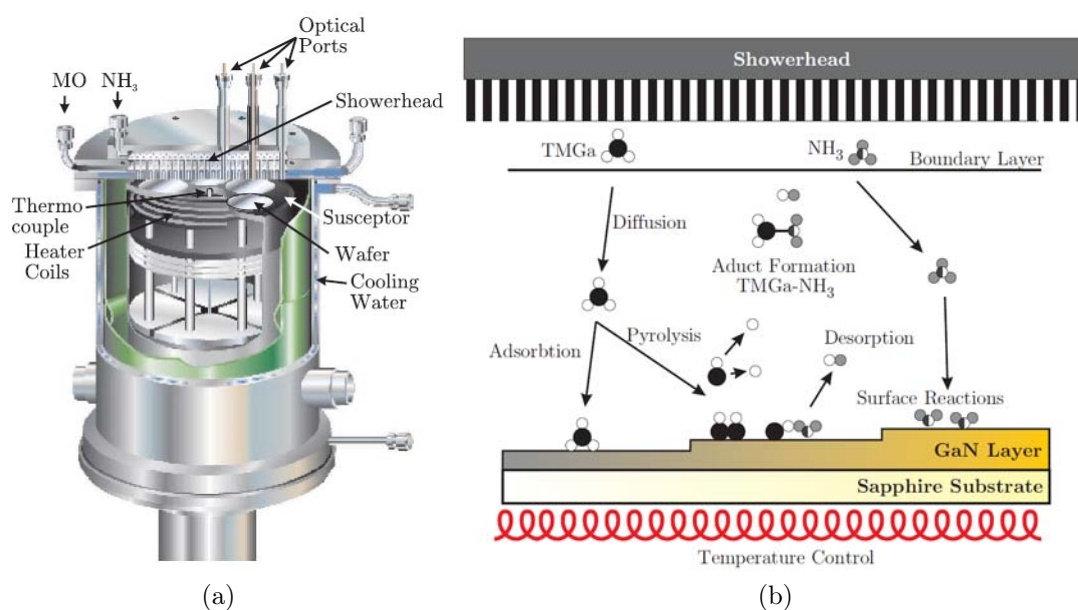
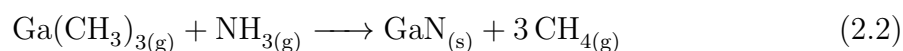


Figura 2.6: Sezione di un reattore verticale a singolo flusso per MOVPE (a). Processi superficiali in atto durante la crescita tramite MOVPE (b).

Seppur il processo di OMVPE sia ritenuto essere termodinamicamente in equilibrio, la crescita di nitruri del gruppo III è dipendente anche dalle cinetiche di reazione. Detto ciò, la reazione chiave che avviene per i particolari applicativi di nostro interesse è la seguente:



dove R è un radicale come il metile (CH_3), l'etile (CH_2CH_3) o altri gruppi organici e X è tipicamente l'Idrogeno, mentre A^{III} e B^V sono rispettivamente cationi e anioni. Per la crescita del GaN la reazione principale diventa:



dove i pedici g ed s stanno, rispettivamente, per fase gassosa e solida.

In figura 2.6b sono illustrati i principali processi che avvengono durante la crescita dei semiconduttori III-V; per un certo verso simili a quelli precedentemente descritti per l'MBE, differiscono per le modalità di trasporto (e di inclusione per l'Azoto) dei

componenti dei nitrucci: in questo caso, infatti, le sorgenti metallorganiche iniettate nel reattore devono prima sottoporsi a decomposizione pirolitica (coadiuvata dell'elevata temperatura interna, $> 900\text{ }^\circ\text{C}$) per far sì che gli elementi del III gruppo possano essere adsorbiti e inclusi nel cristallo in crescita.

Oltre che fungere da catalizzatore per la pirolisi, la temperatura definisce anche il particolare regime di crescita:

- $400 - 600\text{ }^\circ\text{C}$: per basse temperature l'efficienza di cracking delle sorgenti metallorganiche (e di conseguenza la velocità di crescita) è strettamente dipendente dalla temperatura stessa; a causa dell'incompleta decomposizione della sorgenti di Azoto (tipicamente ammoniacca) la velocità delle reazioni superficiali è minore del rate di diffusione.
- $600 - 1100\text{ }^\circ\text{C}$: il trasporto delle sorgenti metallorganiche controlla pesantemente il rateo di crescita, la dipendenza dalla temperatura è trascurabile e le cinetiche di superficie sono più veloci del tasso di diffusione.
- $> 1100\text{ }^\circ\text{C}$: a temperature elevate la velocità di crescita diminuisce a causa del desorbimento di Ga e N.

Il regime di crescita preferenziale per il GaN è perciò quello intermedio, limitato dal trasporto degli elementi del terzo gruppo.

Dal punto di vista delle performance la MOVPE permette di crescere, al ritmo di alcuni $\mu\text{m}/\text{h}$, film sottili di Nitruro di Gallio con densità di dislocazioni nell'ordine di 10^8 cm^{-2} . Questo dato è riferito alla crescita su substrati con mismatch reticolare (SiC nello specifico), mentre tramite epitassia su GaN cristallino è possibile scendere anche sotto i 10^6 cm^{-2} . 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, il che garantisce l'accesso completo a tutte le eterostrutture di questa classe di semiconduttori tramite un unico macchinario. Infine, questa tecnica in continuo sviluppo permette una produzione sostenuta di wafer di semiconduttore, risultando quindi essere la più diffusa anche a livello industriale.

2.2.4 LEO

La *lateral epitaxial overgrowth* (detta anche ELO o ELOG) è un metodo di crescita epitassiale selettivo che ha come scopo la formazione di (relativamente) piccole aree di semiconduttore con qualità cristallina estremamente elevata. Come vedremo a breve, più che una tecnica a sé stante, essa è un'estensione delle principali metodologie di

crescita già viste. Applicato al GaN per la prima volta nel 1994, questo innovativo approccio permise a Nakamura, già nel 1998, di realizzare i primi diodi laser blu con lifetime superiore alle 10000 ore a temperatura ambiente, superando di gran lunga la barriera delle 300 h imposta dalle precedenti tecnologie [28].

Il primo passo nel processo LEO è la crescita di uno strato di GaN di alcuni micron di spessore su un substrato di Zaffiro/SiC o su un buffer layer di AlN già predisposto. Tramite tecniche di CVD viene poi depositato un ulteriore strato maschera di dielettrico (SiO_2 o SiN sul quale, tramite le consuete tecniche litografiche, vengono aperte delle finestre ottenendo così una superficie a strisce (come dimensioni di riferimento possono essere considerate finestre di $8\ \mu\text{m}$, larghezza delle strisce di $8\ \mu\text{m}$ e spessore del dielettrico di $0.1\ \mu\text{m}$). Segue quindi la prima fase di ricrescita, tipicamente realizzata tramite HVPE, nella quale il GaN cresce epitassialmente attraverso le fessure aperte nel dielettrico, sul quale non possono formarsi centri di nucleazione. Raggiunta la superficie superiore delle strisce inizia la vera e propria crescita laterale che, culminando poi nella piena coalescenza delle “isole” ricresciute, permette di ottenere un'estremamente levigata superficie di semiconduttore. In Figura 2.7a è visibile una schematizzazione della struttura finale ottenuta tramite LEO.

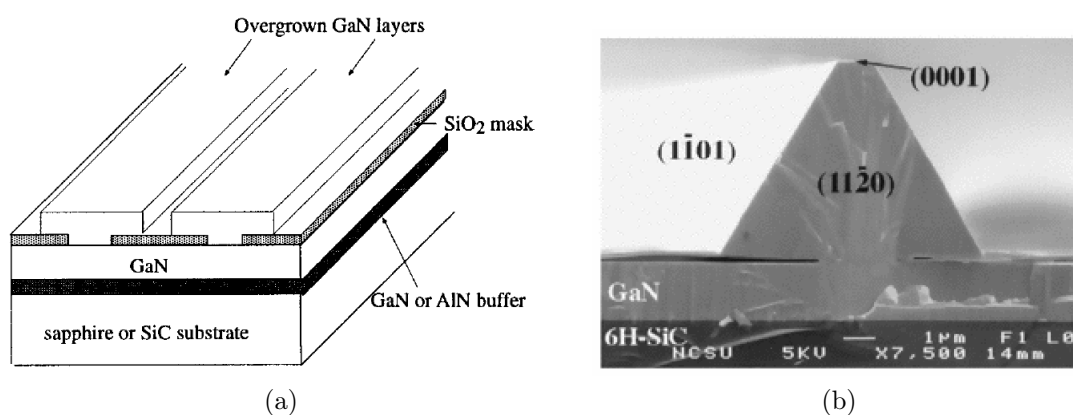


Figura 2.7: Disposizione e struttura dei layer di materiale nella LEO (a). Immagine SEM di uno strato di GaN cresciuto per epitassia laterale: particolarmente visibile è la circoscrizione dei difetti alla zona di ricrescita sovrastante le finestre di dielettrico.

La forma piramidale della suddetta zona è invece il risultato dello specifico orientamento delle strisce di dielettrico (b).

Andando più nello specifico, la crescita del GaN sopra le finestre di dielettrico avviene, in una certa misura, replicando la microstruttura (difetti compresi) del materiale sottostante. Nelle zone sovrastanti le strisce di dielettrico (dette ali), invece, è la superficie laterale del semiconduttore ricresciuto a fungere da seme. Poiché le dislocazioni in questa porzione del materiale tendono a direzionarsi perpendicolarmente al substrato

di crescita (Fig. 2.7b), il risultato è che il Nitruro di Gallio cresciuto lateralmente possiede una densità di difetti molto minore rispetto al cristallo di partenza: tali difetti, inoltre, sono per lo più aggregati ai bordi di coalescenza, la cui morfologia è determinata dai parametri di reazione e, soprattutto, dalla geometria e dall'orientamento delle zone mascherate. Quella appena descritta è la cosiddetta *1-step* LEO, che permette di ottenere uno strato epitassiale di Nitruro di Gallio con regioni a densità di difetti anche inferiore a 10^7 cm^{-2} : su queste aree possono poi essere selettivamente costruite le eterostrutture che andranno a formare il dispositivo finale. Al fine di ottenere una superficie di semiconduttore più uniforme dal punto di vista della qualità cristallina è possibile operare una seconda mascheratura e ricrescita, allineando le nuove strisce di dielettrico alle precedenti finestre di crescita (*2-steps* LEO).

Come si può intuire dal nutrito numero di passaggi necessari all'ottenimento del cristallo semiconduttore, la lateral epitaxial overgrowth non è una tecnica commercialmente vantaggiosa per la produzione di massa dei dispositivi optoelettronici di nuova generazione. D'altra parte, anche la non completa uniformità spaziale la rende inadatta ad un utilizzo esterno a quello dei laboratori di ricerca, dove invece è assiduamente utilizzata per la crescita di eterostrutture GaN-based su substrati lattice-mismatched.

2.3 I substrati di crescita

Nella precedente sezione è stato visto come la scelta e l'orientamento del substrato di crescita, unito ad un'accorta selezione dell'approccio epitassiale, siano di fondamentale importanza per l'ottenimento di un film cristallino a bassa densità di difetti, e quindi adatto alla crescita dei dispositivi micro/opto-elettronici di prossima generazione. La scelta del substrato va fatta, innanzitutto, prendendo in considerazione il particolare applicativo del dispositivo da realizzare, la sua effettiva idoneità è poi decretata dall'analisi di un serie di parametri di seguito riportati:

- Mismatch reticolare con il materiale da crescere
- Conducibilità termica e coefficiente di espansione termica (CET)
- Massimo isolamento elettrico (a differenti temperature)
- Prezzo, 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

Parametri del substrato	Unità di misura	Zaffiro	6H-SiC	Si	GaN	AlN
Simmetria		Esagonale	W	D	W	W
Costante reticolare	a [Å]	4.758	3.081	5.431	3.189	3.112
	c [Å]	12.99	15.117	-	5.185	4.982
Lattice mismatch con W:GaN	$\frac{a_{GaN} - a_{film}}{a_{film}}$ [%]	13.9	3.51	-16.96	0	2.48
Coefficiente di espansione termica	α_a [$10^{-6} \cdot ^\circ K^{-1}$]	6.7	4.2	3.9	5.59	4.2
	α_c [$10^{-6} \cdot ^\circ K^{-1}$]	-	4.68	8.5	3.17	5.3
Conducibilità termica	[W/cm °K]	0.3	4.9	1.3	1.3	2.0
Punto di fusione	T_M [°K]	2040	2830	1412	2500	3000
Isolamento	[Ωcm]	isolante	$> 10^{12}$	$1 - 3 \cdot 10^4$	$> 10^9$	$> 10^{12}$

Tabella 2.2: Parametri notevoli dei principali substrati adatti alla crescita dei semiconduttori III-N

2.3.1 Zaffiro

Lo zaffiro (Al_2O_3) è stato il primo substrato ad essere utilizzato per la crescita epitassiale di film sottili di Nitruro di Gallio [14]. Nonostante l'elevato valore del mismatch reticolare e la sua bassa conducibilità termica è tutt'oggi il materiale base più diffuso per la fabbricazione di dispositivi optoelettronici. Le ragioni del successo dello zaffiro sono da ricercarsi nell'ampia disponibilità, nel basso costo (circa 100\$ per un wafer da 2 pollici), nella sua simmetria esagonale (che lo rende quindi compatibile con il W:GaN, Fig. 2.8) e nella sua stabilità strutturale ad alte temperature e pressioni, fattore necessario per la crescita di eterostrutture tramite MOVPE.

Lo zaffiro presenta una serie di problematiche di processo, sia di tipo meccanico (facile rottura del materiale nella fase di assottigliamento) che litografico (la curvatura indotta dal mismatch rende difficile una preciso patterning della superficie). Il mismatch reticolare del 13%, d'altra parte, è il più grande inconveniente di questo materiale, che limita (inferiormente) a 10^9 cm^{-2} la densità di dislocazioni per un film di GaN cresciuto epitassialmente su di esso. Come già citato, la soluzione che si adotta in casi simili è un approccio *metamorfico*, in cui la crescita non viene effettuata direttamente sul substrato, ma su un *buffer layer* (tipicamente AlN) che funge da "adattatore" tra le differenti costanti reticolari dei cristalli. Il carattere isolante dello zaffiro, infine, impone forte un vincolo alla progettazione dei dispositivi optoelettronici, i cui contatti, adeguatamente dimensionati, devono per forza essere posti sulla superficie frontale dove limitano l'area d'emissione.

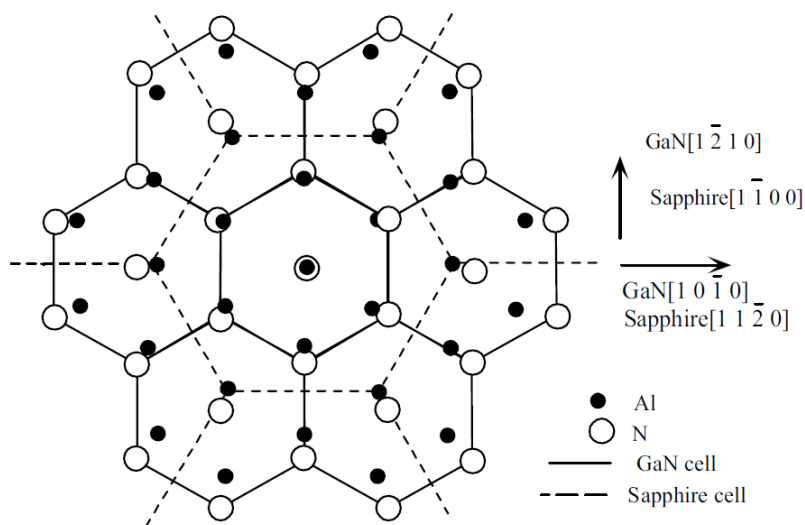


Figura 2.8: Proiezione del piano basale della cella di zaffiro e posizione dei cationi della cella di GaN nella crescita lungo la direzione $[0001]$

2.3.2 SiC

Con un lattice mismatch pari a solo il 3,7 % ed un'eccellente conducibilità termica il carburo di Silicio è il substrato preferenziale per la crescita di dispositivi di potenza basati su GaN. La sua natura di semiconduttore, attraverso opportuni drogaggi, ne permette la modulazione della conducibilità rendendolo adatto alla creazione di device a struttura verticale, contrariamente a quanto abbiamo invece visto per lo zaffiro, intrinsecamente isolante. Presente in più di 250 politipi, esso è tipicamente prodotto nelle varianti 6H/4H-SiC (a cella esagonale) tramite il processo di phsycial vapour deposition (PVT); il wafer processato presenta numerosi difetti, tra cui micro-tubuli e inclusioni di altri politipi, che minano la qualità della crescita epitassiale: opportuni trattamenti di post-processo, non etch-based, sono perciò necessari. Altri svantaggi sono dati dall'elevato costo dei wafer e dallo stress tensile bi-assiale indotto nell'epilayer di GaN a causa dei differenti coefficienti di espansione termica dei due materiali.

2.3.3 Si

Tra tutti i substrati disponibili per la fabbricazione di dispositivi micro-elettronici, quelli in Silicio, grazie agli oltre sessant'anni di ricerca e sviluppo che questo materiale ha maturato nell'elettronica di consumo, sono i più puri e i meno costosi: data la continua crescita del mercato del solid-state lighting, l'idea di utilizzare substrati di Silicio per la fabbricazione di LED a basso costo sta recentemente prendendo sempre più piede. Oltre che un vantaggio economico e di disponibilità dei wafer, la crescita di LED su

siffatti substrati elettricamente e termicamente conduttivi permetterebbe da una lato di spostare i contatti ohmici sul lato posteriore dell'eterostruttura, dall'altro di poter integrare sulla stessa superficie altri dispositivi elettronici (pensiamo, ad esempio, ad un approccio integrato in cui LED e driver sono sullo stesso substrato), il tutto con minime problematiche di dissipazione termica.

La vera sfida nella progettazione di dispositivi GaN on Si è quella di superare gli inconvenienti causati dall'elevato mismatch reticolare (16.9%) e dalla disparità tra i coefficienti di espansione termica (57%) tra i due materiali: questi fattori, infatti, provocano la curvatura del wafer, la presenza di un elevato numero di dislocazioni (10^{10} cm^{-2}) e, in alcune situazioni, perfino la rottura del film di GaN [29]. Anche in questo caso, come è consueto nella deposizione di film sottili su substrati lattice-mismatched, si è cercato di ovviare al problema creando delle appropriate strutture buffer sopra il monocristallo di Si: vari tentativi con AlN, AlAs, AlGaIn, ZrB₂ ecc... sono stati condotti, ma solo con l'inserimento di *strutture a super reticolo* (super-lattice structures o SLS) di AlGaIn/GaN e AlN/GaN è stato possibile ottenere un rilevante aumento di luminosità [30].

L'ultimo grande ostacolo nel design di LED su Silicio è dato dal basso valore di energy-gap di questo semiconduttore (pari a 1.12 eV) che causa l'assorbimento da parte del substrato di quasi metà della luce emessa *dalle multi quantum-well* in InGaIn. Le soluzioni più comuni, in questo caso, prevedono l'utilizzo di riflettori di Bragg distribuiti (DBR) o di interlayer riflettenti [31], se non addirittura la ricorsione a tecniche di *wafer bonding* e *lift-off* per la rimozione e la sostituzione del substrato [30].

I primi LED GaN-based cresciuti su Silicio hanno visto la loro prima commercializzazione nel 2002: data l'imaturità del processo e la netta superiorità delle strutture tradizionali non hanno però ricevuto l'appoggio del mercato. L'evoluzione delle tecniche di crescita e la continua ricerca ha però permesso, una decade dopo, l'ottenimento di LED ad alta luminosità con caratteristiche paragonabili a quelle dei dispositivi convenzionali (100-200 lm a 350-1000 mA, [32]).

2.3.4 GaN

Poichè la fusione del Nitruro di Gallio richiede un elevatissima pressione parziale dell'Idrogeno (45,000 Atm) ed una temperatura di almeno 2500 °C, la preparazione di substrati nativi per questo semiconduttore è estremamente complicata. Ad oggi, substrati di GaN da 2 pollici sono disponibili ad un prezzo compreso tra i 1500 e i 6000 \$, variabile a seconda della qualità (tipicamente la densità di dislocazioni per questi cristalli si aggira sui 10^7 cm^{-2}), il che, di fatto, rende la crescita su substrati non nativi

una scelta obbligata.

Gli approcci per la crescita di substrati free-standing di GaN sono sostanzialmente due. Il primo modo di procedere, similmente a quanto visto per la LEO, prevede la crescita in fasi successive del semiconduttore: nella prima, tramite MOCVD, viene creato sul substrato un template di Nitruro di Gallio, sul quale viene a sua volta cresciuto (con la LEO, per l'appunto) il quasi-substrato di GaN di elevata qualità. Il secondo procedimento si basa invece sulla crescita di “bocce” di GaN tramite HVPE: cristalli massivi di 2 pollici di diametro e 10 mm di spessore possono essere facilmente prodotti e tagliati, e densità di difetti inferiori 10^4 cm^{-2} sono effettivamente alla portata per la crescita di campioni di dimensioni ridotte [33].

Nonostante le difficoltà nel processing, la prospettiva di una crescita omoepitassiale che possa garantire elevata purezza del film senza indurre un eccessivo stress sul nuovo reticolo formato sta ancora facendo avanzare la ricerca su questo tipo di soluzione, che peraltro si rivela tra le più promettenti per il miglioramento delle performance e dell'affidabilità dei diodi laser (ma non solo) a semiconduttore.

2.4 Drogaggio e contatti ohmici

I dispositivi III-N risultano essere intrinsecamente drogati, sia a causa di impurità che della polarizzazione interna associata al reticolo del semiconduttore. In molti casi, HEMT in particolare, il drogaggio è affidato interamente al meccanismo di polarizzazione del GaN, tuttavia il convenzionale drogaggio tramite impurità rimane una necessità per l'ingegnerizzazione del materiale e delle eterostrutture. Riprendendo quanto già accennato nella precedente panoramica della storia della crescita del GaN, verranno ora riassunte le principali proprietà e i progressi ottenuti nel drogaggio di questo semiconduttore e nel suo contattamento.

2.4.1 Drogaggio di tipo n

I primi tentativi di crescita epitassiale del GaN nel 1960 avevano subito rivelato un intenso background doping di tipo n [14]: concentrazioni (compensate) di elettroni non inferiori a 10^{20} cm^{-3} erano infatti rilevabili anche nei migliori campioni. Per spiegare questo fenomeno sono state sviluppate nel corso degli anni due teorie. La prima [34], anche in ordine cronologico, attribuisce alle vacanze di Azoto un carattere di donore “debole”: l'elevata concentrazione di elettroni non era tuttavia compatibile con la (successivamente stimata) energia di formazione di 4 eV dei suddetti difetti, cosa che, a temperatura ambiente, ne limitava pesantemente la presenza. Successivi studi [35]

hanno poi rilevato una connessione tra le impurità di processo residue (Si, Ge, O) e la conducibilità di tipo n del GaN (nominalmente) non dopato: anche in questo caso, tuttavia, non è stato possibile trovare una completa e concorde conferma sperimentale. Ad oggi, le reali motivazioni del drogaggio di background non sono ancora completamente state chiarite.

Grazie alla riduzione del drogaggio donore involontario, tecniche di doping tramite Si e Ge, sia in vuoto che in deposizione da fase vapore, si sono ormai ampiamente affermate. Il Silicio, in particolare, è il dopante di tipo n più utilizzato per il GaN: la sua concentrazione può infatti essere accuratamente modulata da 10^{17} a $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ variando il flusso di SiH_4 nella crescita OMVPE. Nonostante il controllo sul drogaggio donore risulti al momento essere sufficiente per la crescita di LED, una diminuzione delle impurità di background (e dei difetti) si prospetta necessaria per la realizzazione futura di alcuni tipi di FET e di detector.

2.4.2 Drogaggio di tipo p

La questione del drogaggio tipo p del GaN è molto più delicata e, come già detto, è quella che più di tutte ha limitato lo sviluppo della tecnologia basata su semiconduttori III-V. A causa del background doping di tipo n i primi tentativi di creare un film di Nitruro di Gallio a conduzione p furono catastrofici: nonostante l'utilizzo di svariati elementi dopanti di tipo accettore (Mg in primis, ma anche Li, K, Be, Ca...), questi venivano continuamente compensati dai difetti donori, il che, in ultima analisi, produceva un film di semiconduttore altamente resistivo.

La prima svolta nella produzione di p-GaN si deve ad Amano, il quale, tramite applicazione della Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI) su GaN cresciuto tramite MOCVD, riuscì a rompere i complessi Mg:H che fino a quel momento erano stati i maggiori responsabili della passivazione del suddetto drogante [19]. I campioni che egli ottenne presentavano una resistività di $35 \Omega \cdot \text{cm}$ e una concentrazione di lacune pari a $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, valori non ancora sufficienti per la crescita di LED e laser ad alta efficienza.

Un netto miglioramento delle caratteristiche elettriche del GaN drogato con Mg si ebbe, successivamente, con l'introduzione da parte di Nakamura dell'annealing a basse temperature [36]: egli scoprì che una ricottura in atmosfera di Azoto (molecolare) a 700°C poteva diminuire notevolmente la resistività del p-GaN cresciuto in maniera convenzionale, portandola, nel caso specifico, da un valore di $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ ad appena $2 \Omega \cdot \text{cm}$. L'affinamento del processo, peraltro reversibile, portò alla constatazione del fatto che, a seconda dell'entità e della tipologia di difetti presenti nel p-GaN, esiste

per l'annealing una temperatura di ottimo, oltre la quale la generazione di nuove vacanze di Azoto comporta la decrescita della concentrazione di lacune. Questo, ad ogni modo, non è l'unico trade-off che un processing ad alte temperature comporta: è stato dimostrato, ad esempio, che l'annealing a 700°C è estremamente deleterio per i convenzionali contatti ohmici basati su Titanio o Nichel [37]. Per ridurre le temperature necessarie all'attivazione termica del Magnesio è stato proposto in [38] di eseguire l'annealing in atmosfera di O_2 piuttosto che in Azoto, e più rapidamente: l'Idrogeno, colpevole della passivazione del drogante accettore, reagisce con l'Ossigeno presente nella camera di reazione, da cui viene allontanato sotto forma di acqua (in questo caso, particolare attenzione va fatta nei confronti delle possibili reazioni superficiali dell'Ossigeno: non bisogna dimenticare, infatti, che questo elemento costituiva proprio una delle impurità che, agli albori della ricerca, contribuivano all'n-doping di background del GaN). Parlando invece di vantaggi, l'attivazione del drogante tramite annealing riesce a interessare un discreto spessore del film di semiconduttore (fino a $4\mu\text{m}$), laddove l'approccio basato su LEEBI, limitato dalla profondità di penetrazione del fascio elettronico, si ferma sugli $0.2\mu\text{m}$. In questa seconda circostanza, inoltre, la rimozione dell'Idrogeno è solo fittizia: l'interazione tra (due) complessi MgH e gli elettroni accelerati produce infatti un complesso di tipo MgH_2 , a sua volta, peraltro, soggetto a dissociazione; quindi, non solo l'Idrogeno è trattenuto all'interno del reticolo, ma soltanto $1/2$ degli atomi di Magnesio legati ad esso possono essere riattivati.

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 ($5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) concentrazione di lacune, sufficientemente adeguate per la crescita dei moderni dispositivi optoelettronici.

2.4.3 Contatti ohmici su GaN

L'appropriato design dei contatti elettrici è di fondamentale importanza per il corretto funzionamento di tutti i dispositivi micro-elettronici: essi devono garantire una bassa resistività (in modo da ridurre la caduta di potenziale e minimizzare le perdite per *effetto Joule*), costituire un sistema chimicamente stabile e (per alcuni dispositivi optoelettronici) essere trasparenti a determinate lunghezze d'onda. A seconda delle proprietà elettroniche del semiconduttore e dei materiali compatibili alla formazione dell'elettrodo esistono due tipologie di contatti "ohmici" a bassa resistività: Schottky e basati su effetto tunnel. Nei contatti Schottky "ohmici" la (fittizia) barriera di potenziale che i portatori vedono tra metallo e semiconduttore ha un'altezza tale da permetterne il naturale trasferimento senza ostacoli. Nel secondo caso, invece, sono

le componenti di tunnelling *attraverso* la barriera stessa a contribuire al passaggio di corrente.

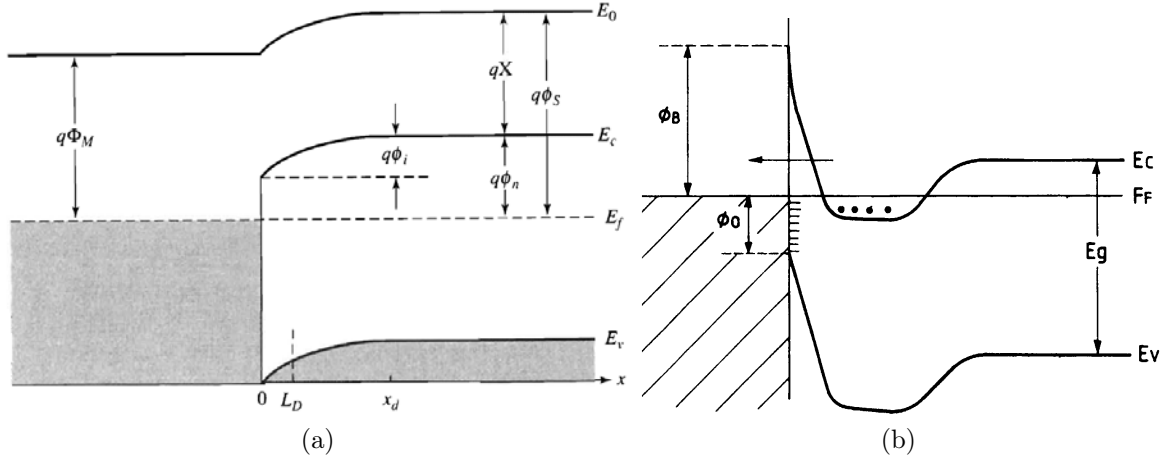


Figura 2.9: Schematizzazione del diagramma a bande di un sistema metallo/semiconduttore di tipo n per un contatto Schottky (a) e per un contatto basato su effetto tunnel (b). Legenda: Φ_M è la funzione lavoro del metallo, χ e Φ_S sono rispettivamente l'affinità elettronica e la funzione lavoro del semiconduttore bulk, mentre Φ_B è l'altezza della barriera di potenziale (detta barriera di Schottky) che gli elettroni nel metallo vedono verso il semiconduttore.

A causa della presenza di stati superficiali e del pinning del livello di Fermi il reale allineamento delle bande nel semiconduttore non è mai quello predetto dalla teoria, sicché un contatto ohmico come quello riportato in Fig. 2.9a, specialmente su GaN, non è realizzabile. Come già accennato, per evincere la barriera di potenziale tra metallo e semiconduttore è allora necessario o ridurre l'altezza della barriera (aumentando quindi la componente di emissione termoionica *oltre* la barriera) o ridurne la larghezza, favorendo l'effetto tunnel. Fissato il semiconduttore, l'altezza della barriera dipende, nella maggior parte dei casi, dalla sola funzione lavoro del metallo: diversi studi, si veda [39], hanno mostrato come il valore di $\Phi_B = \Phi_M - \chi_S$ rimanga tuttavia piuttosto elevato per tutti i conduttori tecnologicamente disponibile alla contattazione del Nitruro di Gallio di tipo n . Quello che viene tipicamente fatto al fine di *restringere* piuttosto che abbassare la barriera, dunque, è un pesante ($N_D > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) drogaggio dell'interfaccia del semiconduttore: il sistema metallo semiconduttore siffatto è descritto nel diagramma a bande di Fig. 2.9b

La realizzazione pratica di questa tipologia di contatti comporta una serie di inconvenienti, per lo più dovuti all'instabilità chimica del contatto stesso. Il più gravoso è dato dalla tendenza degli atomi del metallo a diffondere verso il semiconduttore, dove, con la progressiva migrazione attraverso le dislocazioni, possono degradare se non

addirittura mettere in corto il dispositivo. La soluzione più efficace in questo caso è l'inserimento, tra il GaN e il contatto, di un sottile strato barriera metallico che si opponga alla diffusione. Tali layer sono tipicamente realizzati con leghe M-N a bassa funzione lavoro, dove M rappresenta un appropriato metallo come Ti, Ta, Zr, Co. Così facendo non solo si semplifica l'inclusione nel sistema, dato che con opportune reazioni vengono sfruttati proprio gli atomi di Azoto presenti nel GaN, ma si aumenta "l'efficienza" del sistema stesso: le vacanze di Azoto hanno infatti carattere "donore" che va ad accrescere il già arricchito drogaggio superficiale. Di contro, una tale strutturazione del contatto risulta (a sua volta) instabile ad elevate temperature, richiedendo l'ausilio di ulteriori layer di protezione e di un'accorta scelta delle temperature e della durata dell'annealing.

Se, storicamente, il controllo del drogaggio accettore nel Nitruro di Gallio di tipo p è stato il freno maggiore allo sviluppo dei dispositivi basati su semiconduttori III-N, lo sviluppo dei contatti su questo tipo di materiale non ha certo riservato minori difficoltà. Oltre che alla bassa concentrazione di lacune dovuta all'elevata energia di ionizzazione del Magnesio accettore, infatti, la ricerca si è dovuta scontrare con l'assenza di opportuni metalli ad elevata funzione lavoro (per i metalli comunemente utilizzati è < 5 eV) e con la tendenza del GaN durante il processing a cedere atomi di Azoto, le cui vacanze possono addirittura indurre una conversione a conduzione n della superficie del contatto [40]. Anche le proprietà ottiche del contatto di tipo p sono di fondamentale importanza per l'aumento dell'efficienza di estrazione dei LED: a seconda della particolare struttura del dispositivo, infatti, possono rivelarsi più o meno necessarie la modulazione dell'indice di rifrazione, la trasparenza o la riflettività del contatto stesso. Per far fronte a queste problematiche, diversi schemi di contattazione basati su metalli ad elevata funzione lavoro (Pd, Pt, Ni, Cr) con overlayer di Au [41], su ITO (Indium Thin Oxide)[42] o su strutture Ni/Au con riflettore in Ag [43] sono stati proposti e sperimentalmente validati. Tutto ciò ha portato all'ottenimento di resistenze specifiche di contatto nell'ordine di $10^{-4} \Omega cm^2$, più che accettabili per l'implementazione nei device optoelettronici.

Capitolo 3

Il LED: Struttura e Proprietà

Il meccanismo fisico su cui si basa il funzionamento di un LED come sorgente luminosa è l'emissione spontanea. In breve, tale processo prevede che una particella (elettrone), in seguito ad una transizione di stato energetico, rilasci l'energia in disavanzo sotto forma di un fotone, ovvero un quanto di radiazione elettro-magnetica. Massimizzando il rate con cui tale processo avviene, quindi, è possibile aumentare l'output ottico della sorgente a semiconduttore. Per fare ciò è innanzitutto necessario aumentare la concentrazione di particelle che possono partecipare a questo tipo di evento quantomeccanico: in questo senso, la scelta di una struttura "diode-like" su cui si basano le moderne sorgenti luminose a stato solido è la più conveniente.

Partendo da questo assunto, in questo capitolo verranno analizzate la struttura e le proprietà ottiche ed elettriche del diodo ad omo ed etero-giunzione, approfondendo innanzitutto i processi fisici responsabili della sua caratteristica emissione luminosa, ed i loro antagonisti. Si farà poi riferimento a come l'evoluzione della struttura a bande e della conformazione geometrica del chip di semiconduttore abbia permesso notevoli aumenti nell'efficienza complessiva del dispositivo, concludendo con una panoramica dei principali meccanismi di degrado che affliggono i moderni LED.

3.1 I processi di ricombinazione

Ad un livello macroscopico l'analisi dell'interazione onda-materia prevede la risoluzione delle equazioni Maxwell in uno mezzo di propagazione definito da opportune condizioni al contorno e caratterizzato fisicamente tramite i parametri di conducibilità, permittività dielettrica e permeabilità magnetica. L'interazione della radiazione elettromagnetica con un semiconduttore, tuttavia, è molto più peculiare a causa dei

processi banda a banda che si possono instaurare. In base ai valori di energy gap E_g e di energia dei fotoni $E_{ph} = hf$ in gioco posso essere distinte tre casistiche d'interazione:

- $E_{ph} < E_g$: l'interazione è debole e non coinvolge processi banda a banda, ma solo la risposta "dielettrica" del materiale (transizioni intrabanda). È il caso di onde RF, microonde e radiazione nel lontano infrarosso.
- $E_{ph} \approx E_g$ e $E_{ph} > E_g$: la luce interagisce in maniera forte attraverso i processi banda a banda, causando la generazione/ricombinazione di coppie elettrone lacune ($e-h$) e contribuendo all'assorbimento di fotoni. Sono i tipici processi causati dall'interazione con luce UV, visibile e con radiazione nel vicino infrarosso.
- $E_{ph} \gg E_g$: in questo contesto prendono piede interazioni ionizzanti ad elevata energia; esse generano coppie ($e-h$) molto energetiche che, attraverso processi a valanga, possono e loro volta generarne delle altre. Le energie di radiazione corrispondono in questo caso a quelle dei raggi X.

A livello microscopico i processi (ottici) banda a banda, i quali coinvolgono almeno una coppia elettrone-lacuna ed un fotone, sono fondamentalmente tre, schematizzati in Figura 3.1:

- **Assorbimento** Il fotone cede la sua energia ad un elettrone nella banda di valenza, dove, grazie alla sua promozione in banda di conduzione, si genera una lacuna.
- **Emissione stimolata** Un fotone stimola la ricombinazione di una coppia ($e-h$) la quale emette un secondo fotone avente frequenza e *vettore d'onda* k pari al primo. Poiché il secondo fotone è *coerente* con la radiazione elettro-magnetica (EM) incidente, esso ne aumenta l'ampiezza.
- **Emissione spontanea** Un fotone è emesso in modo spontaneo come conseguenza di un evento di ricombinazione ($e-h$). L'emissione del fotone è incoerente e causa l'eccitazione di un nuovo campo EM a (relativamente) largo spettro.

Le regole dell'interazione fotone-elettrone sono stabilite dalla meccanica quantistica attraverso l'ausilio della *teoria della perturbazioni*. Quest'ultima identifica due insiemi di condizioni che devono essere soddisfatte affinché la particolare interazione possa avvenire, o per meglio dire, possa essere quantisticamente probabile. Il primo vincolo, similmente a quanto avviene nella meccanica degli urti, sancisce la conservazione dell'energia e del momento complessivo del sistema (da cui il già citato vantaggio dei semiconduttori a gap diretto). Il secondo set di regole, dette nello specifico *regole di*

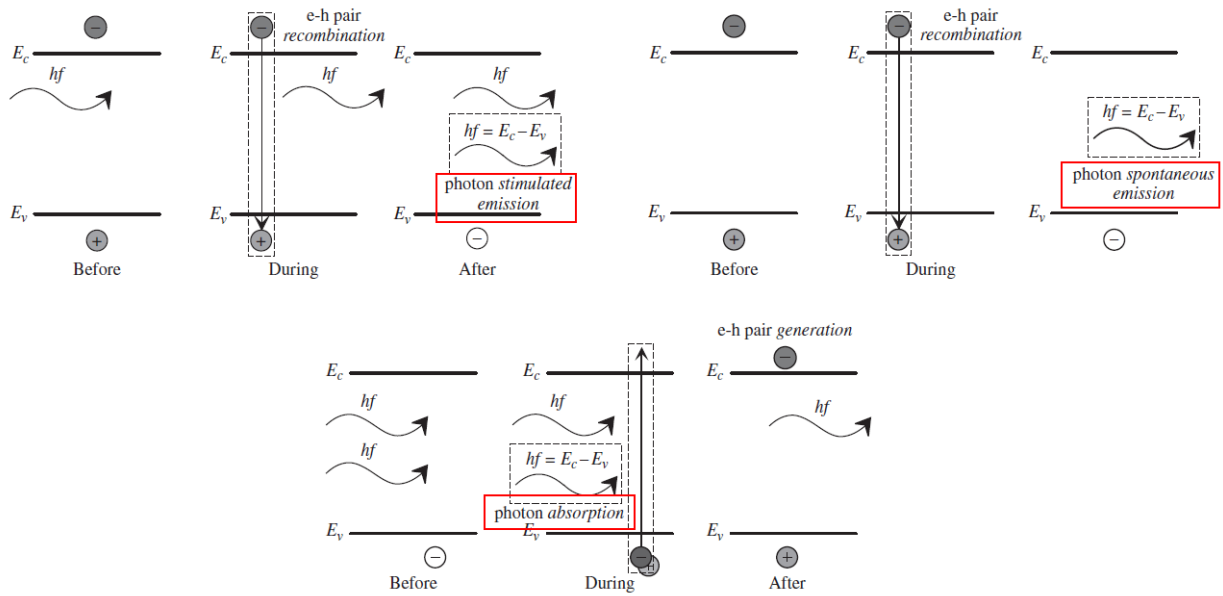


Figura 3.1: In ordine: schematizzazione dei processi di emissione stimolata, di emissione spontanea e di assorbimento

selezione, è invece basato su una dettagliata analisi quanto-meccanica del sistema pre e post interazione elettro-magnetica, mirata a verificare la compatibilità delle funzioni d'onda degli stati energetici di partenza e di arrivo della transizione. Questi vincoli, uniti alle specifiche densità di stati disponibili, vanno a delineare il particolare profilo di assorbimento/emissione di un semiconduttore.

Verranno ora analizzate le meccaniche con cui i processi di generazione/ricombinazione si instaurano all'interno del semiconduttore, con particolare riferimento a quei processi di ricombinazione non radiativa che limitano l'efficienza dei moderni dispositivi optoelettronici.

3.1.1 Ricombinazione radiativa

In un semiconduttore in equilibrio termodinamico, non drogato in modo degenere, le concentrazioni dei portatori, rispettivamente n e p per elettroni e lacune, sono regolate dalla seguente *legge dell'azione di massa*:

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (3.1)$$

dove n_0 e p_0 sono le concentrazioni specifiche in condizioni di equilibrio, mentre n_i è la concentrazione di portatori intrinseca. Affinché un evento di ricombinazione ($e-h$) possa avvenire sono necessari due fattori: la presenza di un elettrone in uno stato

eccitato in banda di conduzione, e la disponibilità di uno stato energetico libero in banda di valenza, ovvero di una lacuna. È quindi lecito supporre che il rateo R di ricombinazione dei portatori per unità di volume sia proporzionale alle concentrazioni dei portatori stessi, ovvero:

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = Bnp \quad (3.2)$$

dove il fattore di proporzionalità B è detto *coefficiente di ricombinazione molecolare*. Per i semiconduttori III-V a gap diretto di interesse micro-elettronico valori tipici di questo parametro sono compresi tra 10^{-11} e 10^{-9} cm^3/s .

All'equilibrio il rate di ricombinazione dei portatori $R_0 = Bn_i^2$ è pari alla generazione G_0 , sicché il rate di ricombinazione netta $R_{net} = R - G = R_0 - G_0$ è nullo. Per avere una ricombinazione netta non nulla, e quindi emissione spontanea, è necessario portare il semiconduttore fuori equilibrio: nei LED, come vedremo a breve, ciò avviene tramite iniezione di portatori nella zona attiva di ricombinazione definita delle quantum-wells. In questa condizione le nuove concentrazioni di portatori possono essere espresse come

$$p = p_0 + \Delta p \quad n = n_0 + \Delta n \quad (3.3)$$

Poiché anche in condizioni stazionarie d'eccitazione i portatori sono generati e annichiliti in coppia, risulta che $\Delta p(t) = \Delta n(t)$. Sostituendo (3.3) in (3.2) il nuovo rateo di ricombinazione diventa

$$R = B[n_0 + \Delta n][p_0 + \Delta p] \quad (3.4)$$

Per dare una chiara interpretazione di tale espressione è necessario fare delle assunzioni sulle effettive quantità di portatori liberi in eccesso presenti nel semiconduttore, siano essi stati introdotti per iniezione o generati tramite eccitazione ottica.

In condizioni di **bassa eccitazione**, $\Delta n \ll n_0 + p_0$, la (3.4) diventa:

$$R = Bn_i^2 + B[n_0 + p_0]\Delta n(t) = R_0 + R_{exc} \quad (3.5)$$

da cui l'andamento temporale della concentrazione di elettroni diventa

$$\frac{dn(t)}{dt} = G - R = (G_0 + G_{exc}) - (R_0 + R_{exc}) = G_{exc} - R_{exc} \quad (3.6)$$

Supponendo ora di annullare al tempo $t = 0$ il meccanismo di eccitazione ($G_{exc} = 0$), e di inserire in (3.6) il valore di R_{exc} trovato in (3.5), otteniamo la seguente equazione

differenziale:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -B[n_o + p_o]\Delta n(t) \quad (3.7)$$

la cui esatta soluzione analitica è data da

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 e^{-B[n_o + p_o]t} = \Delta n_0 e^{-t/\tau} \quad \text{con} \quad \tau = \frac{1}{B[n_o + p_o]} \quad (3.8)$$

La costante di tempo τ , detta *tempo di vita dei portatori*, è un parametro caratteristico del semiconduttore, direttamente dipendente dal drogaggio di quest'ultimo: da esso dipendono le specifiche dinamiche di generazione e ricombinazione, nonché l'efficienza radiativa del semiconduttore stesso.

L'andamento temporale delle concentrazioni di portatori per un semiconduttore di tipo-p moderatamente eccitato tramite pompaggio ottico è riportato in figura 3.2a: si può vedere come le concentrazioni di entrambi i tipi di portatori, terminata l'eccitazione, decrescano con la stessa costante di tempo τ (pari, nel caso specifico, a $1/BN_A$). Tuttavia, solamente una piccola parte dei portatori maggioritari scompare per ricombinazione: il loro lifetime è molto più lungo rispetto a quello dei minoritari, e a fini pratici si assume infinito. In condizioni di bassa eccitazione, quindi, è il lifetime dei minoritari a limitare la velocità di risposta, turn-on e turn-off ad esempio, del dispositivo. La riduzione del tempo di ricombinazione può essere ottenuta tramite elevato drogaggio della zona attiva, tramite alta iniezione di portatori oppure, sfruttando il band-structure engineering, confinando i portatori in una o più buche di potenziale.

Nel caso di **alta iniezione**, $\Delta n \gg n_o + p_o$, l'equazione di ricombinazione bimolecolare (3.2) diventa

$$R = -\frac{dn}{dt} = -B\Delta n^2 \quad (3.9)$$

la cui relativa soluzione e costante di tempo sono:

$$\Delta n(t) = \frac{1}{Bt + \Delta n_o^{-1}} \quad \tau(t) = \frac{-\Delta n(t)}{\frac{d\Delta n(t)}{dt}} = t + \frac{1}{B\Delta n_o} \quad (3.10)$$

Poiché il decadimento della concentrazione di portatori non è più prettamente esponenziale la costante di tempo presentata in (3.10) è in realtà una pseudo-costante di tempo, calcolata in maniera artificiosa seguendo la definizione secondo cui in un tempo τ la funzione si riduce in ampiezza a un valore pari a $1/e$ di quello iniziale. In figura 3.2b è riportato l'andamento della costante di tempo nel caso di alta eccitazione tramite impulso luminoso: quest'ultima aumenta al crescere del tempo e, per tempi sufficientemente lunghi, raggiunge il valore di bassa eccitazione $1/B(n_o + p_o)$, in accordo col fatto

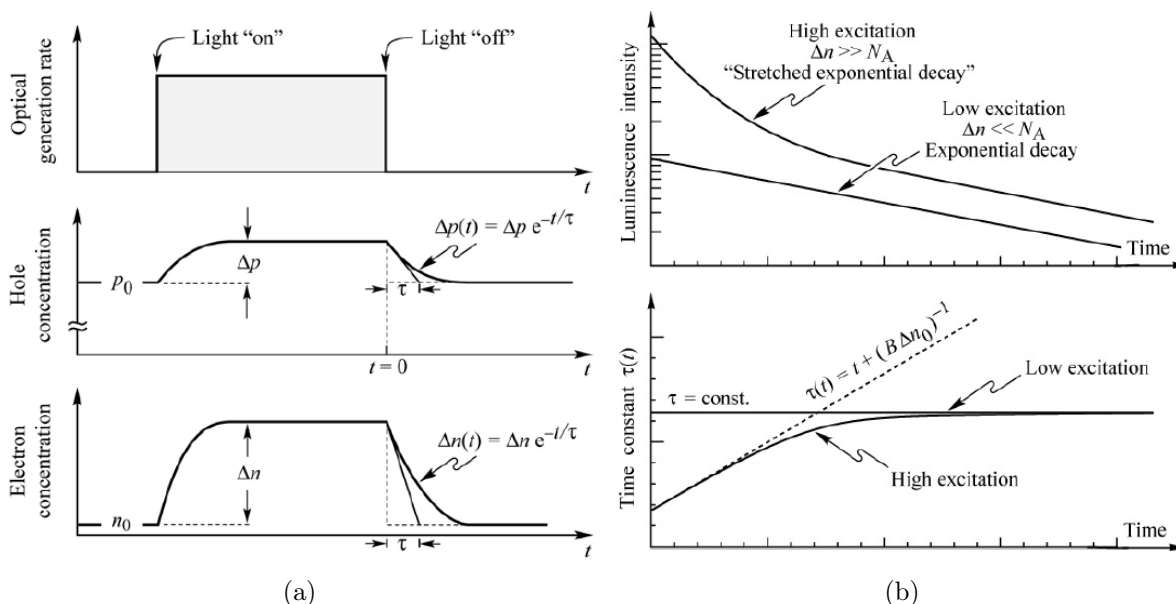


Figura 3.2: Andamento delle concentrazioni di portatori per un semiconduttore di tipo-p ($n_o \ll p_o$) soggetto a bassi livelli d'eccitazione (a). Andamento nel tempo della luminescenza e della costante di tempo per un semiconduttore soggetto ad alti livelli di eccitazione (b)

che una volta smaltito l'iniziale eccesso di portatori il semiconduttore giunge spontaneamente in tale condizione. Poiché l'intensità della luminescenza è proporzionale al tasso di ricombinazione R , siffatti esperimenti di stimolazione ottica permettono di stimare l'andamento della concentrazione dei portatori, ed in particolare il loro tempo di vita.

3.1.2 Meccanismi di ricombinazione non radiativa

Nei semiconduttori destinati all'implementazione in dispositivi optoelettronici esistono altri meccanismi di ricombinazione dei portatori che non contribuiscono all'emissione, spontanea o stimolata, di radiazione luminosa. Durante questi processi, detti per l'appunto *non-radiativi*, l'eccesso di energia del portatore non viene rilasciato sotto forma di fotone ma ceduto al reticolo cristallino come quanto di energia vibrazionale (*fonone*), ovvero come calore (Fig. 3.3).

Il principale meccanismo fisico di ricombinazione non radiativa è la **ricombinazione attraverso livelli profondi**, ovvero stati energetici liberi presenti all'interno dell'energy gap. La presenza di questi centri è la diretta conseguenza dei difetti presenti all'interno del cristallo semiconduttore: le anomalie strutturali si traducono infatti in anomalie del potenziale periodico del semiconduttore che a loro volta inducono delle

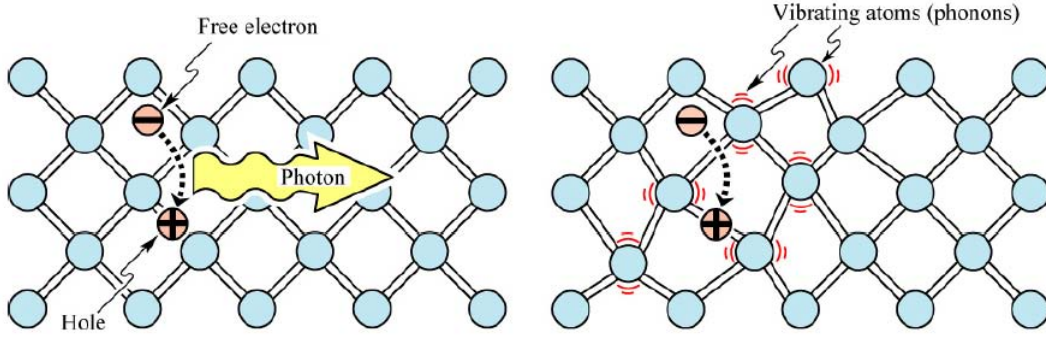


Figura 3.3: Schematizzazione dei processi di ricombinazione radiativa (sinistra) e non radiativa (destra) all'interno del reticolo cristallino

variazioni nella struttura a bande dello stesso.

Il primo studio della ricombinazione dei portatori attraverso questi stati trappola risale al 1952 ad opera di Shockley, Hall e Read [44]. Essi stimarono che il rateo di ricombinazione non radiativa attraverso livelli profondi con energia E_T e concentrazione N_T fosse pari a

$$R_{shr} = \frac{p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p}{(N_T \nu_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T \nu_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)} \quad (3.11)$$

dove ν_n e ν_p sono le velocità termiche di elettroni e lacune mentre σ_n e σ_p sono le sezioni di cattura efficaci delle trappole. I parametri n_1 e p_1 rappresentano invece le concentrazioni di elettroni e lacune con un ipotetico posizionamento del livello di Fermi al livello delle trappole. Essi sono esprimibili come

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right) \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_T}{kT}\right) \quad (3.12)$$

con E_{Fi} posizione del livello di Fermi intrinseco.

Considerando che $R_{shr} = \Delta n / \tau$, il lifetime non radiativo degli elettroni in eccesso è dato da

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{(N_T \nu_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T \nu_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)} \quad (3.13)$$

Per rendere più chiare le varie dipendenze parametriche del lifetime è utile fare delle assunzioni. Consideriamo il caso di un semiconduttore di tipo p ($p_0 \gg n_0, p_1$) ed una minima deviazione dall'equilibrio ($n - n_o \ll p_0$): il lifetime dei portatori minoritari ed il relativo rateo di ricombinazione (in condizioni di bassa eccitazione) possono essere

stimati come

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{n_0}} = N_T \nu_n \sigma_n \quad R_n = \frac{n - n_0}{\tau_{n_0}} \quad (3.14)$$

mentre per un semiconduttore di tipo n , ($n_0 \gg p_0, n_1$), si ha

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{p_0}} = N_T \nu_p \sigma_p \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_{p_0}} \quad (3.15)$$

Dall'esame delle equazioni appena scritte si evince come il rate di ricombinazione SHR sia limitato dal rate di cattura dei portatori minoritari: la cattura di questi ultimi da parte degli stati trappola, infatti, è un evento molto meno probabile della cattura dei maggioritari. Assumendo $\nu_n = \nu_p = \nu$, $\sigma_n = \sigma_p$ e condizioni di bassa iniezione possiamo infine riesprimere il tempo di vita medio dei minoritari come

$$\tau_n = \frac{n_0 + p_0 + n_i \cosh\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right)}{n_0 + p_0} \tau_0 \quad (3.16)$$

L'ispezione dell'equazione 3.16 rivela altre due importanti caratteristiche della ricombinazione attraverso livelli profondi:

- I livelli trappola sono centri di ricombinazione radiativa tanto più efficienti quanto più essi sono vicini al centro dell'energy gap (la funzione coseno iperbolico a numeratore ha infatti un minimo per $E_T = E_{Fi}$).
- All'aumentare della temperatura il tempo di vita cala, aumentando la probabilità di ricombinazione SHR

C'è un'ultima precisazione da fare: la ricombinazione attraverso livelli profondi non è necessariamente un evento non radiativo. A seconda della particolare tipologia di difetto è infatti possibile che le transizioni elettroniche associate al relativo stato trappola prevedano, con una discreta probabilità, l'emissione di un fotone. È questo il caso delle banda d'emissione gialla del GaN, il cui livello energetico è associato alla formazione di complessi tra le vacanze di Gallio ed impurità quali O o Si [45]. La vasta gamma di tipologie e concentrazioni di difetti che possono essere presenti in un cristallo semiconduttore, infine, rende i tempi di vita dei portatori dei parametri estremamente variabili, che perciò devono essere calcolati attraverso opportuni fitting e misurazioni.

Un secondo importante meccanismo di ricombinazione non radiativa è la **ricombinazione Auger**. In questo processo il surplus di energia presente dopo un evento di ricombinazione ($e - h$) viene dissipato eccitando un secondo elettrone all'interno

della banda di conduzione, o dualmente una lacuna all'interno della banda di valenza. I portatori eccitati perdono la loro energia in successive emissioni di fononi sino a raggiungere il bordo banda. La velocità di ricombinazione Auger è data da

$$R_{aug} = (nC_n + pC_p) (np - n_i^2) \quad (3.17)$$

in cui C_n e C_p sono i coefficienti di ricombinazione Auger per elettroni e lacune, i cui valori tipici per semiconduttori III-V sono compresi tra $10^{-29} - 10^{-28} \text{cm}^6/\text{s}$. La loro dipendenza dalla temperatura, inoltre, è esprimibile come

$$C_{n,p}(T) = C_0 e^{\frac{-E_a}{k_b T}} \quad (3.18)$$

dove E_a è un'energia di attivazione. La dipendenza quadratica dalla concentrazione dello specifico portatore deriva dalla necessità che si abbiano due portatori dello stesso tipo affinché il processo possa verificarsi. In condizioni di bassa eccitazione, tuttavia, la ricombinazione Auger è poco probabile, mentre risulta essere significativamente deleteria all'efficienza dei dispositivi optoelettronici in condizione di alta iniezione, dove la dipendenza dalla concentrazione dei portatori espressa in (3.17) diventa cubica.

Un caso particolare di ricombinazione attraverso livelli profondi è la **ricombinazione superficiale** ai margini del semiconduttore. In queste aree la periodicità del reticolo cristallino è bruscamente interrotta, con conseguente alterazione della struttura a bande. La moltitudine di ri-configurazioni cui i *legami pendenti* degli atomi più esterni possono andare in contro comporta la nascita di centri di ricombinazione profondi all'interno dell'energy-gap. L'analisi teorica dei processi di ricombinazione superficiale è analoga a quella presente nel modello SHR precedentemente discusso, con la differenza che in questo caso gli stati trappola non sono uniformemente distribuiti all'interno del semiconduttore, ma concentrati in superficie con un densità areale di $N_{sf} \text{cm}^{-2}$. In questo frangente, al fine di valutare la densità di portatori in funzione della loro posizione rispetto il confine cristallino, si può pensare di risolvere *l'equazione di continuità* uni-dimensionale

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = G - R + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} J_n \quad (3.19)$$

per un semiconduttore di tipo p eccitato tramite illuminazione uniforme e stazionaria. In (3.19) J_n è la densità di corrente per gli elettroni in afflusso verso la superficie. Assumendo che quest'ultima sia una corrente puramente diffusiva e supponendo che

R sia pari alla velocità di ricombinazione nel semiconduttore massivo $\Delta n(x, t)/\tau_n$, la precedente equazione può essere riscritta come

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = G - \frac{\Delta n(x, t)}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n(x, t)}{\partial x^2} \quad (3.20)$$

in cui D_n è la costante di diffusione degli elettroni. Imponendo come condizione al contorno che tutti gli elettroni diffusi verso la superficie si ricombinino, con velocità S (cm/s), attraverso gli stati superficiali, la (3.20) offre per la distribuzione spaziale dei portatori minoritari la seguente soluzione analitica

$$n(x) = n_0 + \Delta n_\infty \left[1 - \tau_n \frac{S \exp(-x/L_n)}{L_n + \tau_n S} \right] \quad (3.21)$$

dove $\Delta n_\infty = G\tau_n$ è l'eccesso di portatori minoritari nel semiconduttore bulk, mentre $L_n = \sqrt{D_n\tau_n}$ è la loro lunghezza di diffusione. L'andamento della concentrazione dei portatori, per tre diversi valori di S , è riportato graficamente in figura 3.4.

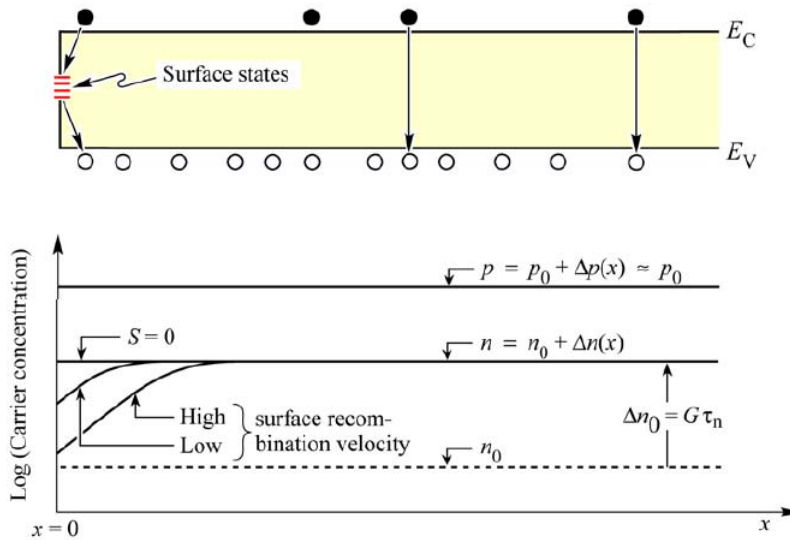


Figura 3.4: Diagramma a bande e concentrazioni dei portatori in prossimità della superficie per un semiconduttore di tipo p uniformemente illuminato

Dal grafico si può notare come all'aumentare della velocità di ricombinazione superficiale, il cui valore tipico per il GaN è di $5 \cdot 10^4 cm/s$, l'eccesso di minoritari in prossimità della superficie tenda a diminuire, assorbito dal processo di ricombinazione non radiativa. Affinché tale meccanismo possa instaurarsi è necessaria la presenza di entrambi i portatori di carica: poiché le regioni attive dei dispositivi optoelettronici sono ingegnerizzate proprio al fine di massimizzare la concentrazione di elettroni e lacune, è buona norma limitare l'estensione di tali regioni all'interno del semiconduttore

(o, in modo alternativo, evitare l'iniezione di portatori ai bordi del chip). Anche con queste precauzioni gli stati energetici spuri presenti in superficie possono comunque contribuire alla conduzione di bordo, con conseguente aumentando delle perdite ohmiche (e dell'auto-riscaldamento) del dispositivo. Per evitare tutto ciò il processing del semiconduttore prevede la passivazione degli stati trappola superficiali attraverso opportuni trattamenti chimici.

3.1.3 L'efficienza quantica interna

Nella precedente sezione sono stati analizzati i diversi meccanismi di ricombinazione, radiativa e non, che si instaurano all'interno di un semiconduttore. Si è in particolare visto come la ricombinazione radiativa sia ostacolata da altri processi che tendono a "consumare" in altro modo l'eccesso di portatori teoricamente destinato all'emissione spontanea. Nonostante la maturità delle tecniche di crescita e l'ingegnerizzazione delle eterostrutture questi processi sono sempre attivi e presenti, in maniera più o meno marcata a seconda delle caratteristiche specifiche del dispositivo. Per valutarne quantitativamente l'impatto è utile introdurre il concetto di *efficienza quantica interna* (IQE). Tale parametro rappresenta il rapporto tra il numero di fotoni emessi ed il numero totale degli eventi di ricombinazione all'interno del semiconduttore. Il contributo parziale di ogni meccanismo di ricombinazione può essere espresso attraverso il lifetime caratteristico τ_i ad esso associato: combinando tutti i τ_i secondo la regola di Matthiessen è infine possibile ottenere il lifetime medio di un portatore soggetto a generica ricombinazione. Per i processi di ricombinazione non radiativa, in particolare, si ha che

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{shr}} + \frac{1}{\tau_{aug}} + \frac{1}{\tau_{srf}} \quad (3.22)$$

che altro non è se non la somma dei rate di ricombinazione non radiativa attraverso livelli profondi, di tipo Auger e tramite stati trappola superficiali. L'efficienza quantica interna è quindi calcolabile come

$$\eta_{int} = \frac{\tau_r^{-1}}{\tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}} \quad (3.23)$$

dove τ_r è il tempo di vita medio dei portatori per ricombinazione radiativa. La IQE è solamente uno dei tanti fattori limitanti l'efficienza complessiva di un LED. Come vedremo a breve, infatti, esistono difficoltà anche nel trasporto e nell'iniezione dei portatori all'interno della regione attiva, nonché nell'estrazione dal semiconduttore (e dal package) dei fotoni emessi. A tale proposito, verranno ora analizzate le proprietà

elettriche del diodo ad emissione luminosa.

3.2 Proprietà elettriche del LED

La giunzione p-n è il sistema fisico su cui si basano quasi tutti i dispositivi optoelettronici. Come accennato nella precedente sezione, la struttura “a diodo” è l’ideale per ottenere un’elevata concentrazione di entrambi i portatori di carica e, di conseguenza, un elevato rate di emissione radiativa. In questo capitolo riassumeremo le principali proprietà elettriche del diodo ad omogiunzione, ne analizzeremo i limiti, e l’evoluzione che ha portato alla crescita dei moderni dispositivi ad eterogiunzione basati su buche di potenziale multiple. Verrà infine dato particolare rilievo all’analisi dei meccanismi di trasporto elettronico e di come una loro variazione influenzi l’andamento della caratteristica I-V del LED.

3.2.1 La giunzione p-n

Un diodo ad (omo)giunzione p-n è un particolare sistema fisico in cui due distinte zone di un semiconduttore, l’una drogata p l’altra n , sono a contatto tra loro. Per semplificare la trattazione, e renderla più intuitiva, è utile fare alcune assunzioni.

- Ipotesi di giunzione brusca: il drogaggio delle due zone di semiconduttore è uniforme, con variazione a gradino.
- Tutti i droganti sono ionizzati: la concentrazione di portatori nella zone p ed n sono, rispettivamente, $p = N_A$ e $n = N_D$, dove N_A e N_D rappresentano le concentrazioni dei droganti accettore e donore.
- Non c’è alcuna compensazione dei droganti da parte di impurità.

Ciò che accade in prossimità della giunzione appena formata è che i portatori di carica maggioritari di ciascuna delle due zone fluiscono, per diffusione, verso la zona opposta dove si ricombinano con la popolazione duale di elettroni o lacune. Man mano che i portatori liberi si ricombinano la carica fissa dei droganti ionizzati, non più equilibrata, produce un campo elettrico, detto di *built-in*, direzionato in modo tale da opporsi al flusso di portatori liberi, come riportato in Fig. 3.5a. Il sistema raggiunge l’equilibrio quando la tendenza degli elettroni di diffondere dalla zona n alla zona p viene compensata dall’opposta deriva di elettroni dovuta al campo di built-in. In questa situazione la regione a ridosso della giunzione si trova svuotata di tutti i portatori liberi: la carica fissa, invece, forma la cosiddetta *regione di carica spaziale* (RCS) sulla quale, in

condizione di polarizzazione nulla, grava un caduta di potenziale ϕ_i detta potenziale di built-in, analogamente al campo elettrico che la genera (Fig. 3.5b).

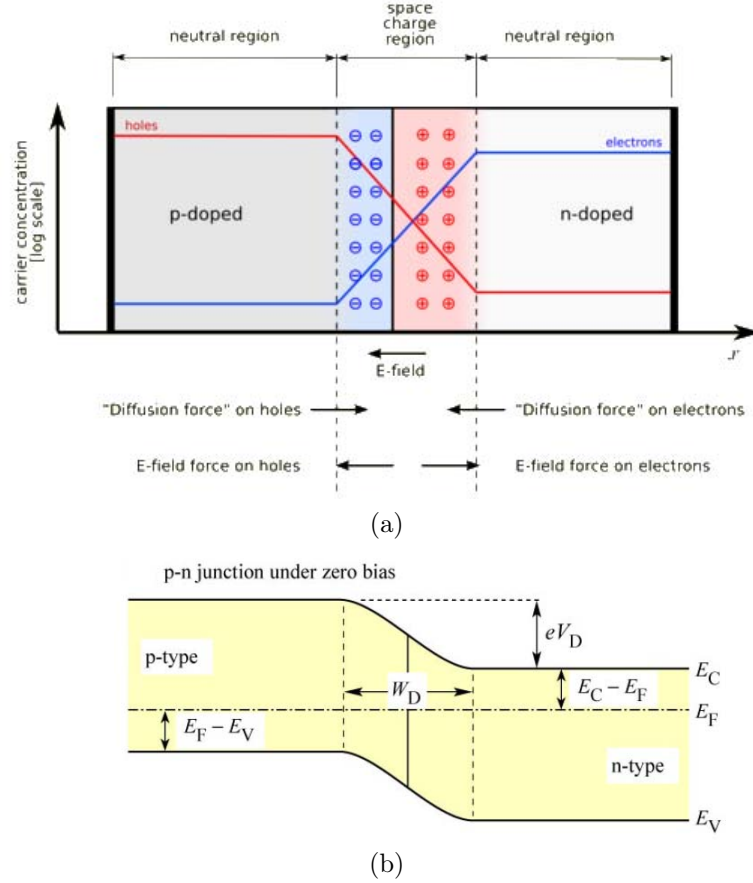


Figura 3.5: Distribuzione di carica fissa e schematizzazione dei meccanismi di trasporto per elettroni e lacune in una giunzione p-n brusca (a). Relativo diagramma nel caso di assenza di polarizzazione applicata (qV_D corrisponde al potenziale di built-in ϕ_i) (b).

Il valore del potenziale di built-in è dato da

$$\Phi_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (3.24)$$

e rappresenta la barriera che i portatori devono superare per poter raggiungere la regione neutrale a opposta carattere di conduzione. L'ampiezza della regione di svuotamento, determinabile tramite applicazione dell'equazione di Poisson, risulta essere pari a

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} (\phi_i - V) \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (3.25)$$

dove $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ è la permittività dielettrica specifica del semiconduttore, mentre V è l'eventuale tensione applicata (tra zona p e zona n) alla giunzione.

Una tale tensione cade quasi interamente all'interno della zona di svuotamento, altamente resistiva a causa dell'assenza di portatori liberi. Ciò induce l'abbassamento o l'innalzamento dell'effettiva barriera di diffusione $\phi_i \rightarrow \phi_i - V$ vista dai portatori. Nel caso di polarizzazione diretta la barriera di potenziale cala permettendo ai portatori di diffondere nella zona neutrale, dove si ricombinano emettendo, eventualmente, un fotone. L'equazione che descrive la dipendenza tensione-corrente di un diodo, detta *equazione di Shockley*, è la seguente:

$$I_D = I_S (e^{qV/kT} - 1) \quad \text{con} \quad I_S = qA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n} \frac{n_i^2}{N_A}} \right) \quad (3.26)$$

dove A è l'area di giunzione, $D_{n,p}$ è la consueta costante di diffusione per elettroni e lacune mentre $\tau_{n,p}$ rappresenta il tempo di vita medio dei portatori minoritari. Il pre-fattore I_S in (3.26) corrisponde al valore di corrente a cui il diodo satura in polarizzazione inversa: esso è perciò chiamato *corrente di saturazione inversa*. Per una completa descrizione del procedimento matematico tramite cui è possibile ricavare l'equazione di Shockley si rimanda a [46].

Per valori di polarizzazione diretta $V \gg kT/q$ ($\approx 25 \text{ mV}$ a temperatura ambiente) la caratteristica I-V diventa fortemente esponenziale. Il valore di tensione discriminate il regime di alta conduzione, detta *tensione di soglia* o di turn-on, è facilmente intuibile riscrivendo la (3.26) tramite la (3.24):

$$I_D = qA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} N_A} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n} N_D} \right) (e^{q(V-\phi_i)/kT} - 1) \quad (3.27)$$

Dalla (3.27) si nota chiaramente come per valori di tensione prossimi al potenziale intrinseco della giunzione la corrente aumenti bruscamente. In giunzioni fortemente drogate, per cui si ha una quasi-sovrapposizione del livello di Fermi nelle zone p ed n con i bordi delle bande di valenza e conduzione, la tensione di soglia del diodo è circa $V_{th} \approx \phi_i \approx Eg/q$, direttamente dipendente dall'energy gap del materiale semiconduttore (Fig. 3.6a).

La principale conseguenza di una così esplicita correlazione tra ampiezza dell'energy-gap e tensione di turn-on del diodo è la marcata dipendenza di quest'ultimo valore dalla temperatura. Come noto, infatti, l'andamento dell'energia di gap principale al variare della temperatura è regolata, con buon accordo ai dati sperimentali, dalla seguente *formula di Varshni*:

$$E_g(T) = E_g(0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (3.28)$$

dove α e β sono opportuni parametri di fitting. L'equazione (3.28), graficata per il Nitruro di Gallio in figura 3.6b, mostra come all'aumentare della temperatura ci sia un restringimento dell'energy-gap e, conseguentemente, una diminuzione della tensione di ginocchio del diodo. Apparentemente ciò indurrebbe a pensare ad un aumento dell'efficienza del dispositivo, il quale, a parità di corrente (e quindi, come vedremo a breve, di emissione ottica) drenerebbe meno potenza dall'alimentazione: bisogna tenere presente, tuttavia, che ad un aumento di temperatura corrisponde sempre un aumento dei fenomeni di ricombinazione non radiativa che, invece, vanno a ridurre in modo apprezzabile il flusso luminoso emesso.

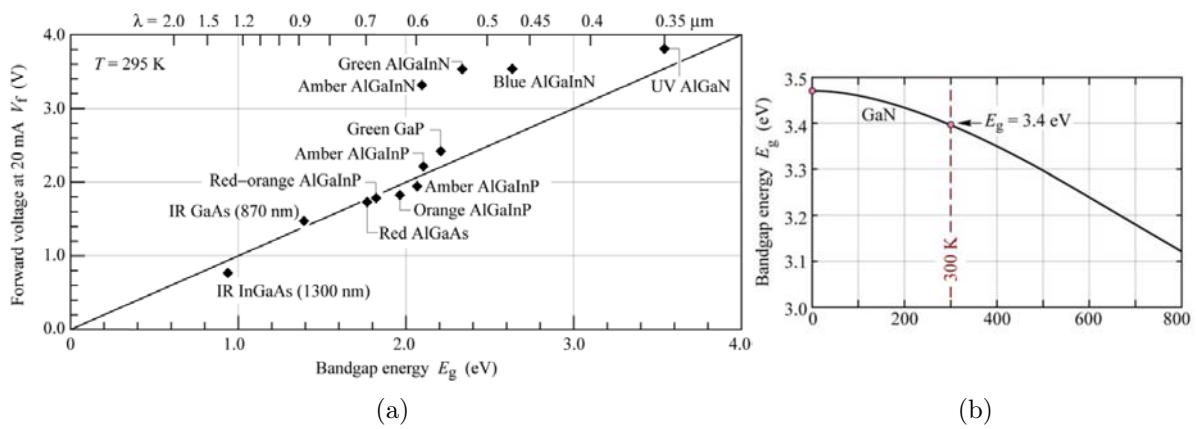


Figura 3.6: Tensione di soglia vs. energy gap di alcuni LED basati su materiali semiconduttori diversi (a). Andamento dell'e-gap del GaN al variare della temperatura (b).

La variabilità della caratteristica I-V del LED con la temperatura, e la diretta proporzionalità tra potenza ottica emessa e corrente di giunzione (esaminata più avanti), comportano la necessità di polarizzare tali dispositivi tramite controllo in corrente.

3.2.2 I diodi ad eterogiunzione

Caratterizzato il comportamento ideale di un diodo ad omogiunzione, abbiamo visto come, all'equilibrio e senza polarizzazione applicata, il flusso diffusivo dei portatori maggioritari sia controbilanciato da un opposto flusso di deriva prodotto dal campo elettrico di built-in. In particolare, dopo che i portatori hanno attraversato la zona di carica spaziale, essi continuano il loro cammino diffusivo all'interno della regione quasi neutra di opposta conducibilità: la distanza media che qui percorrono prima di ricombinarsi è detta *lunghezza di diffusione* e, rispettivamente per elettroni e lacune, è pari

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad \text{e} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (3.29)$$

dove $\tau_{n,p}$ è il tempo di vita medio dei portatori minoritari. Poiché questa lunghezza è nell'ordine di alcuni (anche decine di) micrometri, i minoritari diffusi nelle RQN risultano essere distribuiti su un'ampia regione, con concentrazione decrescente: come schematizzato in Fig. 3.7a.

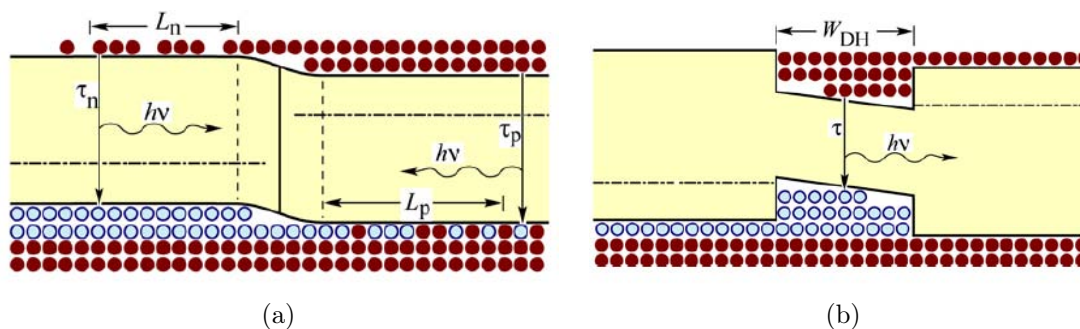


Figura 3.7: Distribuzione dei portatori di carica in prossimità della giunzione polarizzata in diretta per un diodo ad omogiunzione (a) e per un diodo a doppia eterostruttura (b).

Quella appena descritta è una situazione tutt'altro che ottimale dal punto di vista della ricombinazione radiativa, limitata, sia in numero di eventi per secondo che per unità di volume, dalla disparità tra le distribuzioni di portatori di carica.

Per ovviare a questo problema, tutti i moderni LED ad alta luminosità sono basati su eterostrutture piuttosto che su omogiunzioni. Come suggerisce il nome stesso le eterostrutture sono sistemi a semiconduttore in cui materiali diversi a diverso energy gap vengono cresciuti, con le già viste difficoltà, l'uno sull'altro. Un'accorta scelta dei materiali ed un opportuno dimensionamento dei layer di semiconduttore permette, entro certi limiti [47], uno shaping ad-hoc del diagramma a bande, ma più in generale delle proprietà elettroniche, dell'eterostruttura. Nel caso dei LED, ciò che si fa al fine di aumentare la concentrazione di elettroni e lacune destinati alla ricombinazione radiativa è un loro confinamento tramite barriere di potenziale. Nello specifico la regione attiva del dispositivo, ad energy gap più piccolo, viene cresciuta tra due zone di semiconduttore ad elevato energy gap: il diagramma a bande della struttura risultante, molto schematizzato, è riportato in figura 3.7b. La particolare conformazione assunta dalla banda di conduzione (o di valenza) in corrispondenza di una siffatta doppia eterostruttura è detta buca di potenziale, o *quantum well* (QW). Prima di continuare con l'analisi dei LED basati su queste particolari strutture di confinamento quantistico è utile fare una piccola digressione sulle loro proprietà.

Le Quantum Wells

In un semiconduttore la densità di portatori $n(E)$ è proporzionale al prodotto tra la *densità di stati* (disponibili) $g(E)$ e la *probabilità di occupazione* espressa dalla distribuzione di Fermi-Dirac $f_n(E)$: poiché quest'ultima è una funzione ben definita, è proprio la manipolazione della densità di stati ad offrire al band-structure engineering lo strumento di base per il design dei moderni dispositivi micro-elettronici.

La densità di stati per un portatore di carica è direttamente dipendente dal tipo di confinamento cui esso è soggetto. Il confinamento energetico prodotto da un'accorta ingegnerizzazione delle eterostrutture ha come conseguenza la quantizzazione, più o meno marcata, degli stati energetici disponibili a elettroni e lacune, come è ben visibile in Fig. 3.8.

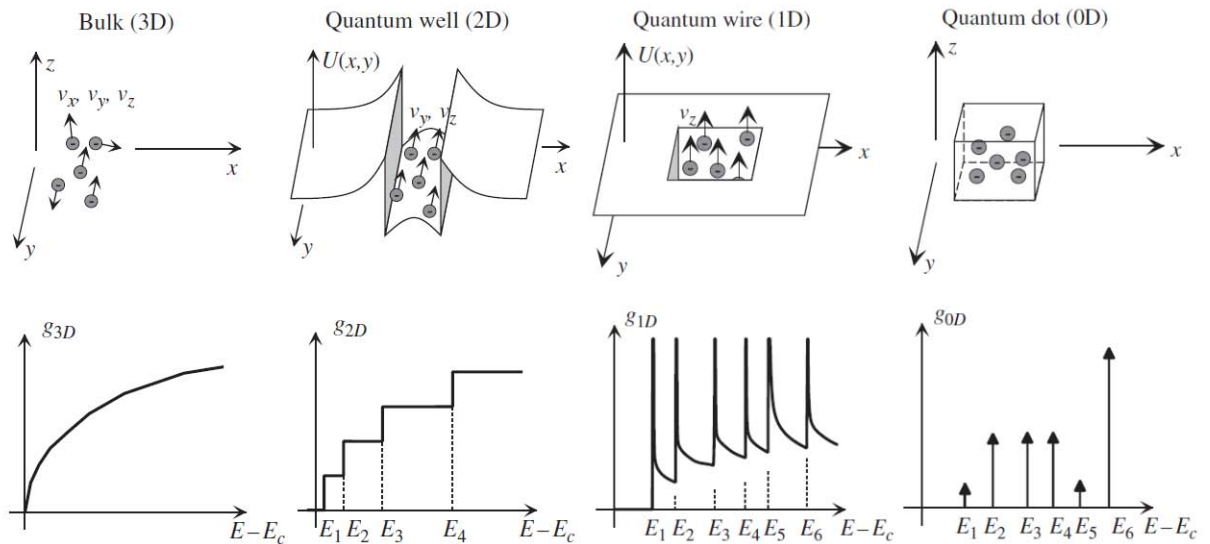


Figura 3.8: Sopra: gradi di libertà per un elettrone soggetto a quattro diversi potenziali di confinamento. Sotto: profilo della densità di stati per le strutture quantiche sopra riportate

Le più sfruttate tra queste *strutture a dimensionalità ridotta* sono, per l'appunto, le quantum wells. I portatori intrappolati dalla buca di potenziale che si crea in seguito alla presenza della doppia eterostruttura, Fig. 3.9a, sono confinati nella direzione perpendicolare ad essa, mentre sono liberi di muoversi nelle due direzioni ad essa parallele. Se la buca di potenziale è sufficientemente stretta i livelli di energia accessibili alle particelle confinate risulteranno quantizzati, e nuove sottobande con relazione di dispersione approssimativamente parabolica compariranno nel diagramma a bande (Fig. 3.9b). Nello specifico, per una QW definita in uno spazio cartesiano, la funzione d'onda di una particella, lacuna od elettrone che sia, può essere espressa, nell'approssimazione

della massa efficace, come il prodotto di tre fattori:

$$\psi(x, y, z) = \phi(x) \exp(-jk_y y) \exp(-jk_z z) \quad (3.30)$$

Per una particella a riposo ($k_y = 0, k_z = 0$) la funzione d'onda si riduce a $\psi(x, y, z)$, detta *funzione d'involuppo*, che v'è ricavata risolvendo l'equazione di Shrödinger unidimensionale in una buca di potenziale (Fig. 3.9a). Poiché indipendentemente dall'energia cinetica si ha che $|\psi(x, y, z)|^2 = |\phi(x)|^2$, la densità di probabilità associata alla particella è dipendente dalla sola funzione involuppo, ed in particolare dalla sola coordinata x : quest'ultima, pertanto, fornisce una stima della distribuzione energetica della particella all'interno della buca di potenziale. Partendo dagli stati energetici E_i permessi in questo particolare tipo di potenziale, possiamo esprimere l'energia totale della particella come

$$E = E_k + E_i = E_i + \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_y^2 + k_z^2) \quad (3.31)$$

dove E_k è l'energia cinetica ed m^* è la massa efficace della particella. Poiché questa espressione è valida per ogni i , la buca di potenziale introduce nelle bande di valenza e conduzione uno struttura a sotto-bande in ciascuna delle quali, come prima accennato, la relazione di dispersione è approssimativamente parabolica, come quella di una particella libera (Fig. 3.9b).

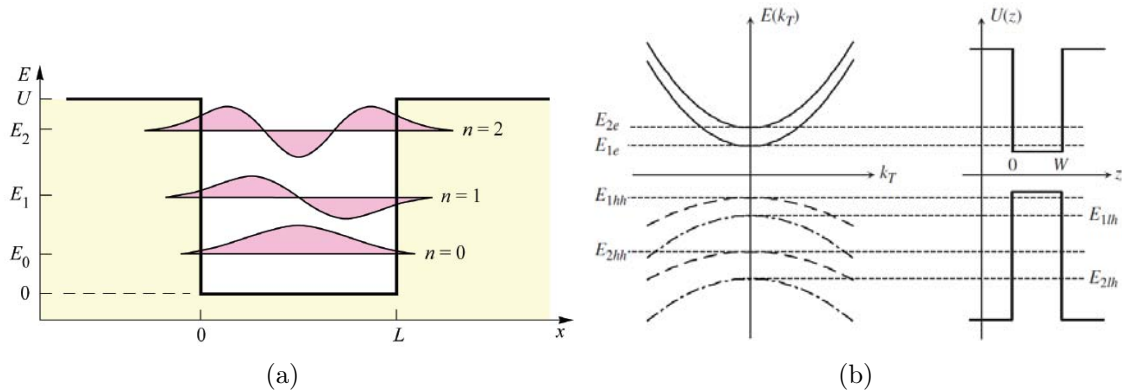


Figura 3.9: Funzione d'onda per un particella confinata in una buca di potenziale simmetrica a pareti finite (a). Relazione di dispersione approssimata per le sotto-bande della QW (b).

Da questo punto di vista la situazione è molto simile a quella che si presenta nel semiconduttore bulk 3D, con la grossa differenza data dal fatto che il moto è in questo caso limitato al piano (x, y) , da cui il tipico riferirsi a queste popolazioni di particelle confinate come *gas* 2D. Da figura 3.9b si può infine osservare come lo stato

fondamentale per un elettrone intrappolato in un buca di potenziale non corrisponda esattamente al fondo della buca: questo delta di energia, e dualmente quello presente per le lacune in banda di valenza, devono essere considerati in fase di progettazione al fine di calibrare correttamente la lunghezza d'onda d'emissione del dispositivo e nella stima della relativa tensione di lavoro.

Ottimizzazione dell'eterostruttura

L'elevata concentrazione di portatori ottenibile tramite una (o più) buche quantiche fa di queste ultime le strutture d'uso preferenziale in ambito optoelettronico. La loro implementazione, tuttavia, presenta alcune problematiche, la prima delle quali è l'**aumento della resistività** dovuto alle eterointerfacce. L'accostamento di materiali a differente energy gap, infatti, produce un trasferimento di portatori dal semiconduttore ad elevato gap verso gli stati a più bassa energia del materiale inframezzato. Ciò produce un dipolo di carica che, in ultima analisi, causa l'insorgere di barriere di potenziale spurie all'interno del diagramma a bande, come mostrato in figura 3.10

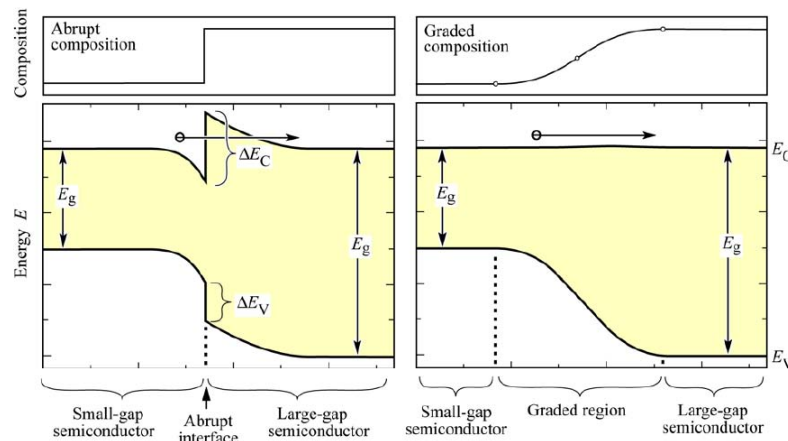


Figura 3.10: Diagramma a bande per un'eterogiunzione tra semiconduttori di tipo n a diverso energy gap: confronto tra giunzione brusca (sinistra) e graduale (destra)

Queste barriere sono assolutamente deleterie all'efficienza del dispositivo, soprattutto a causa del calore che la loro presenza genera nei pressi della zona attiva. Per eliminarle, e garantire un trasporto adiabatico dei portatori, la giunzione viene cresciuta facendo variare gradatamente, nello specifico in modo parabolico, la composizione del semiconduttore, ottenendo così una giunzione "lineare" come quella schematizzata a destra in figura 3.10.

La non idealità del contenimento offerto dalla QW dà invece origine ai fenomeni di **carrier escape** e di **carrier overflow**. Nel primo caso si identifica la tendenza di

una parte dei portatori confinati all'interno della QW a superare le barriere di potenziale offerte da quest'ultima. Tale fenomeno è causato dalla particolare distribuzione energetica dei portatori all'interno della buca quantica che, seguendo la statistica di Fermi-Dirac per una relazione di dispersione parabolica, presenta una coda di popolazione ad energia maggiore di quella delle barriere laterali, ben visibile nell'area sfumata in arancione di Fig. 3.11a. Il processo di carrier escape è tanto più intenso quanto minore è l'altezza delle pareti della buca in relazione a kT (energia termica media del portatore); ha inoltre una dipendenza esponenziale dalla temperatura.

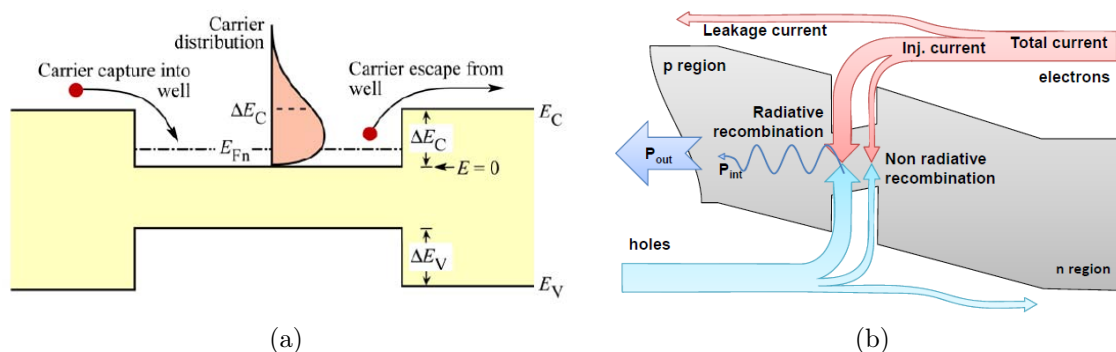


Figura 3.11: Distribuzione energetica dei portatori all'interno della quantum well (a). Bilancio delle correnti nella doppia eterostruttura (b).

A differenza del carrier escape, il meccanismo di carrier overflow si instaura tipicamente in condizioni di alta iniezione, quando cioè l'elevata concentrazione di portatori nella buca causa lo "scavalcamento" del bordo della buca da parte del livello Fermi. A questa condizione di saturazione della QW corrisponde anche una saturazione della potenza ottica del dispositivo: un ulteriore aumento della corrente iniettata, infatti, causa il fluire dei nuovi portatori oltre la QW, nella regioni quasi neutre, dove non offrono alcun contributo alla ricombinazione radiativa. L'entità della corrente di leakage aumenta al diminuire del volume attivo del dispositivo, il quale può essere incrementato o estendendo la larghezza della quantum-well oppure aumentando il numero stesso di quantum wells nella regione attiva. Per quest'ultima configurazione, che è quella universalmente adottata nel design di LED ad alta luminosità, è stato sperimentalmente dimostrato come ad un aumento del numero di QW corrispondano l'incremento della potenza ottica di saturazione e l'incremento della corrente di iniezione a cui essa si verifica [48].

Le correnti di leakage di elettroni e lacune associate ai fenomeni appena descritti presentano una disparità dovuta alla differenti costanti di diffusione delle due tipologie di portatori. Nello specifico, per quanto riguarda i semiconduttori III-V, è la diffusione degli elettroni negli strati di confinamento a impattare maggiormente sulle performance

del dispositivo. Per arginare questo problema è possibile optare per l'inserimento di un *electron-blocking layer* (EBL) a largo E-gap che confini ulteriormente gli elettroni più energetici all'interno della regione attiva. In figura 3.12 è riportato il diagramma a bande di un LED basato su buche quantiche multiple in InGaN/GaN cui è stato applicato, al limitare della regione *p*, l'*electron-blocking layer*: si può notare come, con un corretto drogaggio della struttura, le nuove eterointerfacce non offrano particolari ostacoli al flusso di lacune dalla rispettiva zona di conduttività.

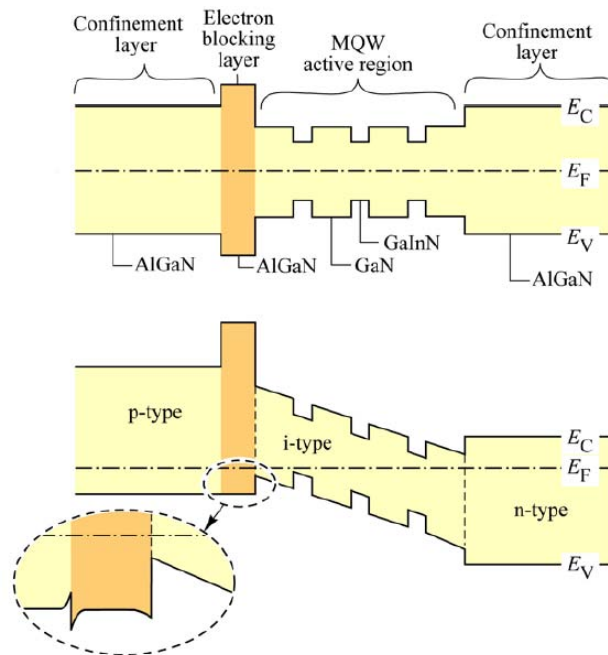


Figura 3.12: Struttura a bande di un LED basato su multi quantum wells, con drogaggio applicato (sopra) e senza (sotto). Nell'inserto sono visibili le piccole barriere prodotte dall'EBL in banda di valenza, facilmente removibili tramite gradazione della giunzione.

3.2.3 Analisi della caratteristica I-V: non idealità

Abbiamo precedentemente visto come la temperatura influenzi pesantemente la caratteristica I-V del dispositivo: tuttavia esistono molti altri fattori che ne determinano la deviazione dall'idealità. Innanzitutto partiamo con l'osservare che la relazione tensione-corrente di un diodo descritta dall'equazione di Shockley in (3.26) è un andamento puramente teorico, ideale. Per l'interpretazione dei risultati sperimentali ottenuti dalla caratterizzazione (in diretta) di device reali, infatti, viene tipicamente usata l'equazione

$$I_D = I_S \exp \frac{qV}{n_{id}kT} \quad (3.32)$$

in cui n_{id} è il cosiddetto *fattore di idealità* del diodo, pari ad 1 per un diodo ad omogiunzione perfetto. Nei diodi reali questo valore è compreso tra 1.1 e 2, mentre nei diodi ad eterostruttura, specialmente in quelli basati su GaN/InGaN, assume valori molto elevati, superiori a 4. A sostegno di questo fenomeno sono state sviluppate diverse teorie, ciascuna delle quali individua una specifica causa alla sopra citata anomalia: vediamo ora le più importanti.

- Ricombinazione attraverso stati trappola, localizzati vicino al livello di Fermi intrinseco, all'interno della regione di carica spaziale (Fig. 3.13a): la trattazione teorica di Shockely, infatti, prevede la ricombinazione dei portatori nelle sole regioni quasi-neutre.
- Elevata componente di tunnelling nel trasporto dei portatori oltre/attraverso la barriera di diffusione nei dispositivi ad eterogiunzione.
- Contributo delle diverse eterogiunzioni che, in serie, formano il dispositivo nel suo complesso: il fattore di idealità globale è dato dalla somma dei fattori di idealità specifici di ciascuna giunzione rettificante (Fig. 3.13b), [49].

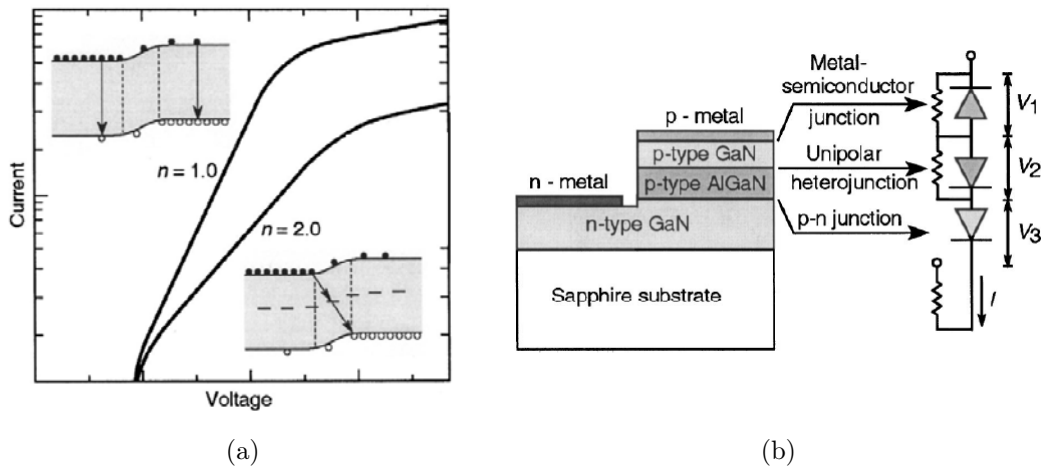


Figura 3.13: Meccanismi di conduzione per diodi ad omogiunzione e relativi fattori di idealità (a). Struttura di un diodo ad eterogiunzione: sono visibile le diverse giunzioni che vanno a costituire il dispositivo nel suo complesso (b).

Pur essendo tutte verificate sia a livello teorico che sperimentale, nessuna delle tre teorie appena presentate è valida in assoluto. L'analisi della caratteristica I-V sulle loro basi è tuttavia molto importante in quanto permette, anche se in modo non sempre ben definito, di distinguere i diversi regimi di conduzione del dispositivo.

Tipicamente un diodo presenta dei cammini resistivi non voluti in serie o in parallelo alla giunzione. A livello circuitale questi cammini sono a tutti gli effetti trattabili alla stregua di resistori, opportunamente connessi al diodo. La *resistenza serie* del diodo, in particolare, raccoglie i contributi di resistività offerti dalle regione quasi neutre, dalle eterointerfacce e dai contatti ohmici: essa comporta un aumento di tensione a parità di corrente ed un aumento delle perdite per effetto Joule nel dispositivo. Le stesse perdite si verificano anche in presenza di una *resistenza parallelo*, la quale, sintomo di conduzione sulla superficie esterna o della presenza di un cammino conduttivo attraverso lo stesso semiconduttore, diminuisce significativamente la capacità di bloccaggio del diodo in off-state. Gli effetti che suddetti parassiti hanno sulla caratteristica I-V del diodo sono visibili in figura 3.14.

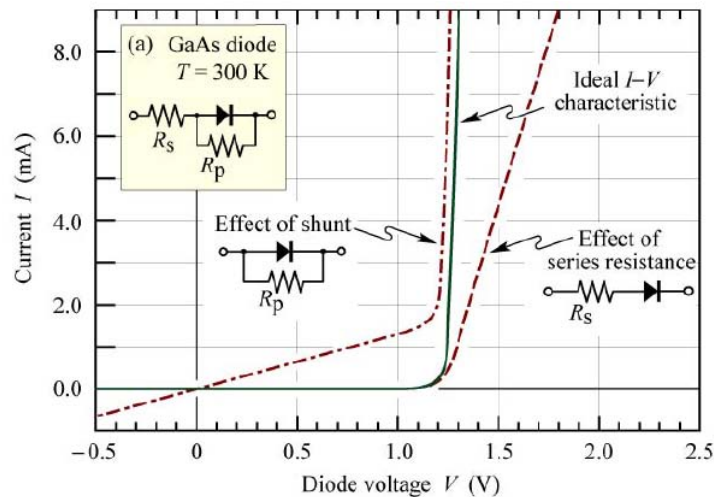


Figura 3.14: Effetto delle resistenze parassite serie e parallelo sulla caratteristica I-V di un diodo

Per tenere conto di queste resistenze parassite è utile e necessario modificare l'equazione di Shockley, che da (3.32) diventa

$$I - \frac{V - R_s I}{R_p} = I_S \exp \frac{q(V - R_s I)}{n_i k T} \quad (3.33)$$

3.2.4 Analisi della caratteristica I-V: meccanismi di trasporto elettronico

La relazione tensione-corrente di un LED è uno strumento di fondamentale importanza per l'identificazione dei meccanismi di degrado cui il semiconduttore è soggetto durante il tempo di vita del dispositivo. Nello specifico, è l'analisi della variazione della carat-

teristica, ovvero della variazione dei meccanismi di trasporto elettronico, a fornire le indicazioni sul tipo di degrado in atto.

Polarizzazione diretta

La caratteristica I-V di un LED in diretta presenta delle zone peculiari associabili ai meccanismi di trasporto predominanti in quella data condizione di polarizzazione. Al fine di rendere più chiara la loro influenza si farà riferimento alla relazione tensione-corrente di Fig. 3.15 (fonte: [50], capitolo 8).

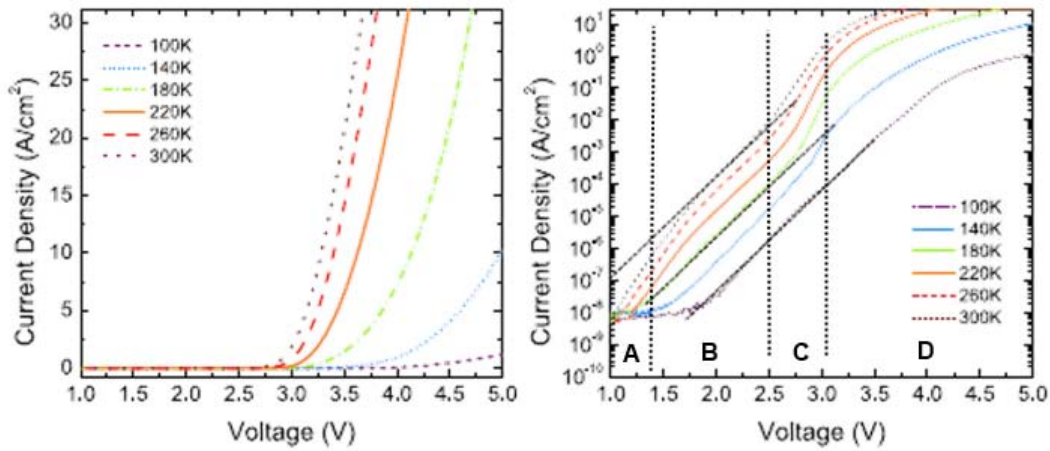


Figura 3.15: Caratteristica tensione-corrente di un LED basato su MQW esaminata a differenti temperature: il grafico è riportato in scala lineare e semi-logaritmica

- **Regione A** Per valori molto bassi di tensione diretta la relazione tensione corrente può essere espressa nella forma $I \approx R_{sur}/V$, dove R_{sur} è una resistenza parallelo che raccoglie i contributi dei cammini parassiti di corrente sulla superficie esterna del dispositivo. A seconda della temperatura la conduzione può avvenire per *hopping* tra vicini stati elettronici localizzati oppure tramite emissione Poole-Frenkel. Il fenomeno è presente anche per bassi valori di polarizzazione inversa. NOTA: poiché la caratteristica è stata riportata dall'autore limitatamente a valori di tensione maggiori a 1 V, l'andamento appena descritto è visibile solamente nelle curve a più bassa temperatura.
- **Regione B** Per moderati valori di tensione, nel caso specifico tra gli 1.5 e i 2.5 V, sono le componenti di tunnelling a prevalere. La relazione I-V in questo caso è esprimibile come

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E}\right) \quad (3.34)$$

dove E è un parametro che riflette la trasparenza delle barriere al passaggio dei portatori, con dipendenza trascurabile dalla temperatura. I processi di tunnelling presenti nei LED basati su GaN sono molteplici: i principali includono tunnelling di lacune verso la zona attiva, tunnelling di elettroni tramite stati localizzati all'interno delle barriere e tunnelling diagonale.

- **Regione C** Aumentando la tensione di polarizzazione, $2.5 < V < 3$, il trasporto è dominato dalle correnti di generazione/ricombinazione (prima) e di diffusione (dopo) previste della teoria di Shockley. La dipendenza tensione/corrente, già vista in (3.32), è data da

$$I = I_S \exp\left(\frac{qV}{n_{id}kT}\right) \quad (3.35)$$

- **Regione D** In condizioni di alta iniezione la caduta di potenziale su contatti e regioni quasi neutre non è più trascurabile: la caratteristica I-V è dominata dalla resistenza serie del dispositivo.

Poiché i processi di tunnelling sono prettamente field-based, la pendenza della curva I-V nella regione B è costante al variare della temperatura: variando quest'ultima è quindi possibile discriminare quale sia il carattere dominante dei fenomeni responsabili della conduzione per una specifica condizione di polarizzazione del dispositivo.

3.2.5 Polarizzazione inversa

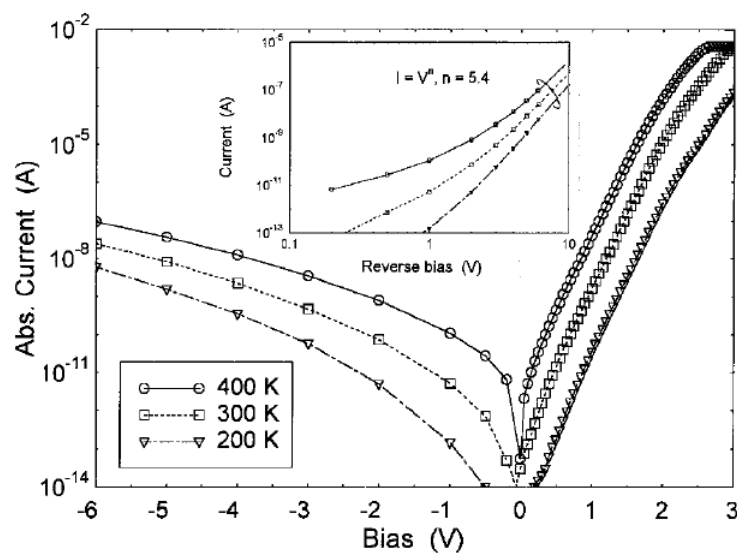


Figura 3.16: Caratteristica tensione-corrente di un LED basato su singola QW in InGaN esaminata a differenti temperature: il grafico è riportato in scala semi-log [51]

L'equazione di Shockley (3.26) per la corrente nel diodo prevede la saturazione della corrente inversa al valore I_S . I dispositivi reali, tuttavia, si discostano di molto da questo comportamento di bloccaggio (quasi) ideale mostrando sia dipendenze della corrente dalla potenza n-esima della tensione ($I \propto V^n$), che andamenti esponenziali, come in (3.34). Per bassi valori di polarizzazione inversa la corrente di leakage è dominata dalla conduzione superficiale, come in diretta. La presenza di forti componenti di tunnelling per tensioni inverse medio-alte è testimoniata dall'insensibilità della pendenza della curva I-V da una variazione della temperatura, come esemplificato in Fig. 3.16. In tali condizioni operative sono le dislocazioni presenti nel semiconduttore, in particolare quelle "a vite", a fungere da efficienti canali per la conduzione.

3.3 Proprietà ottiche del LED

In questa sezione verranno caratterizzate le principali proprietà ottiche dei LED. Verrà dato particolare rilievo allo spettro di emissione del dispositivo e all'analisi della curva di potenza ottica in funzione della corrente, con una piccola digressione sulle geometrie di estrazione e sull'evoluzione della struttura dei LED.

3.3.1 Spettro di emissione

L'emissione spontanea di un fotone si basa sulla ricombinazione tra un elettrone in banda di conduzione ed una lacuna in banda di valenza. Qui i portatori sono distribuiti secondo una relazione di dispersione $E(k)$ approssimativamente parabolica, pari, rispettivamente per elettroni e lacune, a

$$E_e = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad \text{e} \quad E_h = E_V - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (3.36)$$

entrambe raffigurate in figura 3.17a. Nel processo di emissione la quantità di moto $p = \hbar k \approx E_g/c$ del fotone emesso è molto minore (si parla di alcuni ordini di grandezza) rispetto a quella delle particelle soggette a ricombinazione, pari invece a $\sqrt{2m^*kT}$. Le regole di transizione quanto-meccanica, nel caso di LED basati su semiconduttori a gap diretto, favoriscono quindi le transizioni di tipo "verticale", in cui c'è conservazione della quantità di moto della particella. Su questa base l'energia del fotone emesso può essere più correttamente espressa come

$$E_{ph} = h\nu = E_e - E_h = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (3.37)$$

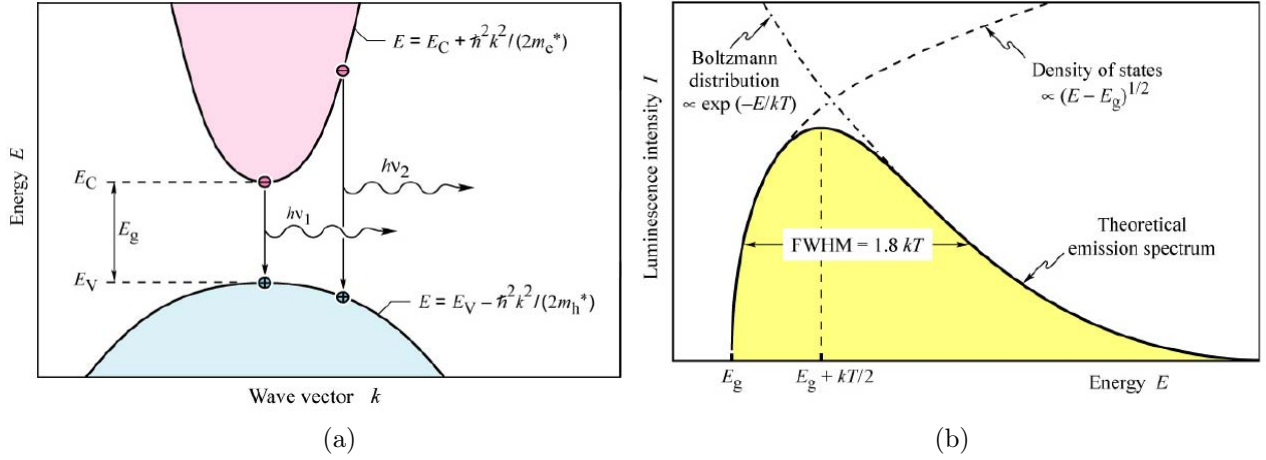


Figura 3.17: Relazione di dispersione per elettroni e lacune in un semiconduttore bulk (a). Teorico spettro di emissione di un LED basato su omogunzione (b).

dove m_r^* è la *massa efficace ridotta* definita come $m_r^{*-1} = m_e^{*-1} + m_h^{*-1}$.

Utilizzando la relazione di dispersione congiunta (3.37) si può calcolare la densità di stati congiunta per un semiconduttore bulk, pari a

$$g_{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g} \quad (3.38)$$

la quale, moltiplicata alla probabilità di occupazione degli stati in banda fornita dalla statistica di Boltzmann $f_B(E) = \exp(-E/kT)$, fornisce una stima dell'andamento dell'intensità d'emissione del semiconduttore

$$I(E) \propto \sqrt{E - E_g} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3.39)$$

graficata in figura 3.17b. Si può notare, in particolare, come l'emissione abbia il suo massimo per fotoni con energia $E_g + kT/2$, con una larghezza a metà altezza pari a $1.8 kT$, cui corrisponde un $\Delta\lambda = 1.8 kT\lambda^2/(hc)$. La larghezza di banda spettrale, pari a circa 28 nm per un dispositivo basato su GaAs con emissione a 870 nm a temperatura ambiente, è sufficientemente stretta da far sì che l'occhio umano percepisca la luce emessa da un LED come monocromatica.

Ci sono due precisazioni da fare riguardo il teorico spettro di emissione appena trovato. Innanzitutto, le fluttuazioni nella composizione del semiconduttore causano un allargamento del profilo d'emissione spettrale che, sperimentalmente, risulta ben descritto da una distribuzione di tipo gaussiano. In secondo luogo la trattazione appena fatta va modificata nel comune caso in cui la ricombinazione radiativa avvenga all'in-

terno di una quantum well: in questa situazione, come già ricordato in precedenza, le transizioni non avvengono più tra la banda di valenza e quella di conduzione, ma tra le sotto-bande generate dal confinamento spaziale dei portatori, anch'esse caratterizzate da una relazione di dispersione quasi-parabolica.

3.3.2 Estrazione dei fotoni

All'interno della zona attiva del semiconduttore la luce viene emessa in maniera isotropa. A causa dell'elevata differenza tra l'indice di rifrazione del materiale attivo e dell'aria, tuttavia, parte della radiazione luminosa rimane intrappolata all'interno del chip per riflessione totale (Fig. 3.18a). Nello specifico la *Legge di Snell* permette di identificare l'*angolo critico* di incidenza ϕ_c oltre il quale si instaura tale fenomeno: esso risulta paria a

$$\phi_c = \arcsin \frac{n_{air}}{n_s} \approx \frac{n_{air}}{n_s} \quad (3.40)$$

dove n_{air} e n_s sono, rispettivamente, gli indici di rifrazione dell'aria, o più in generale del materiale che circonda il chip, e del semiconduttore. La seconda uguaglianza in (3.40) è giustificata dall'elevato (> 2.5) indice di rifrazione dei semiconduttori tipicamente utilizzati in ambito optoelettronico. Assumendo che la luce venga emessa da una

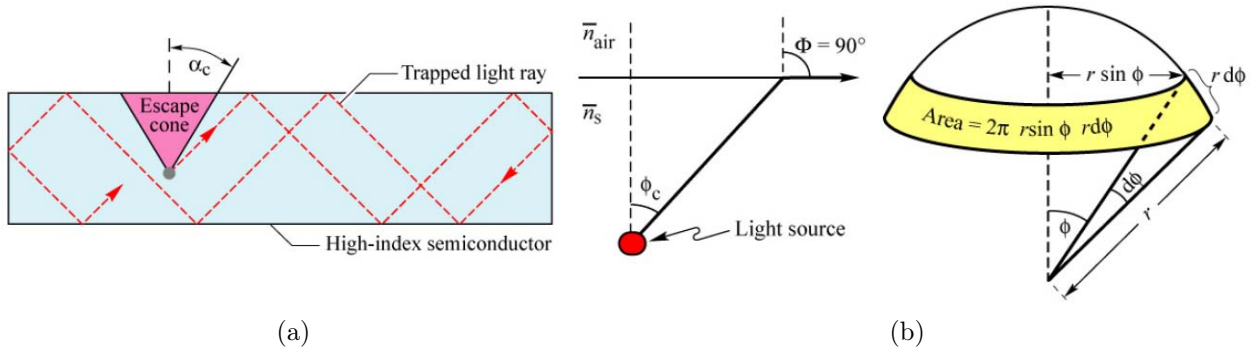


Figura 3.18: Rifrazione totale nel chip di semiconduttore (a). Determinazione dell'angolo critico e del cono di fuga della luce (b).

sorgente puntiforme all'interno del semiconduttore e calcolando la porzione di superficie sferica coperta dal cono di fuga (Fig. 3.18b) è possibile stimare la frazione di potenza ottica uscente dal dispositivo. Nello specifico, se P_{src} è la potenza ottica totale emessa dalla sorgente, quella in uscita dal chip sarà pari a

$$P_{esc} = P_{src} \frac{2\pi r^2 (1 - \cos \phi_c)}{4\pi r^2} \quad (3.41)$$

che in rapporto alla potenza totale emessa diventa

$$\frac{P_{esc}}{P_{src}} = \eta_{extr} = \frac{1}{2}(1 - \cos\phi_c) \approx \frac{1}{4} \frac{n_{air}^2}{n_s^2} \quad (3.42)$$

Come è immediato notare dalla (3.42) l'efficienza di estrazione di LED planari basati su semiconduttore ad elevato indice di rifrazione è molto bassa.

Per aumentare l'efficienza complessiva del dispositivo è quindi necessario agire modificando la geometria e la costituzione del package e/o del semiconduttore. Vediamo ora quali sono i principali accorgimenti che possono essere presi in questo senso.

- **Shaping del materiale incapsulante** Il modo più semplice per variare il pattern di emissione di un LED, altrimenti lambertiano, aumentandone al contempo l'efficienza di estrazione, è l'utilizzo di un strato incapsulante ad elevato indice di rifrazione con geometria a cupola. Tale struttura non solo limita le perdite per riflessione totale alla sola interfaccia semiconduttore-incapsulante ma, eventualmente, può fungere da vera e propria lente per quelle applicazioni che richiedono uno specifico pattern radiativo.
- **Shaping del semiconduttore** La geometria più comune per il chip di semiconduttore, nonché la più conveniente dal punto di vista economico, è quella a parallelepipedo rettangolare riportata in figura 3.19a. La luce emessa in tale struttura possiede sei coni di fuga. Cinque di questi coni interagiscono parzialmente o completamente con il substrato che, senza opportune precauzioni, tende ad assorbire parte della radiazione. Il cono superiore, invece, è in parte ostruito dal contatto di superficie.

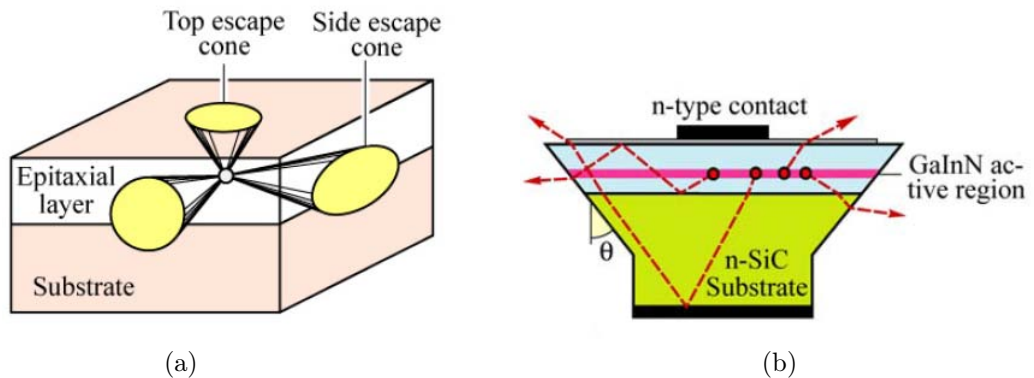


Figura 3.19: Chip di semiconduttore a geometria rettangolare (a) e a piedistallo(b).

Per migliorare la bassa efficienza di estrazione che deriva da una siffatta struttura sono state proposte molte alternative, tra le quali una delle più efficienti e

commercialmente fortunate è sicuramente quella “a piedistallo” riportata in Fig. 3.19b. Tipicamente utilizzata per LED in InGaN cresciuti su SiC, essa permette un aumento nell’efficienza di un fattore maggiore o uguale due se comparata con la struttura rettangolare, grazie anche alla riduzione del cammino libero medio dei fotoni all’interno del semiconduttore che ne comporta un minore ri-assorbimento.

- **Texturizzazione della superficie del semiconduttore** Nel chip di semiconduttore le interfacce che quest’ultimo forma con il substrato e con l’incapsulante/aria costituiscono una guida d’onda che tende a trattenere all’interno i fotoni emessi nella regione attiva del dispositivo. Per mitigare questo problema è possibile procedere alla texturizzazione della superficie superiore del semiconduttore in modo tale da renderla altamente diffusiva, ovvero capace di disperdere, piuttosto che riflettere, i raggi incidenti. Per quanto riguarda il Nitruro di Gallio, la sua immunità all’etching chimico sul piano di crescita c ne ha impedito in un primo tempo un’efficace texturizzazione. L’avvento di nuovi composti d’attacco, capaci di erodere il semiconduttore su altri piani cristallografici, ha tuttavia permesso di ottenere superfici di GaN con micro-strutture piramidali in grado di aumentare del 50% l’efficienza del dispositivo.
- **Patterning del substrato di Zaffiro** In maniera analoga a quanto appena visto a proposito della texturizzazione della superficie superiore del chip, anche l’interfaccia col substrato di Zaffiro può essere resa altamente diffusiva. Proposta per la prima volta da Tadatomo nel 2001 [52], la crescita di GaN su PSS (*Patterned Sapphire Substrate*) permette aumenti dell’efficienza di estrazione sino al 70%. La principale problematica di questa tecnica è dovuta alla crescita epitassiale del GaN su un substrato non perfettamente levigato. Ciò richiede l’utilizzo di tecniche di crescita su aree selettive (SAG, *Selective Area Growth*) come la LEO: data la qualità del film cresciuto con tali metodi, la densità di dislocazioni nel Nitruro di Gallio cresciuto su PSS è generalmente minore di quella presente in un epilayer di GaN cresciuto su un comune substrato di Zaffiro.

3.3.3 Evoluzione della struttura del LED

Nella precedente sezione sono state descritti i principali accorgimenti adottabili per il miglioramento delle caratteristiche di estrazione della luce di un LED basato su *Chip Convenzionale* (CC-LED). In questa struttura, la prima ad essere stata proposta per un dispositivo basato su singola QW [22], i contatti ohmici sono entrambi rivolti verso

l'alto, con il contatto di tipo n direttamente ricavato dall' n -GaN tramite etching degli strati superiori.

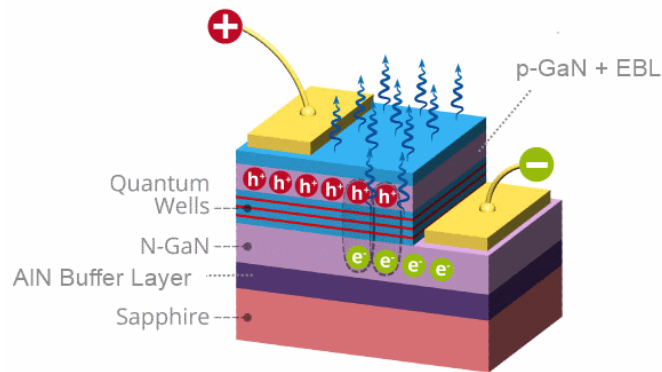


Figura 3.20: Struttura planare di un LED a chip convenzionale

Poiché il contatto p copre parte della superficie esposta del semiconduttore è necessario o diminuirne le dimensioni, andando però incontro a fenomeni di *current crowding*, oppure renderlo trasparente alla radiazione visibile sostituendolo con un *current spreading layer* (semi)trasparente in NiAu o ITO. Nonostante l'ottimizzazione dei contatti le performance ottiche di una tale struttura restano, per le motivazioni già apportate, sempre misere ($\eta_{extr} \approx 30\%$): bisogna quindi agire anche in questo senso per aumentare l'emissione efficace del dispositivo.

Flip-Chip Per risolvere il trade-off tra distribuzione della corrente e estrazione dei fotoni è stato proposto l'utilizzo di LED Flip-Chip (FC). Come suggerisce il nome stesso, in questi dispositivi il chip di semiconduttore cresciuto su Zaffiro è montato in posizione capovolta rispetto alla struttura convenzionale (Fig. 3.21a). La nuova

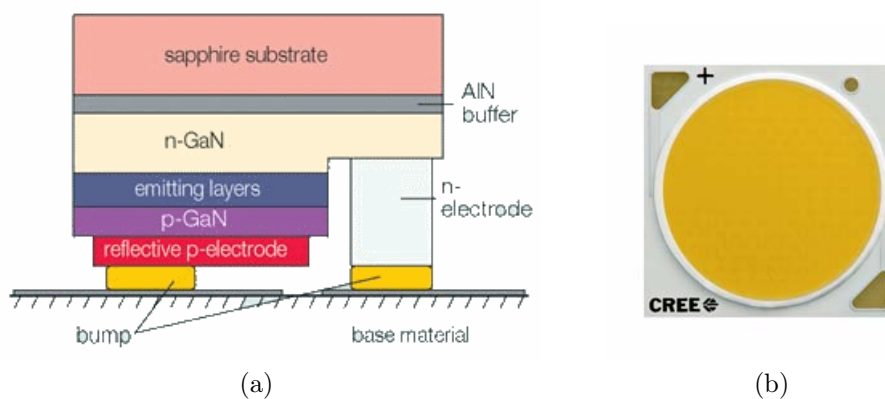


Figura 3.21: Struttura di un FC-LED (a). Chip on-board LED (b).

configurazione prevede che entrambi i contatti, ora portati sul retro del dispositivo,

siano saldati su una struttura di supporto, tipicamente in Silicio, che fungerà da base e da elemento dissipate primario: ciò garantisce un ottimo smaltimento del calore, precedentemente limitato dalla bassa conducibilità termica dello Zaffiro ($0.3 W/cm^{\circ}K$). Non richiedendo fili di bonding e presentando una bassa resistenza termica gli FC-LED hanno un basso costo di produzione e di implementazione finale. Questo rende possibile la creazione di sorgenti integrate multi-chip single-package ad alta luminosità, come il LED *Chip On Board* (COB) riportato in figura 3.21b. Anche l'efficienza di estrazione aumenta: calibrando accuratamente la distanza tra la regione attiva ed il contatto p , reso il più riflettente possibile, è facilmente ottenibile un raddoppio di η_{extr} rispetto alla struttura CC. Purtroppo la presenza dell'interfaccia Zaffiro/GaN, e le inerenti perdite per riflessioni totale, rappresentano ancora un limite per questa configurazione.

Vertical Thin-Film Nei LED Vertical Thin Film (VTF) si ovvia al problema della riflessione totale causata dal substrato di Zaffiro con la rimozione di quest'ultimo. Nello specifico, attraverso tecniche di laser *lift-off*, l'intera struttura epitassiale viene rimossa dal substrato e fusa, dal lato p , ad un wafer di sostegno (termicamente conduttivo) tramite una metallizzazione riflettente. L'esposizione dell' n -GaN ne permette l'irruvidimento al fine di mitigare ancor più l'effetto TIR (*Total Internal Reflection*), mentre la verticalità introdotta rende più omogeneo il flusso di corrente all'interno delle MQWs. La struttura risultante, schematizzata in figura 3.22a, permette di ottenere efficienze di estrazione pari al 75%.

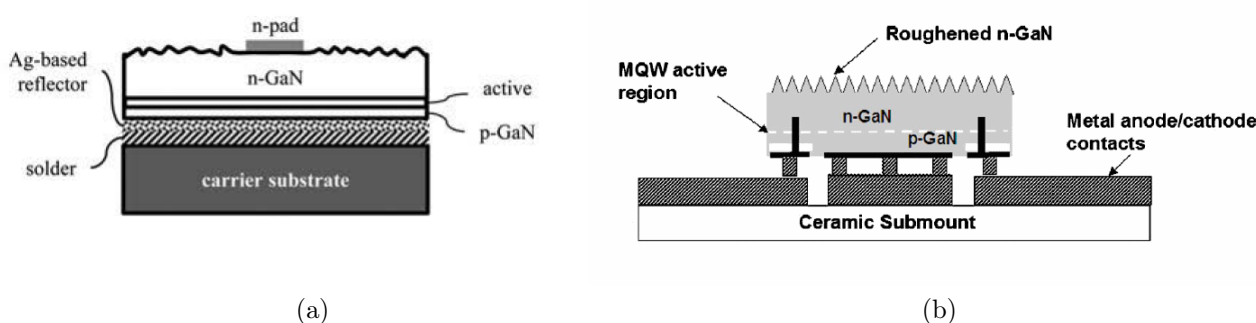


Figura 3.22: Struttura di un VTF-LED (a) e di un TFFC-LED (b).

Thin-Film Flip-Chip Questo tipo di approccio, la cui struttura è riportata in Fig. 3.22b, combina le ottime performance termiche degli FC-LED con l'elevata efficienza di estrazione e l'omogeneità nella distribuzione di corrente dei VTF-LED. Una volta

cresciuta l'eterostruttura e formati i contatti ohmici, il semiconduttore viene interconnesso con la montatura e lo Zaffiro rimosso: per la connessione elettrica dell'n-GaN senza bonding, in particolare, vengono realizzati dei via attraverso il semiconduttore. Infine, la superficie esposta dell'n-GaN viene texturizzata distruggendo così l'effetto di guida d'onda proprio dell'interfaccia aria/Nitruro di Gallio. La struttura TFFC, e le sue diverse varianti come il ThinGaN della Osram [53], permettono di realizzare LED ad alta luminosità a singolo chip con efficienze di estrazione dell'80 %, costituendo perciò il design più adottato per i dispositivi ad alta potenza.

3.3.4 Analisi della caratteristica L-I

Così come l'analisi della caratteristica tensione-corrente fornisce informazioni sui meccanismi di trasporto dominanti, quella della curva potenza ottica vs. corrente permette di individuare il meccanismo di ricombinazione più favorevole ad una data corrente di polarizzazione. Abbiamo già visto come in un LED i principali meccanismi di ricombinazione siano legati alla ricombinazione radiativa, a quella non radiativa attraverso livelli profondi e alla ricombinazione Auger, con rate di ricombinazione rispettivamente pari a Bn^2 , An e Cn^3 (per la ricombinazione Auger viene considerato il rate di ricombinazione in condizione di alta iniezione). Applicando il principio di neutralità della carica in presenza di una densità di corrente J iniettata nella regione attiva e di una corrente di leakage J_L uscente da essa, l'equazione del tasso di ricombinazione diventa

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ql} - AnN_T - Bnp - Cn^3 - \frac{J_L}{qL_m} \quad (3.43)$$

con l , L_m , N_T pari allo spessore della regione attiva, alla lunghezza di diffusione dei portatori minoritari e alla densità di stati trappola. In condizioni stazionarie, con $dn/dt = 0$, la (3.43) diventa

$$\frac{J}{ql} = AnN_T + Bnp + Cn^3 + \frac{J_L}{qL_m} \quad (3.44)$$

schematizzata concettualmente in figura 3.23. Supponiamo, realisticamente, di avere a che fare con semiconduttori poco dopati, per i quali $n = p > N_A, N_D$, e di escludere i contributi di ricombinazioni Auger (molto piccolo per i semiconduttori a largo gap) e della corrente di leakage: la (3.44) può allora essere riscritta come

$$\frac{J}{ql} \approx AnN_T + Bn^2 \quad (3.45)$$

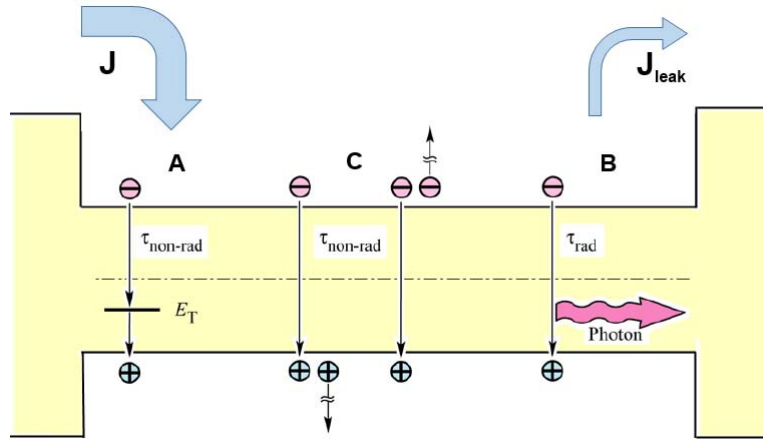


Figura 3.23: Bilancio della carica (dinamico) all'interno della regione attiva del LED

Nel caso di alta iniezione, con $n \approx p \gg N_A, N_D$, dove risulta $AnN_T \ll Bn^2$, è la ricombinazione radiativa a prevalere su quella non radiativa e la (3.45) diventa

$$\frac{J}{ql} \approx Bn^2 \quad (3.46)$$

Poiché l'intensità luminosa L è proporzionale alla sola ricombinazione radiativa, $L \propto Bn^2$, la (3.46) afferma che c'è una dipendenza lineare tra la corrente iniettata nel dispositivo e la potenza ottica emessa.

Al contrario, in regime di bassa iniezione sono i fenomeni di ricombinazione radiativa a dominare ($AnN_T \gg Bn^2$), pertanto la relazione (3.45) diviene pari a

$$\frac{J}{ql} \approx AnN_T \quad \text{ovvero} \quad L \propto Bn^2 \approx \frac{B}{A^2} \left(\frac{J}{ql} \right)^2 \quad (3.47)$$

ove è esplicita una dipendenza quadratica della potenza ottica dalla corrente. Il passaggio tra regimi di ricombinazione dominanti, causato dalla saturazione dei processi di ricombinazione non radiativa, è osservabile sperimentalmente analizzando la pendenza della curva L-I in scala log-log, la quale tende a divenire unitaria all'aumentare della corrente di polarizzazione. Per correnti molto alte la caratteristica L-I assume un andamento sublineare limitato principalmente all'auto-riscaldamento del dispositivo, come mostrato in Fig. 3.24.

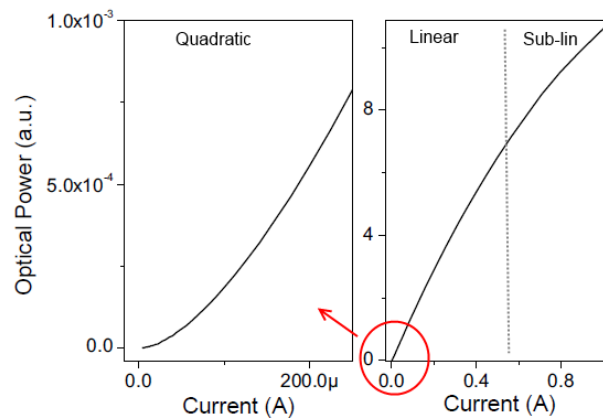


Figura 3.24: Esempio di curva L-I in cui sono visibili le diverse dipendenze funzionali tra potenza ottica e corrente

3.4 Meccanismi di degrado dei LED

Il LED è un sistema complesso, formato da numerose parti (Fig. 3.25). Tra di esse troviamo: il chip di semiconduttore responsabile dell'emissione di radiazione, un package meccanicamente robusto che offre una bassa resistenza termica, una lente per l'ottimizzazione dell'efficienza di estrazione, uno strato di materiale dedicato alla fosforo-conversione, (eventualmente) dei fili di bonding per il contattamento elettrico del chip ed infine una montatura metallica che favorisce un efficace trasferimento di calore.

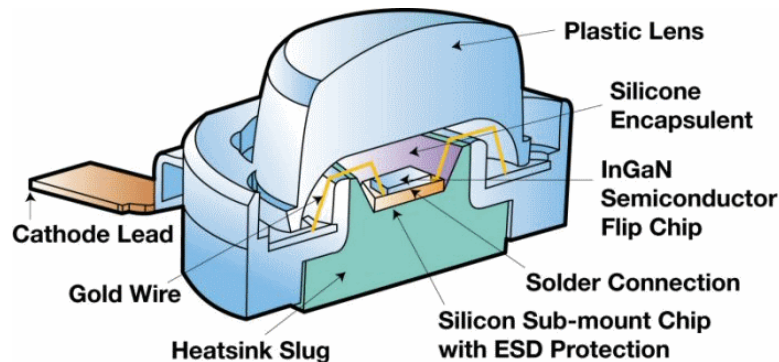


Figura 3.25: Schematizzazione della struttura di un tipico LED bianco ad alta potenza

Durante il tempo di vita del dispositivo ciascuna di queste parti è soggetta ad un degrado, più o meno graduale, che causa la perdita di performance elettro-ottiche, ed eventualmente il guasto del sistema nel suo complesso. I meccanismi di degrado che minano il lifetime di un LED sono molteplici, i principali includono:

- la decrescita dell'efficienza quantica interna dovuta alla generazione di centri di ricombinazione non radiativa all'interno della regione attiva del dispositivo;

- la decrescita nella concentrazione di drogante accettore nella regione p del diodo dovuta alla formazione di complessi Mg-H;
- il degrado dei fili di bonding e del chip di semiconduttore dovuto a fenomeni di over-stress elettrico (Electrical Over-Stress, EOS);
- il degrado delle proprietà ottiche del package, dei fosfori e della lente dovuto alle alte temperature di esercizio, all'interazione con la radiazione a bassa lunghezza d'onda emessa dal LED e all'inclusione di contaminanti esterni.

Tutti i suddetti meccanismi di degrado possono essere innescati e/o accelerati dal flusso di corrente o dall'elevata temperatura raggiunta in condizioni operative. Quest'ultima, in particolare, è un parametro di fondamentale importanza nello studio affidabilistico dei LED: infatti, poiché ora numerosi prodotti in commercio sono qualificati per operare a temperature superiori ai 150 °C, è proprio il degrado indotto dallo stress termico a rappresentare la principale causa di guasto graduale dei dispositivi.

Verrà ora proposta una panoramica delle problematiche di degrado appena descritte, con particolare riferimento all'effetto che esse hanno sulle caratteristiche elettriche ed ottiche del dispositivo e su come possano essere individuate attraverso un mirato set di misurazioni e di condizioni di stress accelerato.

3.4.1 Degrado del chip attivato dal flusso di corrente

Molti studi di degrado [54, 55, 56] condotti su diverse tipologie di LED basati su GaN concordano nell'affermare che l'aumento della difettosità nella regione attiva del semiconduttore è attribuibile più all'elevato flusso di corrente all'interno del dispositivo (fino a 100 A/cm²) che alle elevate temperature di funzionamento cui esso è soggetto. Osservando l'evoluzione delle curve di potenza ottica e di efficienza quantica esterna di LED blu (senza package) stressati a basse (< 100 °C) temperature di giunzione, è infatti tipico notare una decrescita delle due figure di merito per bassi valori di corrente. In questa regione di polarizzazione l'emissione del dispositivo è il risultato del bilancio tra la ricombinazione radiativa e quella non radiativa. A più alte correnti, invece, i processi di ricombinazione non radiativa sono saturati dall'elevato numero di portatori iniettati e l'efficienza è direttamente dipendente dalla ricombinazione radiativa. Per valori di densità di corrente ancora più elevati, infine, dominano i processi responsabili dell'*efficiency droop* e l'autoriscaldamento del LED.

L'aumento di ricombinazione non radiativa è osservabile anche nell'aumento di corrente della caratteristica I-V per basse tensioni di polarizzazione diretta o in inversa, dove la conduzione è mediata dagli stati trappola. Misure più approfondite quali quel-

le di capacità contro tensione (C-V) o di DLTS (*Deep Level Transient Spectroscopy*), non effettuate in questa sede, permettono di osservare la redistribuzione di carica all'interno della regione attiva e di stimare il livello energetico delle trappole associate ai difetti venutisi a creare in essa. Il confronto delle specifiche energie di attivazione con i risultati riportati in letteratura permette di identificare la particolare tipologia di difetto generato: si parla in questo caso di impurità esterne come il carbonio, di difetti di anti-sito N_{Ga} , di vacanze di Gallio oppure di concentrazioni residue di Magnesio all'interno del GaN.

3.4.2 Degrado del chip attivato dalla temperatura

L'invecchiamento di dispositivi in presenza di alta temperatura ($T_J > 140^\circ C$) e/o di flusso di corrente nella regione attiva può comportare un'alterazione della caratteristica elettrica, nello specifico un aumento della tensione operativa e della resistenza serie del LED. Questo effetto, tipico delle vecchie generazioni di LED in cui l'ottimizzazione della crescita e della passivazione dei layer di p-GaN era molto povera, è da ascrivere alla formazione di complessi Mg-H tra il drogante accettore e le impurità di Idrogeno presenti nel semiconduttore e fornite dalle eterointerfacce altamente difettose nella regione attiva o dal layer di passivazione utilizzate per ridurre la corrente di leakage superficiale. Le conseguenze della passivazione del Magnesio sono molteplici e includono:

- l'abbassamento dell'effettiva concentrazione di drogante accettore;
- l'aumento di resistività della regione quasi neutra di tipo p e dell'interfaccia metallo-semiconduttore;
- l'allargamento della barriera Schottky del contatto ohmico tipo p ;
- l'aumento nella disuniformità nella distribuzione di corrente dovuto al fenomeno di *current crowding*.

Quest'ultimo fenomeno, cui è anche associata una diminuzione di potenza ottica emessa, è tipico dei LED a struttura convenzionale orizzontale. La particolare conformazione di tali dispositivi, unita alla resistività non nulla del materiale semiconduttore, comportano che la corrente iniettata a un elettrodo raggiunga il secondo non distribuendosi uniformemente su tutta l'area della zona attiva ma seguendo dei cammini preferenziali a bassa resistenza. Nella regione di crowding, che sarà quindi quella preferenziale per l'emissione, l'elevata densità di corrente comporta un calo dell'efficienza radiativa del dispositivo dovuto all'efficiency droop e all'autoriscaldamento della giunzione. Per ovviare a questo tipo di problematiche è necessario intervenire variando opportunamente

la geometria dei contatti, il drogaggio e lo spessore delle regioni neutre oppure inserendo nell'eterostruttura dei *current spreading layers*.

Nei LED a struttura verticale con contatto superficiale il crowding si concentra proprio sotto quest'ultimo: poiché ciò implica la massima emissione di radiazione esattamente nella zona dove è massimo l'assorbimento da parte del contatto, possono essere sfruttati dei *Current Blocking Layers* (CBL) per limitare l'iniezione di corrente, e quindi la ricombinazione radiativa, nella porzione di semiconduttore ostruita superficialmente. Per un dispositivo con contatto superficiale su p-GaN tali strati sono composti da n-GaN inserito tramite processo di ricrescita epitassiale al di sotto del contatto, al limitare del layer di confinamento di tipo *p*: la giunzione *p-n* che qui si viene a formare rende selettiva l'iniezione di corrente nella zona attiva sottostante. Poiché il processo di ricrescita implica ulteriori step litografici e di etching, e poiché al contempo viene a diminuire la porzione di superficie utile all'emissione del wafer, il costo dell'implementazione dei CBL ne limita l'utilizzo a dispositivi più sofisticati come i LED di segnale per comunicazioni in fibra a corto raggio o i diodi laser.

La variazione della tensione operativa del LED, intesa come valore di tensione V_{nom} per la quale nel dispositivo scorre una determinata corrente I_{nom} , è invece deleteria nel caso in cui essa causi il superamento del massimo valore di differenza di potenziale sostenibile dal driver. Tale effetto è amplificato nei moduli illuminanti in cui n LED sono connessi in serie tra loro: in questo caso la variazione di tensione operativa ΔV_{nom} di un singolo LED si traduce in una richiesta di $n \times \Delta V_{nom}$ extra Volts per il driver, la quale potrebbe non essere assecondata se la variazione ΔV_{nom} è troppo elevata o se in fase di progettazione del modulo non si è tenuto conto di questa eventualità. Per la realizzazione di questi sistemi è quindi necessario scegliere dei dispositivi che non soffrano di particolari variazioni della caratteristica elettrica nel loro arco di vita: un breve (100 h) test di degrado accelerato a temperatura $> 160^\circ C$ è tipicamente sufficiente a rivelare la stabilità temporale della resistenza serie di un determinato insieme di LED.

3.4.3 Degrado delle proprietà cromatiche del LED

Abbiamo già discusso del degrado del materiale λ -convertitore a proposito delle tecniche di generazione della luce bianca. In particolare si è visto come il materiale (siliconico) incapsulante i fosfori tenda a imbrunirsi a causa dell'interazione con la luce a bassa lunghezza d'onda emessa dal semiconduttore e con le alte temperature di giunzione del LED che, nel caso di fosforo-conversione a livello del chip, sono molto prossime a quelle cui è sottoposto il materiale convertitore stesso. In tal caso, se non intervengono altri

fenomeni di degrado, l'analisi dello spettro rivela una decrescita del picco d'emissione giallo nel tempo a fronte di un'area quasi costante sottratta da quello blu. Lo stesso vale nel caso di perdita di efficienza di conversione da parte dell'elemento otticamente attivo adibito alla conversione di lunghezza d'onda.

Il degrado dei fosfori, tuttavia, non è l'unico processo responsabile del progressivo deterioramento delle proprietà cromatiche del LED. Anche la lente e il package, infatti, se sottoposti a temperature operative maggiori di 100°C , tendono, rispettivamente, a perdere trasmittanza e riflettività. Il peggioramento di quest'ultima è in particolar modo rilevante nei LED bianchi basati su package plastico, come i campioni oggetto di studi in questa tesi. In tali dispositivi la superficie plastica riflettente tende a carbonizzarsi, producendo un drastico calo nell'efficienza di estrazione e, in ultima analisi, della potenza ottica emessa dal dispositivo. La correlazione tra i due fenomeni è immediata nel caso di stress puramente termico in cui le caratteristiche elettriche non variano durante il periodo di operatività e la diminuzione della potenza ottica interessa in egual misura tutta la curva L-I.

3.4.4 Degrado indotto da EOS

Lo stress termico comporta tipicamente un deterioramento progressivo delle caratteristiche elettro-ottiche del dispositivo, che, eventualmente, giunge alla failure definitiva soltanto nel lungo periodo. Al contrario, una classe di fenomeni di stress potenzialmente in grado di porre fine alla vita utile del LED in un singolo evento è rappresentata dagli electrical over-stress. Con tale termine si identificano tutte quelle condizioni di polarizzazione nelle quali, per un intervallo di tempo più o meno prolungato, vengono ecceduti i valori massimi di tensione e/o corrente sopportabili da un determinato dispositivo elettronico.

Tra gli EOS, la categoria più studiata in assoluto è sicuramente quella degli ESD (*Electro-Static Discharge*). Tali eventi di scarica elettro-statica comportano per i LED il maggior rischio di rottura nelle fasi di produzione, imballaggio e in generale di maneggio da parte di un operatore o di una macchina. L'ampia letteratura a disposizione [57], propone tipicamente studi di degrado e di rottura (rispettivamente *soft* e *hard failure*) indotti tramite ripetuti impulsi di tensione "ESD-like" applicati in inversa: è in tale stato di polarizzazione, infatti, che i LED sono più sensibili agli eventi di scarica elettrostatica. Diversi modelli possono essere efficientemente sfruttati per valutare la robustezza dei LED agli ESD: i più importanti includono lo Human Body Model (HBM), il Machine Model (MM), il Charged Device Model (CDM) ed il metodo Transmission Line Pulse (TLP). L'effetto di un ESD applicato in inversa è quello di

dissipazione di un'elevata quantità di energia nelle zone ad alto grado di difettosità responsabili della conduzione in tale stato di polarizzazione. Poiché i difetti in questione hanno dimensioni nanometriche, la densità di corrente che li attraversa è molto elevata: raggiunto un livello critico, essa provoca un corto localizzato nel dispositivo che lo rende inutilizzabile. La robustezza agli ESD è direttamente correlata alla quantità e tipologia di difetti presenti nel materiale semiconduttore: eterostrutture in GaN/InGaN cresciute su substrati a basso mismatch reticolare come il SiC si sono dimostrate meno sensibili a tali fenomeni di over-stress, ma dato l'elevato costo di tale implementazioni i produttori di dispositivi tendono a optare per l'inserimento di un diodo di protezione in antiparallelo rispetto al LED.

A dispetto degli ESD, con forma d'onda ben definita, di breve durata (ns) e caratterizzati da alti livelli di tensione (fino a qualche kV) e basse correnti, la grande maggioranza degli over-stress elettrici include eventi in cui il dispositivo è soggetto ad aumenti singoli, ripetuti o continui della corrente di polarizzazione. In tale ambito le principali cause di guasto e degrado sono:

- *in-rush current*, ovvero l'extra corrente che scorre nel dispositivo quando questo viene acceso: se la connessione con il driver viene effettuata con alimentazione attiva, in particolare, si parla di fenomeni di *hot-plugging*;
- pulsed over-current e overdrive DC del dispositivo;
- polarizzazione in inversa del dispositivo, tipicamente dovuta all'inversione dei terminali di alimentazione.

Ad eccezione dei numerosi studi sull'effetto dello stress dei LED in polarizzazione inversa e di alcuni paper che analizzano il fenomeno dell'*hot-plugging* [58], la letteratura che tratta di queste tipologie di EOS è molto ridotta, composta per lo più da application notes dei produttori di LED che affrontano il problema aggirandolo: di fatto, o vengono proposte soluzioni circuitali (TVS, PTC, NTC ecc. . .) atte a ridurre l'impatto dell'eventuale EOS, o viene direttamente suggerito ai produttori dei driver di potenza l'inserimento di ulteriori protezioni (come ad esempio il *soft start*, mirato a limitare la corrente in uscita dall'alimentatore quando quest'ultimo, con carico connesso, viene acceso). In questo senso lo studio di soluzioni integrate atte all'irrobustimento dei dispositivi è ancora ai primi stadi, pur profilandosi necessario per l'aumento dell'affidabilità dei dispositivi di futura generazione.

Capitolo 4

Strumenti, metodi e campioni in esame

Lo scopo di questa tesi è quello di valutare l'affidabilità come sorgenti d'illuminazione ambientale di LED a medio-bassa potenza con design a ridotta ottimizzazione termica. Tale tipologia di dispositivi è tipicamente destinata all'implementazione in sistemi illuminanti distribuiti, come grandi plafoniere o tubi a LED. Il loro basso costo e la discreta efficienza permettono la creazione di un'ampia varietà di soluzioni d'illuminazione integranti una o più serie di dispositivi. La vicinanza di un così grande numero di sorgenti e la non sempre ottimale gestione del calore prodotto possono causare gravi problemi di affidabilità a questi dispositivi, già penalizzati, per ragioni economiche, dall'utilizzo di un package non otticamente e termicamente evoluto. Per valutare l'esatto impatto del degrado di questo tipo di sistemi è necessario improntare degli studi di degrado accelerato, valutando la variazione delle performance ottiche e delle caratteristiche elettriche dei dispositivi in questione.

In questo capitolo verranno descritte e confrontate le quattro diverse tipologie di campioni prescelti per lo studio di degrado. Si procederà, inoltre, alla descrizione dei setup utilizzati per la caratterizzazione ottica ed elettrica e per lo stress dei dispositivi. La descrizione delle tecniche di caratterizzazione termica è invece lasciata al capitolo successivo.

4.1 Confronto dei campioni

In questa tesi si è voluto analizzare il degrado di quattro diversi campioni di LED a medio-bassa potenza, tre basati sul molto diffuso package 5630 (5.6×3.0 mm) ed un quarto di dimensione molto più ridotte (2×0.8 mm), utilizzato anche per applicazioni di backlighting. I criteri per la selezione dei dispositivi sono stati i seguenti:

- temperatura di colore nominale di 3000 K;
- CRI > 80;
- corrente di polarizzazione nominale pari a $100 \pm 20 \text{ mA}$;
- simile temperatura di giunzione massima sostenibile.

La ricerca tra i più importanti produttori a livello mondiale di LED per l'illuminazione ha portato alla scelta dei seguenti campioni:

- SEOUL SEMICONDUCTOR: STW8Q2PA
- PHILIPS: LUXEON 5630, MXL8-PW30
- OSRAM: DURIS E5, LCW JDSI.EC
- CITIZEN: CITILED CLL600-0101A1-30AM1A2

le cui principali proprietà elettriche, ottiche e termiche sono riassunte in tabella 4.1.

Parametro	Unità di misura	Seoul	Philips	Osram	Citizen
Corrente nominale	$I_{nom} [\text{mA}]$	100	100	120	80
Tipica tensione operativa @ I_{nom}	$V_F [\text{V}]$	3.2	3.1	3.2	3.2
Massima tensione in inversa	$V_R [\text{V}]$	-	-5	-	-5
Tipico flusso luminoso @ I_{nom}	$\phi_L [\text{lm}]$	27.9	33	43	24.1
Tipico angolo di visione (a 1/2 d'intensità)	2θ	120	120	120	n/d
CRI tipico	$[Ra]$	85	82	85	85
Tipica resistenza termica (junction to solder point)	$R_{th-JS} [^{\circ}\text{K}/\text{W}]$	15	24	48	90
Massima temperatura di giunzione	$T_{j-max} [^{\circ}\text{C}]$	125	115	110	120
Tecnologia	InGaN su Zaffiro				

Tabella 4.1: Confronto fra le principali caratteristiche dei campioni in esame estrapolate dai datasheet

4.1.1 Confronto della struttura dei campioni in esame

Il comune “LED 5630”, raffigurato in figura 4.1, è tipicamente composto da:

1. Un frame metallico, usualmente in lega di rame rivestito di alluminio, che funge da attracco e da cammino di calore primario per il chip di semiconduttore;

2. uno o più chip di semiconduttore (InGaN/GaN) cresciuto su Zaffiro;
3. dei fili di bonding in Oro adibiti al contattamento elettrico del chip;
4. uno strato di materiale incapsulante (silicone) contenente i fosfori;
5. un corpo in polimero termo-plastico resistente al calore;
6. (eventualmente) un diodo Zener per la protezione contro gli ESD.

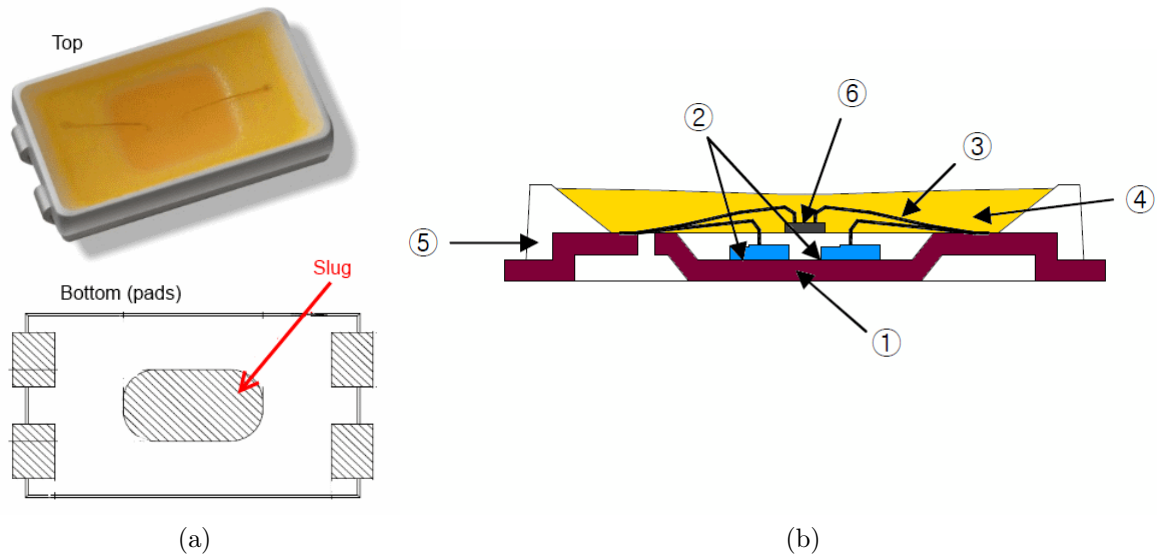


Figura 4.1: Veduta dall'alto di un LED 5630 reale (sopra) e geometria dei pad sul retro (sotto)(a). Sezione di un LED 5630 in cui sono visibili le diverse parti che ne compongono la struttura (b).

Pur condividendo il medesimo package, i tre campioni di LED prodotti da Seoul Semiconductor, da Philips e da Osram, cui d'ora in avanti ci riferiremo citando il solo nome del produttore, differiscono per il layout circuitale al loro interno.

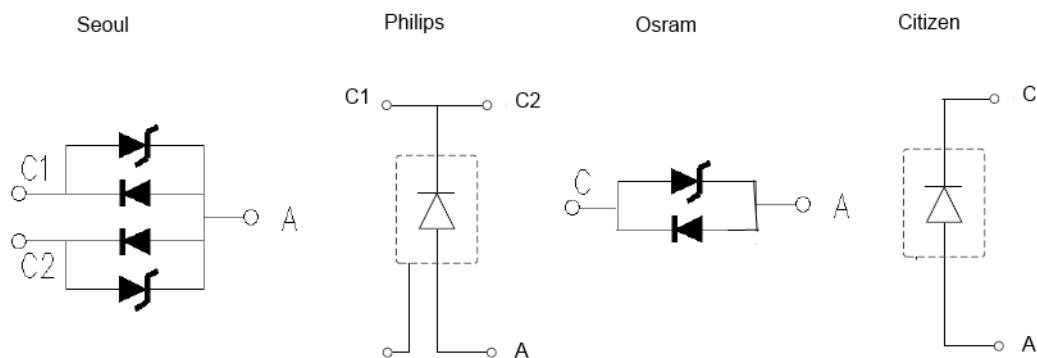


Figura 4.2: Layout circuitale interno delle quattro tipologie di LED in esame

Come è chiaramente visibile in figura 4.2, i Seoul sono composti da due chip di semiconduttore in parallelo, ciascuno dotato di diodo di protezione. Per quanto riguarda gli altri tre campioni, tutti dotati di un singolo chip, solamente gli Osram risultano essere protetti dalle scariche elettrostatiche. Anche la funzionalità dei pad metallici cambia da dispositivo a dispositivo: ciascun pad, infatti, può essere collegato elettricamente ad uno dei due elettrodi o rimanere flottante. Nei Seoul, in particolare, la scelta di disporre un contatto di anodo e uno di catodo sullo stesso lato del dispositivo (fare riferimento a Fig. 4.1a) ha richiesto molta cautela nella fase di posizionamento (manuale) dei dispositivi sulla PCB previa alla saldatura in forno.

Il package dei LED Citizen, riportato in figura 4.3a, condivide i materiali di cui è composto con i LED 5630, riducendo però drasticamente le dimensioni. Lo scambio termico con la PCB è in questo caso limitato al solo contatto di catodo, la cui area sul retro del dispositivo è stata opportunamente massimizzata (Fig. 4.3b).

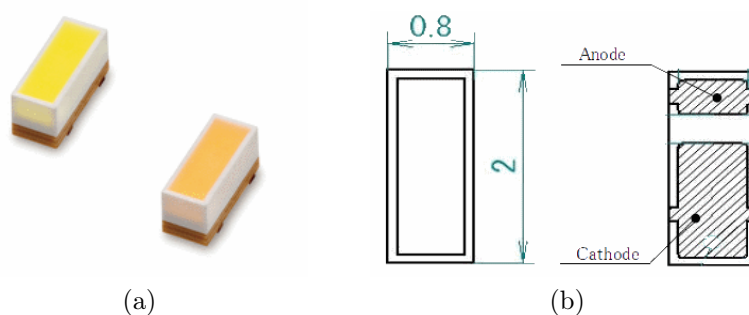


Figura 4.3: Veduta dall'alto di un LED Citizen reale (a) e in proiezione ortogonale (b). Vengono inoltre riportate le dimensioni (in mm) e la geometria dei contatti di anodo e catodo.

Per avere un'idea precisa della struttura (geometrica) dei chip all'interno dei LED si è deciso di procedere alla rimozione chimica del materiale plastico e dello strato silconico di un dispositivo campione, nello specifico un LED Osram andato incontro a failure catastrofica nella fase preliminare di studi. Tramite l'emulsionante PolyGoneTM 505, di RPM Technology LLC, è stato possibile ripulire l'intera superficie del chip dal materiale incapsulante, la quale si presenta esattamente come riportato in figura 4.4. La struttura a parallelepipedo rettangolare del chip presenta dei contatti ohmici superficiali sapientemente distribuiti in un struttura multi-finger a due livelli, il più basso dei quali è adibito al contattamento dell'n-GaN. Si può inoltre notare come l'intera superficie risulti essere texturizzata, segno che l'impatto economico di questo tipo di processo non è poi così rilevante se confrontato con i benefici in termini di efficienza di estrazione che esso comporta.

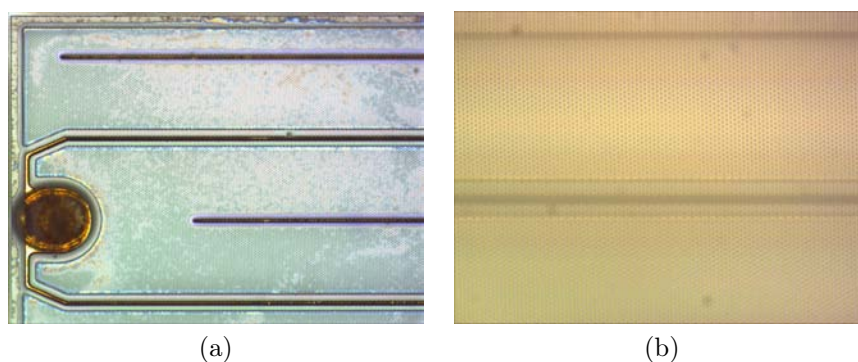


Figura 4.4: Visuale parziale del chip di GaN (a). Dettaglio del contatto e della texturizzazione superficiale (b)

4.1.2 Preparazione dei campioni

Individuati i campioni da sottoporre allo studio di degrado accelerato, il passo successivo è stato la realizzazione del layout della PCB su cui poi essi sono stati alloggiati. Si è scelto di disporre quattro serie di quattro LED su ciascuna basetta di dimensione $5 \times 5 \text{ cm}$: con la scelta del particolare layout elettrico si è sacrificata la possibilità di caratterizzare singolarmente ciascun dispositivo al fine di avere una più chiara lettura di potenza ottica (sorgenti a bassa potenza in una sfera integratrice di quasi due metri di diametro richiedono elevati tempi di integrazione e comportano quindi una grande un'amplificazione del rumore di misura). La compresenza di più dispositivi sullo stesso PCB, inoltre, avvicina la condizione di degrado a quella cui i LED vanno incontro nelle reali lampade dove le decine di dispositivi installati generano un mutuo riscaldamento non trascurabile. Il layout della PCB appena descritta, disegnato tramite il software Cadence[®] Allegro PCB Designer, è visibile in figura 4.5a.

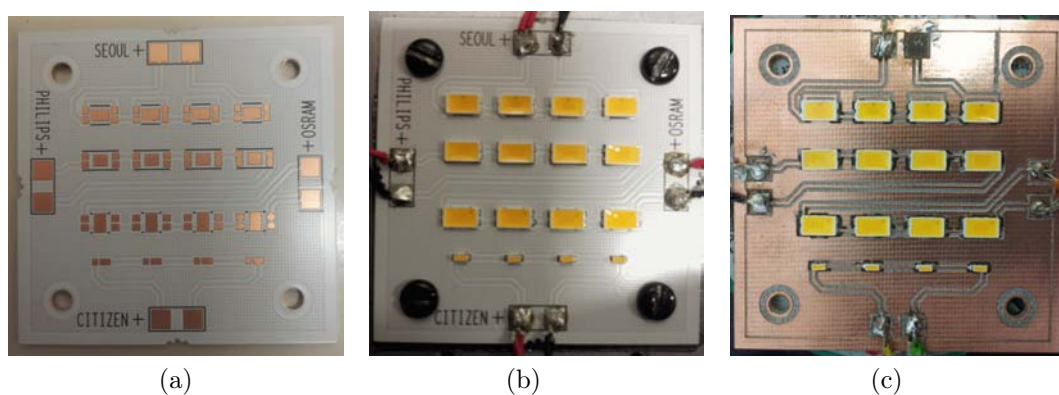


Figura 4.5: Layout della PCB in metal-core in cui è visibile la particolare configurazione dei pad di contatto elettrico/termico di ciascun dispositivo (a). Visione dall'alto dei LED montati sul PCB in metal-core (b) e su quello in FR-4 (c).

I LED sono poi stati fissati in posizione tramite saldatura in forno con pasta saldante a base di piombo. La breve (circa 8 minuti) permanenza alle elevate temperature ($160 - 220^{\circ}\text{C}$) necessarie all'attivazione del composto non ha comportato danno o degrado dei dispositivi.

Il substrato utilizzato per la fabbricazione della basetta di test è in FR-4. Tale materiale è formato da una matrice di fibre di vetro intrecciate e agglomerate tramite una resina epossidica ritardante di fiamma. I vantaggi offerti dell'utilizzo di questo materiale nella preparazione di PCB sono il basso costo e la facile lavorazione: la basetta utilizzata, visibile in figura 4.5c, è stata infatti realizzata direttamente nei laboratori dell'università tramite una piccola fresa a controllo numerico. Ciò che rende non particolarmente adatto questo tipo di PCB ad applicazioni di potenza, quali per l'appunto l'illuminazione a stato solido, è il basso coefficiente di conducibilità termica, pari a solo $0.3 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ (a titolo di confronto, quello dell'Alluminio è di $237 \text{ W/m}\cdot\text{K}$).

I campioni destinati allo studio di degrado accelerato primario, invece, sono stati montati sui degli speciali PCB in *Metal-Core* (MC-PCB) progettati per massimizzare lo scambio termico tra dispositivo e struttura dissipante. Realizzati da P.A.C. Circuiti Stampati srl, tali PCB sono composti da un substrato in alluminio separato dal piano in rame da un materiale dielettrico termicamente conduttivo, come mostrato in figura 4.6a.

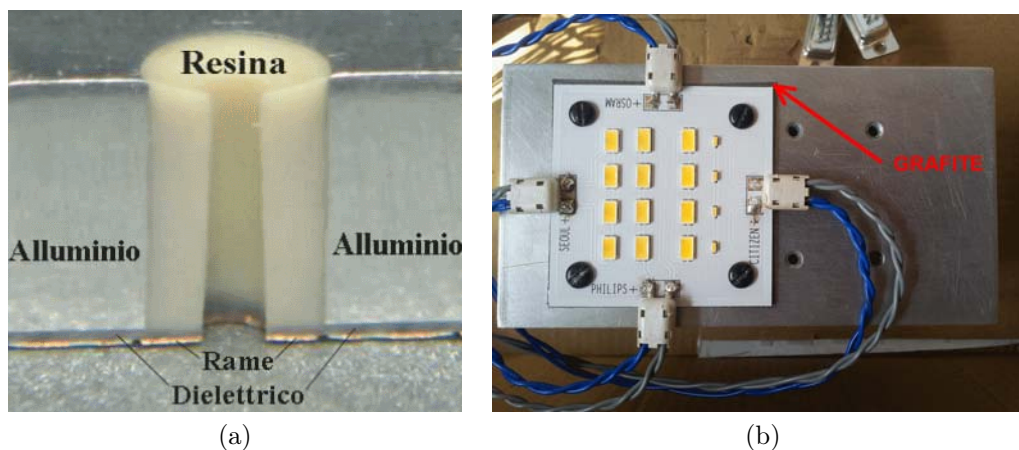


Figura 4.6: Fotografia, estratta dal sito del produttore, della sezione di un MC-PCB (a). Scheda in metal-core completa di LED montata su dissipatore in alluminio (b)

Per garantire la minima resistenza termica al calore prodotto dai 16 dispositivi alloggiati sull'MC-PCB è stato scelto di utilizzare la grafite come materiale di interfaccia termica. Gli specifici fogli utilizzati hanno una conducibilità di $240 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ in piano e di $5 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ in direzione perpendicolare ad esso (la disparità tra i coefficienti di conducibilità termica è dovuta alla particolare struttura a piani di carbonio sovrapposti

della grafite). Un riquadro di questo materiale dello spessore di 0.25 mm e di larghezza e lunghezza leggermente superiori a quelle della basetta metallica è stato interposto tra quest'ultima ed il dissipatore in alluminio. Il tutto è stato infine fissato in posizione da quattro viti, come mostrato in figura 4.6b.

4.1.3 Confronto delle caratteristiche elettriche

Vengono di seguito riportate a confronto le caratteristiche I-V delle 4 tipologie di campioni in esame (nello specifico sono state riportate le curve a 0 ore per i dispositivi che saranno poi stressati a 105 °C). Come già accennato, tanto la caratterizzazione

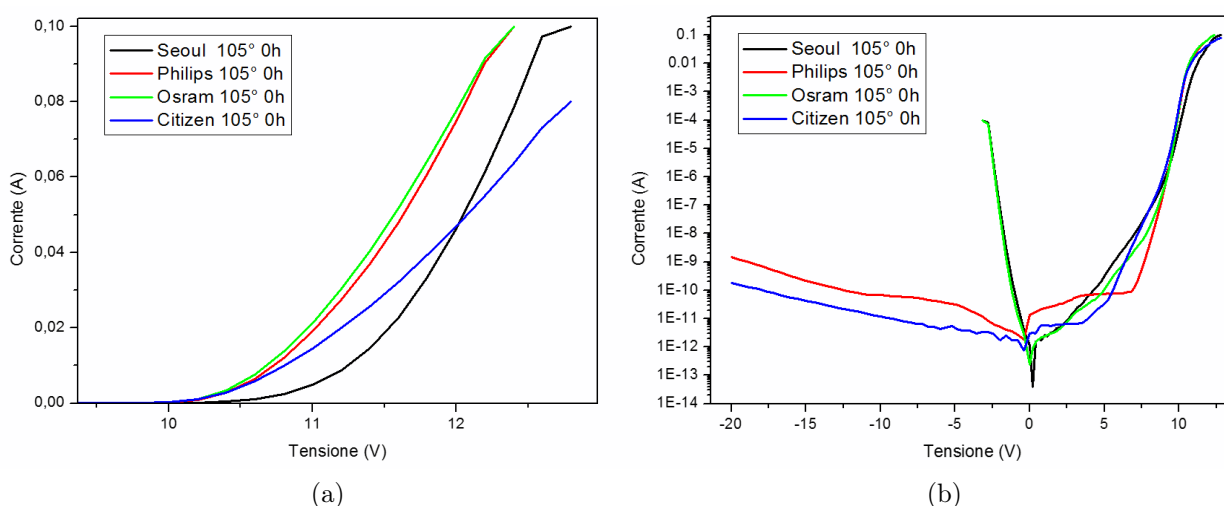


Figura 4.7: Caratteristica I-V dei LED campione prima dello stress a 105 °C: in diretta in scala lineare (a), completa in scala logaritmica (b)

elettrica che quella ottica sono state condotte su serie di quattro dispositivi identici, da cui le elevate tensioni presenti nei grafici di figura 4.7. Dal grafico in scala lineare si nota come i LED Citizen, nonostante possiedano la più bassa corrente nominale, siano quelli con tensione di punto operativo più elevata. Ciò potrebbe dipendere o da una cattiva ottimizzazione della resistenza serie del dispositivo, oppure, cosa più probabile, da una più ridotta area di giunzione. Non ne rimane invece affetta la tensione di ginocchio, per la quale i Seoul si discostano leggermente ($\approx 0.5/4 = 0.125$ V).

Il confronto della caratteristica completa in scala logaritmica non rivela molto, se non che i particolari sample di LED Philips e Citizen da cui sono state estratte hanno correnti di leakage che, in relazione alle rispettive aree di chip, differiscono per un ordine di grandezza. Per Osram e Seoul, invece, l'analisi della caratteristica tensione-corrente in inversa è preclusa dalla presenza del diodo di protezione.

4.1.4 Confronto delle caratteristiche ottiche

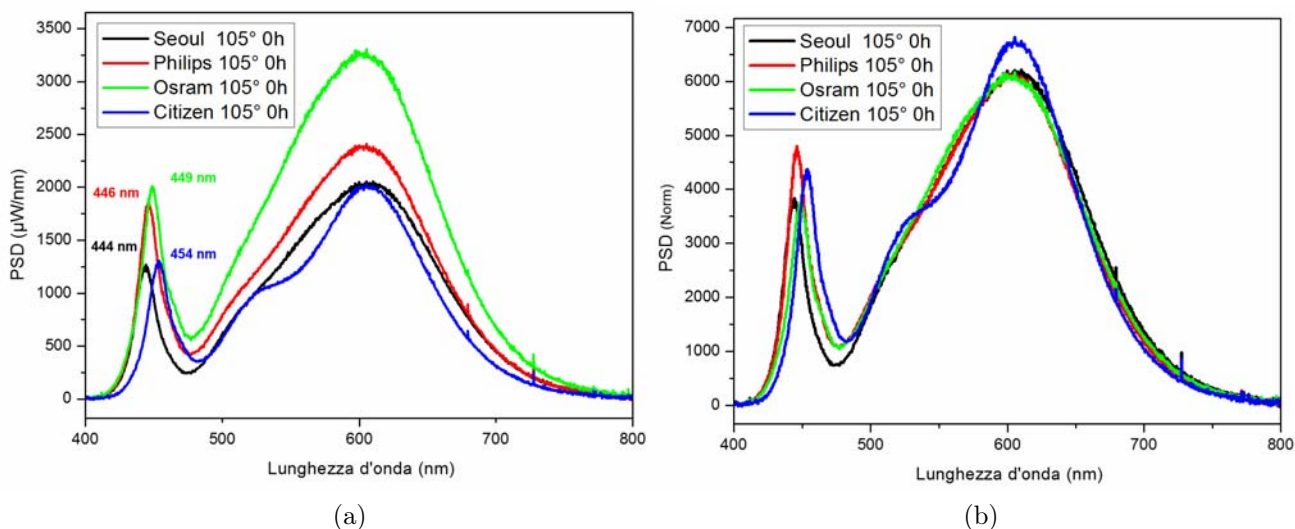


Figura 4.8: Confronto degli spettri dei LED campione espressi in unità di misura assoluta (a) e normalizzati rispetto alla potenza totale emessa (b)

L'analisi degli spettri di riferimento dei LED oggetto di studi rivela fondamentalmente tre cose:

- un range di 10 nm per la lunghezza d'onda naturale dei quattro LED (comunque variabile anche tra sample dello stesso tipo);
- una simile lunghezza d'onda di picco per l'emissione fosforica ($\approx 605\text{ nm}$);
- una marcatamente diversa composizione dei fosfori relativi ai LED Citizen (chiaramente visibile dalla figura 4.8b, in cui gli spettri sono stati normalizzati rispetto alla potenza ottica totale emessa).

Quest'ultima caratteristica, come anche testimoniato dai dati riportati in tabella 4.2, ha comportato un guadagno di tre punti per il CRI dei suddetti LED nei confronti delle altre tre tipologie di dispositivi. Dalla tabella è anche possibile notare come la CCT dei campioni in esame non sia esattamente di 3000 K , valore invece specificato dai parametri di selezione già elencati. Ciò, oltre che alla difficoltà nel produrre con costanza una sorgente con temperatura di colore esatta al grado Kelvin, è dovuto principalmente alla non completa disponibilità da parte dei fornitori di dispositivi utilizzati dell'intero range di binning proposto dal produttore del LED.

In figura 4.9 sono proposte le curve di potenza ottica ed efficienza luminosa al variare della corrente. Queste ultime, in particolare, mostrano come i LED Osram,

Produttore	CRI	CCT	P(Y)/P(B)
Seoul	82.87	2980	1.62
Philips	82.33	3150	1.29
Osram	81	3122	1.64
Citizen	85.19	2988	1.56

Tabella 4.2: Alcune caratteristiche colorimetriche dei LED campione scelti per il confronto delle proprietà ottiche. $P(Y)/P(B)$ rappresenta il rapporto tra il valore di picco dell'emissione gialla e di quella blu.

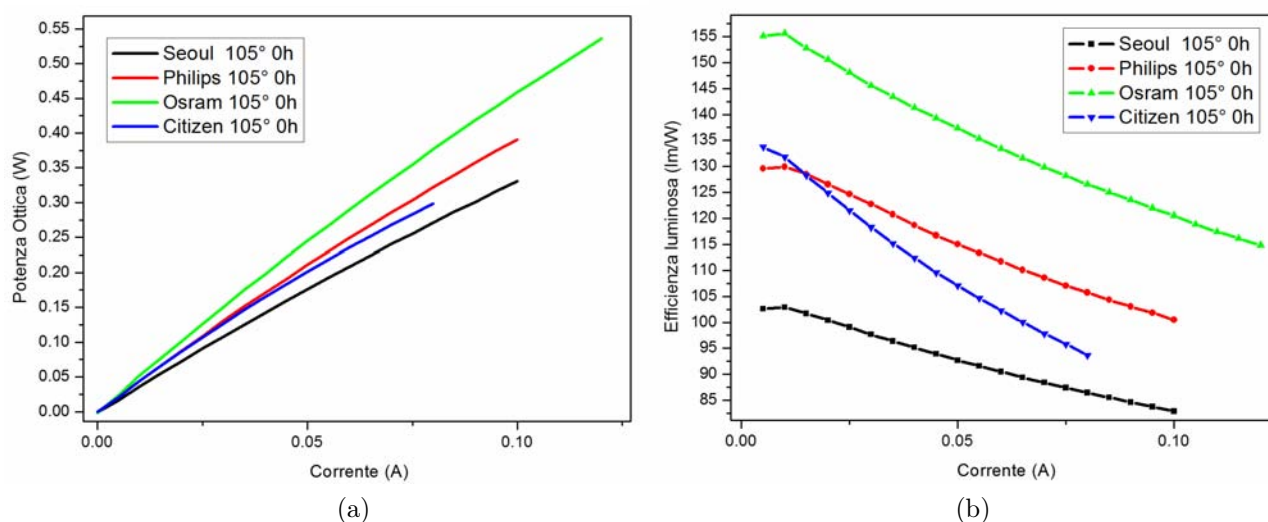


Figura 4.9: Confronto delle curve di L-I (potenza ottica vs. corrente) (a) e di efficienza luminosa (b) per i campioni di riferimento

per una qualunque corrente di polarizzazione, risultino essere molto più efficienti degli altri dispositivi in esame, ottenendo mediamente 20 lm/W di efficienza in più rispetto ai LED Philips, secondi in questo tipo di ranking. Notando come all'aumentare della corrente le curve di efficienza dei tre LED 5630 decrescano in maniera molto simile, possiamo supporre che il differente andamento dei LED Citizen sia (almeno in parte) attribuibile alla peggior gestione termica del relativo package, il cui effetto va quindi ad aggravare il fenomeno di efficiency droop costantemente presente per alte correnti d'iniezione.

Infine, data l'adozione della stessa semplice geometria di chip e l'assenza di lenti per lo shaping della radiazione emessa, tutte e quattro le tipologie di LED presentano il medesimo pattern di emissione lambertiano, per il quale l'intensità è proporzionale al coseno dell'angolo d'emissione (Fig. 4.10).

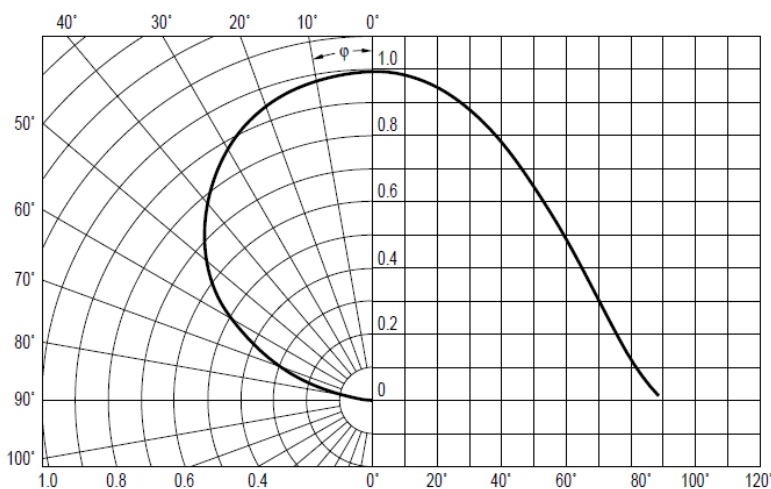


Figura 4.10: Curva fotometrica per un LED con pattern d'emissione lambertiano (LED Osram)

4.2 Descrizione del setup di misura

In questa sezione verranno descritte la strumentazione e le metodologie di misura adottate per la caratterizzazione elettrica ed ottica dei dispositivi. Poiché la ripetibilità delle misure è di assoluta importanza al fine di valutare l'evoluzione temporale dei parametri di controllo, ogni setup è stato rigorosamente testato in questo senso nella fase preparatoria allo studio di degrado accelerato dei LED.

4.2.1 Caratterizzazione elettrica

La misura della caratteristica I-V dei dispositivi è stata effettuata attraverso il *parameter analyzer* HP 4155A. Questo strumento, adatto alla caratterizzazione elettrica di dispositivi a semiconduttore, è dotato di quattro SMU (*Source-Measurement Unit*) ed è capace di registrare correnti nel range delle decine di fA. Il suo principale inconveniente è dato dalla massima corrente misurabile di 100 mA, il che, per il presente caso di studi, ha rappresentato un limite solamente nella caratterizzazione della R_{ON} dei LED Osram, la cui corrente nominale è per l'appunto di 20 mA superiore alla soglia di misura dello strumento.

Le misura di tensione vs. corrente di un dispositivo, nei limiti del possibile, dovrebbe essere sempre condotta utilizzando la configurazione Kelvin a 4 terminali (Fig. 4.11). Questo tipo di setup, mirato a minimizzare l'errore introdotto dalla resistenza serie dei terminali, prevede che l'alimentazione (e misura della corrente) del dispositivo e la misura ad alta impedenza della d.d.p. ai suoi capi vengano effettuate da circuiti separati, detti rispettivamente di *forcing* e di *sensing*.

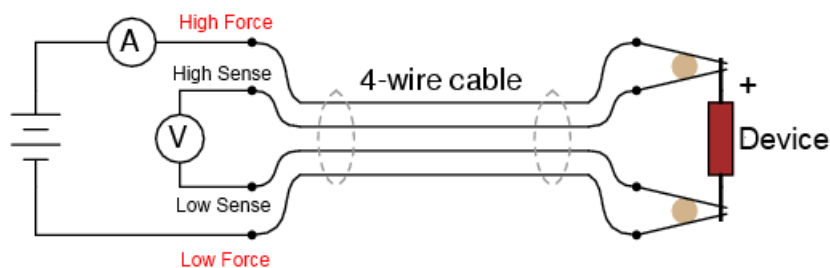


Figura 4.11: Setup per la misura I-V a quattro terminali

Per questo specifico caso di studi la caratterizzazione I-V è stata eseguita sfruttando un approccio a soli due terminali. Nonostante ciò, la ripetibilità della misura è stata assicurata utilizzando per ogni singola caratterizzazione i medesimi cavi di collegamento e coprendo opportunamente i dispositivi in modo da evitare la foto-generazione di portatori.

L'adozione del setup appena descritto ha fatto insorgere una seconda problematica di misura, indotta in questo caso dai disturbi elettro-magnetici captati dal sistema. Come è visibile in figura 4.12 le prime curve estratte dai campioni montati su PCB metallico presentavano dei notevoli “artefatti” per tensioni di polarizzazione diretta medio basse. Poiché tali anomalie erano assenti nelle misure preliminari condotte all'interno di una fixture metallica chiusa di piccole dimensioni, si è supposto che esse fossero dovute alle interferenze EM ambientali. Tale ipotesi è stata poi confermata modificando il tempo d'integrazione dello strumento per la caratterizzazione in diretta: passando da un sampling su ridotto intervallo di tempo ad uno più lungo è stato infatti possibile mediare l'effetto dei disturbi, con il risultato più che accettabile riprodotto dalle curve rosse di figura 4.12. Il lato negativo dell'aumento del tempo di integrazione è la maggiore influenza sulla misura assunta dell'auto-riscaldamento del dispositivo: ulteriori test, non riportati, hanno effettivamente dimostrato un leggero (fino a 10 mV) shift verso tensioni minori delle curve estratte con tempo di integrazione più lungo. Anche questo trade-off, dunque, è stato fatto al fine di poter valutare l'andamento temporale della caratteristica tensione/corrente per bassi regimi di polarizzazione. In polarizzazione inversa invece, dove la bassa densità di corrente non causa auto-riscaldamento del dispositivo e dove piccoli disturbi causano grandi oscillazioni nella misura, il tempo di integrazione è stato massimizzato.

Infine, anche il posizionamento dell'insieme PCB + dissipatore su una lamina metallica connessa a massa ha permesso un'ulteriore riduzione dell'impatto dei disturbi EM, parzialmente schermati dal nuovo piano di massa introdotto.

Oltre che l'impiego del parameter analyzer 4155A, la caratterizzazione dei dispositi-

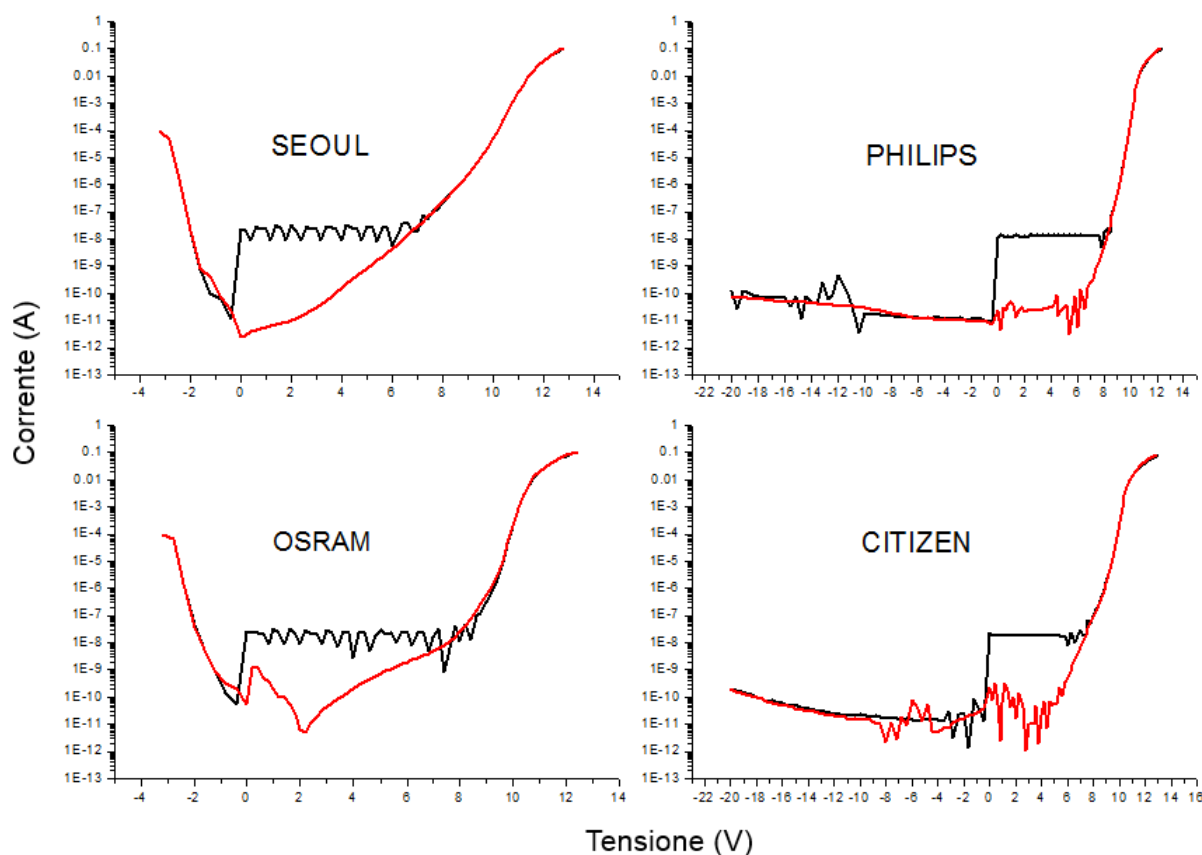


Figura 4.12: Effetto dei disturbi EM sulla caratteristica I-V dei dispositivi per tempo d'integrazione in diretta lungo (curva rossa) e corto (curva nera)

vi ha richiesto l'utilizzo di un altro fondamentale strumento: il *Source Meter* Keithley 2614B. Sia nelle misure di L-I che nei transienti e nelle mappe termiche tale articolo della strumentazione è stato utilizzato come sorgente d'alimentazione controllata per i dispositivi. Grazie alla presenza di due distinti canali, ciascuno allestito per la misura a quattro terminali, esso è stato sfruttato anche come sorgente per il segnale di trigger dello spettrometro. Il range DC dello strumento fino a $20\text{ V}/0.1$ (oppure 1 A) ha permesso di alimentare i dispositivi in test con una risoluzione in corrente inferiore ai 30 (oppure 50) μA e di misurarne la tensione con un'accuratezza, nel caso peggiore, di 1.8 mV : valori più che sufficienti per le tipologie di analisi svolte in questo percorso di studi.

Per automatizzare il processo di misura dei campioni, montati in quattro serie di quattro su ciascuna PCB sotto stress, è stata anche impiegata l'unità switch matrix HP 3488A. Questo è un semplice strumento formato da interruttori meccanici azionati elettricamente capace di fungere da multiplexer tra il segnale di sorgente/misura del 2614B ed i dispositivi da misurare/alimentare. Nello specifico l'unità in nostro pos-

nesso è stata configurata in modo tale da poter mappare i quattro terminali in uscita da uno dei canali del Source Meter su otto possibili gruppi di quattro uscite. Ciò ha permesso di estendere la connessione Kelvin 4W a più LED senza la necessità di dover riconfigurare manualmente le connessioni ad ogni cambio di dispositivo sotto esame.

4.2.2 Caratterizzazione ottica

Il setup per la caratterizzazione ottica dei dispositivi comprende: una sfera integratrice LabSphere LMS-650, uno spettrometro OceanOptics USB2000 connesso alla sfera tramite fibra ottica, un Source Meter Keithley 2614B, una switch matrix HP 3488A ed un PC adibito al controllo della strumentazione, connessa con interfaccia GPIB IEEE-488, tramite software LabView.

La sfera integratrice Detta anche sfera di Ulbricht, essa è l'apparato universalmente utilizzato per la misura del flusso radiante totale di una sorgente luminosa. La sua funzione specifica è quella di diffondere in modo uniforme su tutta la superficie interna la radiazione emessa dal corpo illuminante centrale. In particolare, la frazione di luce incidente sull'apertura in uscita della sfera risulterà essere insensibile alla particolare polarizzazione ed alla distribuzione spaziale, mai uniforme, della sorgente originaria. Poiché la luce incidente sulla superficie interna, dopo riflessioni multiple, viene equamente distribuita su tutti gli altri punti della sfera, essa può essere considerata come un diffusore ideale che distrugge (integrandola) l'informazione spaziale della sorgente preservandone invece la distribuzione spettrale di potenza.

I principali parametri costruttivi di cui si deve tenere conto in fase di progettazione della sfera sono i seguenti:

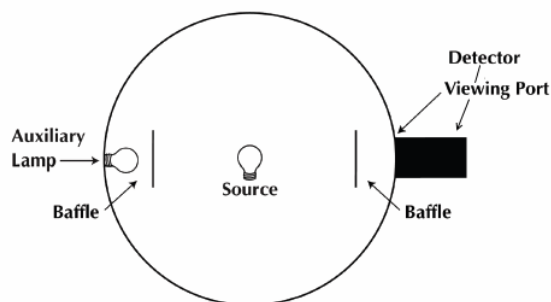
- il rapporto tra superficie delle aperture e superficie interna, che tipicamente non deve superare il 5%;
- la scelta del coating interno, che deve possedere un'elevata ($> 95\%$) riflettività nei confronti delle lunghezze d'onda d'interesse mantenendola il più stabile possibile nel tempo (un tipico materiale utilizzato per la diffusione di radiazione compresa tra il vicino UV ed il vicino IR è il solfato di Bario);
- il numero e il posizionamento degli schermi interni, necessari al fine di evitare l'accoppiamento diretto tra i fotoni emessi dalla sorgente luminosa e l'apertura d'uscita.

La particolare sfera integratrice utilizzata, il modello LMS-650 di LabSphere riportato in figura 4.13a, ha un diametro di 65 pollici ed è geometricamente configurata in mo-

do tale da permettere la misura del flusso luminoso di sorgenti omnidirezionali come lampade o bulbi. L'accesso al suo interno è garantito dalla possibilità di separarla in due semisfere, l'una agganciata ad un supporto mobile su rotaia, l'altra, quella con l'apertura d'uscita, fissa. All'interno (Fig. 4.13b) è presente un piedistallo ad altezza regolabile che, oltre a permettere l'allineamento con il centro della sfera, porta tutte le connessioni necessarie alla caratterizzazione delle sorgenti luminose in esame. Sono inoltre presenti una lampada ausiliaria per la calibrazione del sistema e due paratie per evitare l'accoppiamento tra questa lampada, o la sorgente al centro, con l'apertura d'uscita. Su quest'ultima, infine, è collocata una piccola sfera integratrice secondaria su cui è ricavato l'aggancio per la fibra ottica.



(a)



(b)

Figura 4.13: Foto della reale sfera integratrice utilizzata per la caratterizzazione ottica dei dispositivi (a). Tipica struttura interna di una sfera integratrice realizzata per la misura di sorgenti luminose omnidirezionali (b)

Per avere una misura d'irradianza assoluta, e non relativa, è necessario calibrare l'intero sistema, formato da sfera + sistema illuminante in esame + fibra + spettrometro. Per fare ciò sono necessarie due misure di calibrazione. La prima, condotta ad intervalli regolari di 30 giorni per compensare i cambiamenti strutturali della sfera, serve a determinare l'esatta conversione tra numero di conteggi per unità di lunghezza d'onda del foto-detector e densità spettrale di potenza assoluta, espressa in $\mu\text{W}/\text{nm}$. Per questa misura viene impiegata una lampada alogena con spettro (di corpo nero) certificato dal NIST. La risposta del sistema allo stimolo della lampada viene registrata e confrontata con lo spettro della lampada di riferimento tabulato dall'ente certificatore. Viene così creato un file di calibrazione che sarà poi utilizzato dal programma di controllo per la

conversione in grandezze assolute delle singole misure effettuate.

La seconda calibrazione, finalizzata a correggere la misura assoluta per l'assorbimento di radiazione da parte della struttura della sorgente stessa, viene eseguita un'unica volta per ogni specifico apparato illuminante in test. Il file di calibrazione ausiliario viene generato inserendo la sorgente spenta all'interno della sfera e misurando la risposta del sistema allo stimolo di una seconda lampada alogena, sempre con spettro di corpo nero, posta nell'apposito ricettacolo (Fig. 4.13b). Il rapporto tra lo spettro ottenuto da questa misura e quello ottenuto in assenza di campioni all'interno della sfera produce il fattore di correzione d'assorbimento da applicare alle misure di PSD effettuate per una data sorgente.

Lo spettrometro OceanOptics USB2000 Lo spettrometro rappresenta lo strumento fondamentale per la determinazione della densità spettrale di potenza di una data sorgente luminosa. Da questa misura, tramite opportune elaborazioni, è infatti possibile ricavare tutte le principali caratteristiche radiometriche (flusso radiante) e fotometriche (flusso luminoso, coordinate cromatiche, CCT, CRI...) della radiazione luminosa oggetto della caratterizzazione.

Il dispositivo utilizzato, prodotto da Ocean Optics, è basato su un detector a CCD lineare in Silicio operante in un range compreso tra i 350 ed i 1050 nm, con una risoluzione spettrale di circa 0.5 nm. Le principali parti di cui è composto lo spettrometro, schematizzato in figura 4.14, sono le seguenti:

1. un connettore SMA 905 per l'aggancio della fibra ottica proveniente dalla sfera integratrice;
2. un fessura di apertura variabile che regola la quantità di luce in ingresso alla camera ottica;
3. un filtro ottico per il taglio preventivo delle lunghezze d'onda fuori interesse;
4. uno specchio collimatore ricoperto in Argento che focalizza la radiazione in ingresso verso il reticolo di diffrazione;
5. un reticolo per la diffrazione del fascio proveniente dallo specchio collimatore;
6. uno specchio per la focalizzazione della luce diffratta sul piano del detector;
7. un array di lenti per una seconda focalizzazione dei fotoni sugli elementi del detector;
8. il detector a CCD responsabile della conversione in dato digitale dell'intensità spettrale della radiazione incidente. Il range di lunghezze d'onda corrispondenti

a ciascuno dei suoi 2048 pixel è determinato dalla specifica configurazione dello spettrometro, in particolare dalla scelta del numero di scanalature di cui il reticolo è composto.

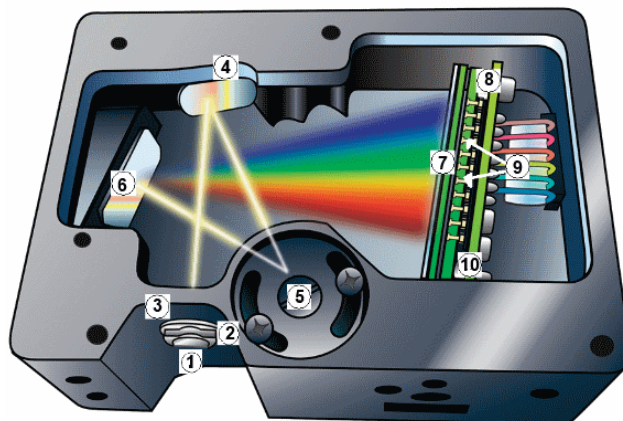


Figura 4.14: Struttura interna dello spettrometro Ocea Optics USB2000+

L'acquisizione dello spettro è sincronizzata con l'accensione dei dispositivi tramite un comando di trigger esterno fornito dal Source Meter. Il tempo d'integrazione della misura d'irradianza assoluta è stato accuratamente determinato (e mantenuto costante) per ognuna delle quattro tipologie di campioni in modo tale da non portare il CCD in regione non lineare, o peggio ancora in saturazione. Il programma Labiew utilizzato per la gestione delle misure fotometriche integra inoltre delle correzioni ausiliarie atte a compensare la corrente di buio, la stray light e la non linearità del detector.

Le post elaborazioni dello spettro acquisito da parte del programma di controllo, unite ai dati di caratterizzazione elettrica ricavati dal Source Meter, hanno permesso l'immediata valutazione di:

- potenza ottica totale (flusso radiante, [W]);
- potenza elettrica assorbita dal dispositivo;
- flusso luminoso [lm];
- efficienza luminosa [lm/W];
- coordinate cromatiche (x, y) ;
- CCT e CRI.

Ciascuno di questi parametri è stato misurato per step successivi di corrente di polarizzazione, partendo da un valore minimo di 5 mA ed arrivando, con un egual passo di 5 mA, alla corrente nominale del dispositivo. Ogni misura completa ha quindi prodot-

to delle curve in cui è possibile valutare l'andamento di un particolare parametro di controllo in funzione della corrente, come quelle già riportate in figura 4.9a e 4.9b.

4.2.3 Setup per lo stress dei dispositivi

Il degrado accelerato dei dispositivi è stato condotto inserendo questi ultimi in apposite camere climatiche regolate a temperature di 45, 65, 85 e 105 °C, visibili in figura 4.15a. La polarizzazione dei dispositivi inseriti nei forni (Fig. 4.15c) è stata affidata ad una



Figura 4.15: Batteria di forni utilizzati per lo stress dei dispositivi (a). Alimentatori adibiti alla polarizzazione dei campioni durante lo stress (b). Posizionamento dei campioni accesi all'interno del forno (c).

serie di 6 alimentatori switching operanti in regime di current compliance, 4 Agilent E3631A e 2 Agilent E3649A visibili in figura 4.15b. Od ogni step di stress i forni sono stati preriscaldati alla temperatura prevista, i campioni inseriti e, fatto passare un certo lasso di tempo necessario al raggiungimento della temperatura ambiente, accesi. Al termine di ogni sessione di stress i supporti dissipanti sono stati estratti e lasciati raffreddare per almeno 30 minuti prima di ogni misurazione: il controllo in temperatura di cui è dotata la stanza in cui sono collocati forni e sfera integratrice ha aiutato a mantenere costante a circa 25 °C la temperatura dei campioni durante il procedimento di caratterizzazione ottica.

Metodologia di stress Lo stress della basetta di test in FR-4 è stato effettuato fissando in modo temporaneo la PCB su un dissipatore, senza alcun materiale di inter-

faccia termica. I 16 LED collegati in serie sono stati alimentati da un Agilent E3649 e polarizzati a 100 mA: il setup così formato è stato lasciato in un ambiente a temperatura costante di 25° C per tutta la durata dello stress.

La durata degli step di stress è stata aumentata in modo esponenziale, incominciando con uno step di 30 minuti, poi uno di un'ora, due ore. . . : in questo modo è possibile caratterizzare in maniera ottimale il degrado dei LED nelle loro prime ore di stress, durante le quali, solitamente, si concentra il maggior decadimento di performance. In particolare, questo tipo di approccio permette di stimare correttamente le costanti di tempo con cui i parametri di controllo dei dispositivi variano all'avanzare del tempo di utilizzo. Se la variazione è di tipo esponenziale, e se il processo che la causa risulta essere attivato termicamente, la stima delle costanti di tempo al variare della temperatura di stress permette di valutare l'energia di attivazione specifica del processo stesso. Per fare ciò vanno innanzitutto estratte le costanti di tempo dalle cinetiche di degrado, delle quali viene riportato un esempio in figura 4.16a. Una volta trovate, esse vanno inserite in un grafico di Arrhenius: quest'ultimo ha in ascissa l'inverso della temperatura di giunzione moltiplicato per q/k (con k costante di Boltzmann), mentre in ordinata riporta il logaritmo dei tempi di failure associati alle diverse condizioni di stress, come visibile in figura 4.16b. La pendenza della curva di Arrhenius fittata, se sufficientemente in accordo con i dati sperimentali, rivela l'energia di attivazione del processo E_a .

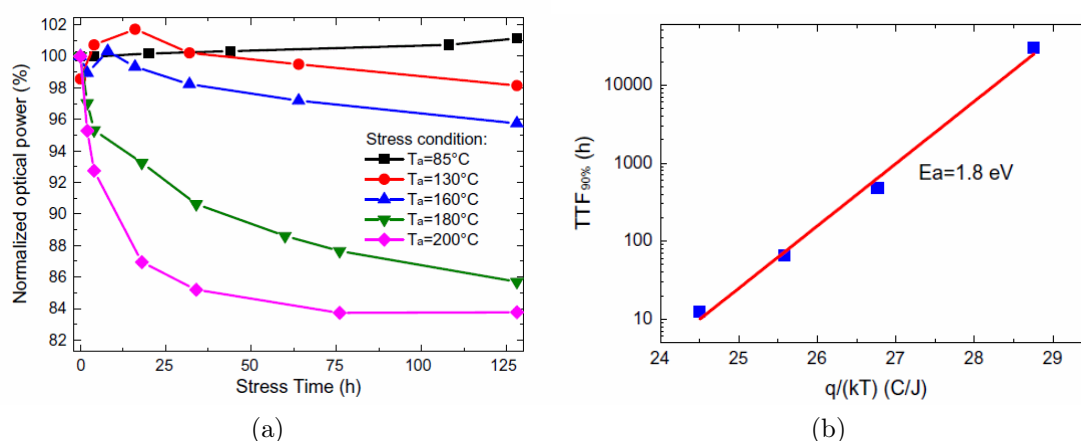


Figura 4.16: Cinetica di degrado della potenza ottica per un LED soggetto a stress ad elevata temperatura (a). Grafico di Arrhenius per il time to fail al 90% della potenza ottica (b). Fonte [59].

In realtà il calcolo dell'esatta costante di tempo non è indispensabile per un'analisi di *Time To Failure* (TTF). In generale è sufficiente individuare una condizione di failure, come ad esempio la decrescita del valore di potenza ottica emessa ad una

determinata frazione di quella del campione vergine, e graficarne i TTF per le diverse condizioni di degrado. L'utilizzo della costante di tempo piuttosto che un altro TTF è un caso particolare di questo tipo di procedimento, in cui la condizione di failure è identificata con la decrescita relativa del parametro di controllo al valore $1/e$. In questa sede la blanda degenerazione delle performance ottiche dei LED sottoposti a invecchiamento accelerato non ha permesso né un'analisi di TTF né una stima delle energie di attivazione dei processi di degrado in atto.

Le tempistiche di stress adottate per i campioni in test montati sulle PCB in metal-core sono quelle appena descritte. In questo caso, lo stress dei campioni in diverse condizioni di temperatura è stato condotto in accordo con la normativa IES-LM-80-08, la quale standardizza i metodi e gli strumenti da adottare per la verifica della stabilità temporale del flusso luminoso (lumen) e dell'emissione cromatica dei LED. L'approccio seguito è in realtà più completo di quello suggerito dalla normativa: a fronte delle temperature di stress di 55 e 85 °C (più una terza) che essa impone, infatti, i LED qui oggetto di studi hanno subito un degrado accelerato in quattro diverse condizioni di temperatura ambientale, pari, come già specificato, a 45, 65, 85, 105 °C.

Capitolo 5

Caratterizzazione termica

La temperatura di giunzione di un LED in condizioni operative determina la tipologia e la cinetica dei processi di degrado in atto. Elevati valori di temperatura, inoltre, causano una decrescita nell'efficienza radiativa del dispositivo. La stima di questo valore è dunque di fondamentale importanza ai fini dell'ottimizzazione termica del package dei LED e del sistema di dissipazione del calore degli apparati illuminanti che li utilizzano.

Esistono diversi approcci alla misura della temperatura all'interno dei dispositivi a semiconduttore, ciascuno con dei pro e dei contro che vanno valutati in base alla specifica tipologia di dispositivo in esame. In questo capitolo analizzeremo la tecnica di stima della temperatura di giunzione, basata sulla misura della tensione operativa del LED, utilizzata per questo caso di studi. Chiaritene le basi teoriche, verrà riportata per esteso la procedura di misura e calcolo per uno specifico set di campioni. Su queste basi saranno esposti i risultati globali di una prima caratterizzazione termica effettuata tramite TEC (*Thermo-Electric Cooling*), che verranno poi confrontati con quelli relativa ad una seconda e più precisa caratterizzazione tramite camera climatica.

5.1 L'impedenza termica

Il comune modello matematico adottato per lo studio semplificato del flusso di calore nei sistemi basati su dispositivi a semiconduttore si fonda sull'equivalenza tra la "struttura termica" di tali sistemi e quella elettrica di un circuito. Nello specifico, il flusso di calore, che attraversando i diversi materiali e le diverse interfacce presenti viene dissipato lasciandosi alle spalle un gradiente di temperatura, è assimilato ad una corrente elettrica che causa una caduta di potenziale sugli elementi resistivi da essa percorsi. L'analogia è facilmente intuibile osservando lo schema riportato in figura 5.1, in cui il generatore

di corrente I rappresenta il calore generato dal dispositivo: quando questo flusso di calore attraversa un materiale o un'interfaccia, ai capi di quest'ultima è presente una differenza di temperatura $\Delta T = R_{th}I$, dove il parametro R_{th} , chiamato *resistenza termica*, è una proprietà specifica dell'interfaccia (o del sistema di interfacce) stessa.

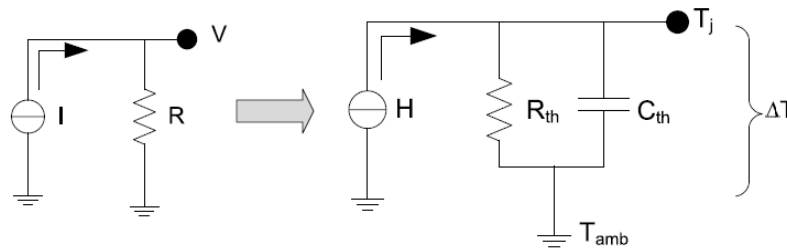


Figura 5.1: Schematico illustrante l'analogia tra flusso di calore in un sistema fisico e flusso di corrente all'interno di un circuito

La caratterizzazione delle performance di gestione del calore di un dispositivo in termini di resistenza termica permette un'agile valutazione della temperatura a cui esso si porta in condizioni operative e la corretta calibrazione del sistema dissipante cui deve essere associato. Assumiamo, ad esempio, che uno specifico LED di resistenza termica tra giunzione e solder-point nota R_{th-j_s} stia emettendo una potenza ottica P_{ott} a fronte di un consumo energetico di P Watt. Ipotizziamo inoltre che il sistema sia posizionato in un ambiente a temperatura T_{amb} e che il package del dispositivo sia direttamente interfacciato con l'aria: la temperatura di giunzione del dispositivo può allora essere espressa come

$$T_j = T_{amb} + \Delta T = T_{amb} + R_{th-j_s} \cdot (P - P_{ott}) \quad (5.1)$$

dove $P - P_{ott}$ è l'esatta potenza termica dissipata nel dispositivo, che differisce da quella elettrica assorbita, in modo tanto maggiore quanto più efficiente è il dispositivo, per la quantità di potenza ottica emessa. Ad ogni interfaccia termica che il calore incontra nel suo percorso verso l'ambiente circostante corrisponde una differente resistenza termica, che, nel modello appena presentato, va a sommarsi alle precedenti. Ciò potrebbe far erroneamente pensare che l'aumento di complessità del sistema di dissipazione, e quindi del numero di interfacce, incrementi necessariamente la resistenza termica complessiva tra giunzione e ambiente: in realtà, come vedremo dalle misurazioni effettuate, il valore specifico di R_{th-j_s} di un dispositivo fornito dal datasheet è un parametro indicativo, strettamente dipendente dalle condizioni di misura, che perde parzialmente di significato nel momento in cui il LED viene interfacciato con un altro materiale.

Osservando lo schema riportato in figura 5.1 è possibile notare la presenza di un

elemento reattivo. Tale elemento del modello è necessario per valutare la risposta temporale del sistema ad un'iniezione di calore. Infatti, se la resistenza termica è sufficiente per stimare la temperatura di un dispositivo in condizioni stazionarie, la più completa modellizzazione tramite *impedenza termica* si rivela di assoluta necessità nel caso in cui i dispositivi siano operati in regime impulsato, come ad esempio avviene per i LED utilizzati nelle lampade dei veicoli di emergenza.

5.2 Caratterizzazione elettrica della temperatura di giunzione

Il metodo di stima della temperatura di giunzione di un LED tramite misura elettrica è molto vantaggioso in quanto permette di effettuare il monitoraggio con le tipiche attrezzature presenti in laboratorio (nel caso specifico un Source Meter). Esso prevede due fasi di misura: la prima, di calibrazione, serve a individuare la specifica relazione tra parametro elettrico misurato (la tensione ai capi del diodo) e temperatura di giunzione, mentre nella seconda viene misurato il parametro con il dispositivo in condizione operative.

Il legame tra tensione operativa del LED V_F e temperatura di giunzione può essere ricavato analizzando le dipendenze da quest'ultimo parametro dell'equazione di Shockley, riproposta di seguito:

$$I_D = I_S \left(e^{qV_F/n_i kT} - 1 \right) \quad \text{con} \quad I_S = qA \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} \right) \quad (5.2)$$

dove, all'aumentare della temperatura, si ha che:

- le costanti di diffusione D_n e D_p calano in modo proporzionale a $T^{1/2}$;
- i tempi di vita dei portatori minoritari calano o aumentano a seconda del meccanismo di ricombinazione predominante: non radiativa nel primo caso, radiativa nel secondo;
- la densità di portatori intrinseci n_i aumenta secondo la legge

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp \left(-\frac{E_g}{2kT} \right) \quad (5.3)$$

dove N_C ed N_V sono le densità efficaci di stati al bordo della banda di conduzione

e della banda di valenza, la cui dipendenza dalla temperatura è espressa da:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} M_c \propto T^{3/2} \quad N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_h kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} M_c \propto T^{3/2} \quad (5.4)$$

dove M_c è il numero di minimi equivalenti nella banda di conduzione.

Ipotizzando una polarizzazione in diretta ($V_F \gg kT/q$) e ragionando in termini di densità di corrente, più che di corrente assoluta attraverso la giunzione, la (5.2) diventa

$$J_D = J_F \exp\left(\frac{V_F}{n_{id}kT}\right) \Rightarrow \frac{dV_F}{dT} = \frac{d}{dT} \left[\frac{n_{id}kT}{q} \ln \frac{J_F}{J_D} \right] \quad (5.5)$$

Inserendo l'espressione per la densità di corrente di saturazione espressa in (5.2) e le equazioni 5.3, 5.4 nella seconda parte di (5.5) si ottiene

$$\frac{dV_F}{dT} = \frac{qV_F - E_g}{qT} + \frac{1}{q} \frac{dE_g}{dT} - \frac{3k}{q} \quad (5.6)$$

che lega direttamente tensione del diodo e temperatura di giunzione. Sfruttando la già citata relazione (3.28) per la dipendenza dell'energy-gap dalla temperatura, e tenendo conto che per un tensione diretta vicina a quella di built-in (e drogaggio non degenero) vale la relazione

$$qV_F - E_g \approx kT \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) - kT \ln \left(\frac{N_C N_V}{n_i^2} \right) = kT \ln \left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V} \right) \quad (5.7)$$

allora la (5.6) assume la seguente forma:

$$\frac{dV_F}{dT} \approx kT \ln \left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V} \right) - \frac{\alpha T (T + 2\beta)}{q(T + \beta)^2} - \frac{3k}{q} \quad (5.8)$$

dove α e β sono i parametri di Varshni. Studi sperimentali [60] dimostrano che il particolare coefficiente di temperatura per la tensione in diretta del diodo espresso in 5.8 permette, con buona approssimazione, di individuare un relazione di tipo esponenziale o lineare tra V_F e T .

La misura di calibrazione, allora, prevede che il campione, portato a differenti temperature tramite l'ausilio di celle di Peltier o di una camera climatica, venga brevemente polarizzato con differenti livelli di corrente in modo da poterne rilevare le relative tensioni operative. Il tempo di polarizzazione deve essere il più breve possibile in modo da evitare l'autoriscaldamento del dispositivo, il quale indurrebbe un errore nella stima della temperatura di giunzione finale. Fatto ciò, il LED viene portato in condizioni

(elettriche ed ambientali) operative: all'atto della polarizzazione del dispositivo viene fatto partire un programma di monitoraggio della tensione che ne misura il transiente. Quest'ultimo viene poi fittato tramite uno schema di decadimento esponenziale triplice (somma di tre esponenziali decrescenti a differente costante di tempo) in modo da stimare con precisione il valore di tensione operativa a regime. A questo punto il dato appena trovato viene inserito nelle precedenti misure di calibrazione, dette anche *mappe termiche*. Nello specifico, a seconda che venga utilizzato un modello lineare o esponenziale, la dipendenza tra tensione V_F e temperatura è data da

$$V_F = A + BT_0 \quad \text{oppure} \quad V_F = A \exp\left(-\frac{T_0}{t_1}\right) + V_0 \quad (5.9)$$

dove T_0 è la temperatura imposta al campione, mentre A , B , t_1 e V_0 sono parametri di fitting. Esprimendo la temperatura in funzione della tensione

$$T_j = \frac{V_F - A}{B} \quad \text{oppure} \quad T_j = -t_1 \ln \frac{V_F - V_0}{A} \quad (5.10)$$

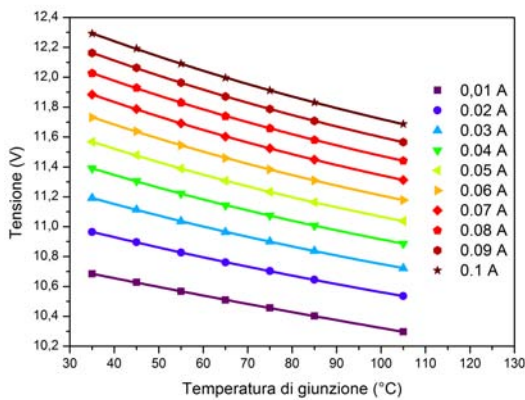
è dunque possibile ricavare la temperatura di giunzione del dispositivo in condizioni operative.

Ripetendo la misura di transiente per diverse correnti di polarizzazione viene ricavata la curva, approssimativamente lineare, di temperatura di giunzione in funzione della potenza termica dissipata dal diodo. La pendenza di tale retta risulta essere esattamente la resistenza termica del device per come è stata definita in (5.1), mentre l'intercetta con l'asse delle ordinate, idealmente pari alla temperatura ambientale al momento della misura dei transienti, fornisce un metro di giudizio per la bontà della caratterizzazione termica appena eseguita.

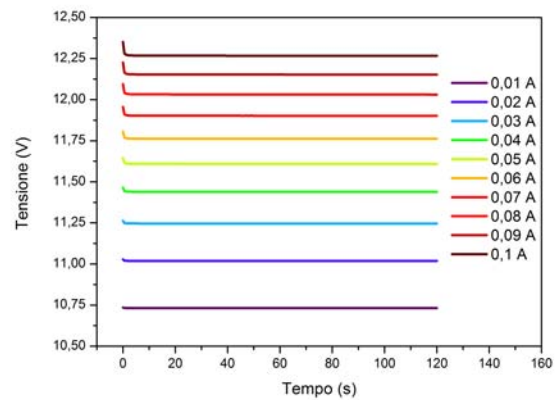
Un esempio di caratterizzazione termica

Vedremo ora nel dettaglio il procedimento di estrapolazione di temperatura di giunzione e resistenza termica per i LED Philips stressati a 105 °C per 250 ore. Le mappe termiche sono state eseguite con l'ausilio di una camera climatica Vötsch VCL 7003, mentre i transienti sono stati ricavati in un ambiente termocontrollato ad una temperatura di 25 °C. Entrambe le misure sono state condotte al buio, in modo da evitare rumore di misura indotto dalla fotogenerazione di portatori.

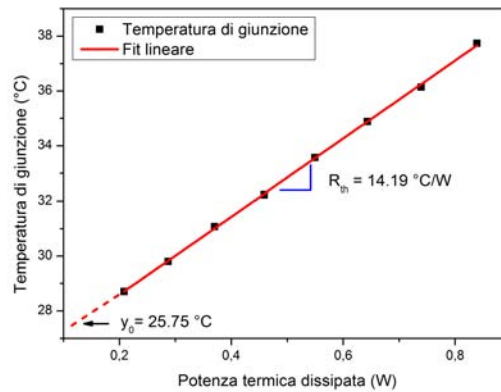
In figura 5.2a sono riportate le mappe termiche (punti) ed il relativo fitting esponenziale (linee) misurate per lo specifico campione in esame in un range di temperature variabile dai 35 ai 105 °C a passi di 10 °C. Si può notare come all'aumentare della cor-



(a) Mappe termiche



(b) Transienti



(c) Resistenza termica

Figura 5.2: Misure eseguite per la caratterizzazione termica dei LED Philips stressati a 105 °C per 250 h

rente di polarizzazione, e quindi della potenza dissipata, l'andamento delle curve tenda a divenire sempre più marcatamente esponenziale. Per quanto riguarda i transienti, misurati in un intervallo di tempo di 120 s (Fig. 5.2b), l'assestamento risulta ottimo già dopo poche decine di secondi dall'inizio della polarizzazione: la piccola costante di tempo del decadimento è dovuta alla bassa potenza dissipata dai campioni in esame, all'ottimo sistema di dissipazione implementato, ed alla (relativamente) bassa temperatura dell'ambiente in cui sono state effettuate le misure di transiente.

Una volta ricavati tramite fitting i valori finali su cui si assesta la tensione operativa della serie di LED, questi sono stati inseriti nella (5.10) con i parametri estrapolati dalle mappe termiche per ottenere la stima di temperatura di giunzione. Plottando questo valore in funzione della potenza termica dissipata dai dispositivi, infine, è pos-

sibile ricavarne la resistenza termica come pendenza della retta di fitting (figura 5.2c). L'ottimo accordo di questa curva con i dati di origine ed il valore d'intercetta prossimo ai 25° C suggeriscono che la caratterizzazione termica effettuata sia andata a buon fine.

Poiché la caratterizzazione è stata effettuata su una serie di 4 LED, i valori di resistenza termica e di temperatura di giunzione sono da intendersi come una media di quelli specifici di ciascun dispositivo.

I super-transienti

Il procedimento appena descritto permette di modellizzare il comportamento termico dei LED in termini di resistenza termica e di poterne calcolare la temperatura di giunzione tramite la (5.1). La bontà della stima di T_j estrapolata con questo metodo presenta tuttavia dei limiti. Oltre all'errore introdotto dall'approssimazione di fitting, infatti, un tale metodologia non tiene conto né dell'eventuale presenza di altre sorgenti di calore nei pressi del dispositivo in esame (come le ulteriori tre serie di LED dislocate sulle PCB oggetto di studi), né della variazione della resistenza termica con la temperatura.

Per avere una stima il più precisa possibile della temperatura di giunzione è dunque d'obbligo, come già specificato, la misura del transiente di V_F nelle reali condizioni operative o di stress del LED. Il setup e le condizioni per questa misura, detta *super-transiente*, coincidono con quelle utilizzate per lo stress dei dispositivi, con la differenza data dal posizionamento di un Source Meter in atto di monitoraggio della tensione ai capi della serie di campioni in esame. La misura continua di questo valore è stata protratta per un arco di tempo di 30 minuti, sufficienti a garantire un errore accettabile nel successivo fitting di decadimento esponenziale. Il risultato è visibile in figura 5.3.

Utilizzando i parametri di fitting estrapolati dalla mappa termica a 0.1 A (corrente di stress) ed il nuovo valore di tensione a regime ricavato dal super-transiente (11.549 V per la precisione) si ottiene una temperatura di giunzione stimata pari a circa 126.52 °C, di circa 10 °C superiore a quella calcolata tramite

$$T_{j-stress} = T_{amb} + R_{th} \cdot (P - P_{ott}) = 116.91 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (5.11)$$

dove R_{th} è la resistenza termica calcolata precedentemente, $T_{amb} = 105 \text{ } ^\circ\text{C}$ e la potenza termica dissipata è di circa 0.839 W.

Come intuibile dalla non irrilevante differenza tra le due stime di T_j , sufficiente a sancire l'attivazione di un ulteriore meccanismo di degrado, l'effetto del mutuo riscaldamento tra dispositivi deve essere necessariamente considerato nella caratterizzazione

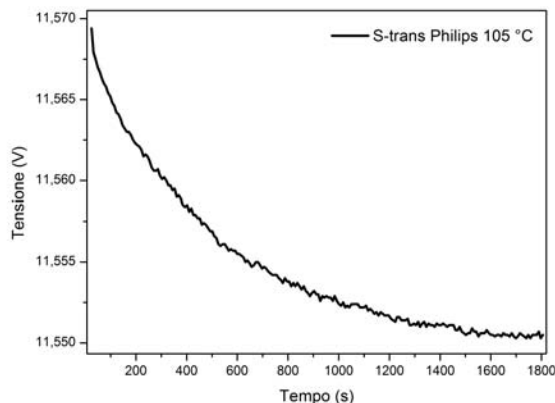


Figura 5.3: Super-transiente misurato per la serie di LED Philips in condizioni di stress a 105 °C

termica di un sistema multi-sorgente, specialmente nel caso in cui la particolare conformazione della PCB e del substrato dissipante, se presente, favorisca maggiormente un flusso di calore laterale piuttosto che verticale.

5.3 La caratterizzazione termica effettuata tramite TEC sui campioni vergini

La prima caratterizzazione termica è stata effettuata sui campioni vergini che saranno poi stressati a 45, 65, e 85 °C. Le misure, sia di transienti che di mappe termiche, sono state condotte fissando il PCB in metal-core su un baseplate in rame massivo termocontrollato tramite celle di Peltier. La regolazione delle celle è stata adibita ad un Arroyo 5310 TECSOURCE, comandato da software Labview. Anche in questo caso l'alimentazione dei LED ed il monitoraggio di tensione e corrente sono stati affidati ad un Source Meter Keithley 2612, di specifiche leggermente differenti rispetto a quelle del modello 2614B precedentemente descritto, connesso ai campioni attraverso un collegamento a quattro terminali opportunamente re-indirizzato dall'unità switch matrix. I risultati di questa caratterizzazione termica preliminare sono riportati in figura 5.4, mentre i valori dei parametri di resistenza termica e temperatura di giunzione (a corrente nominale e a circa 25 °C di temperatura ambiente) estrapolati dalle misure sono visibili in tabella 5.1.

5.3. La caratterizzazione termica effettuata tramite TEC sui campioni vergini

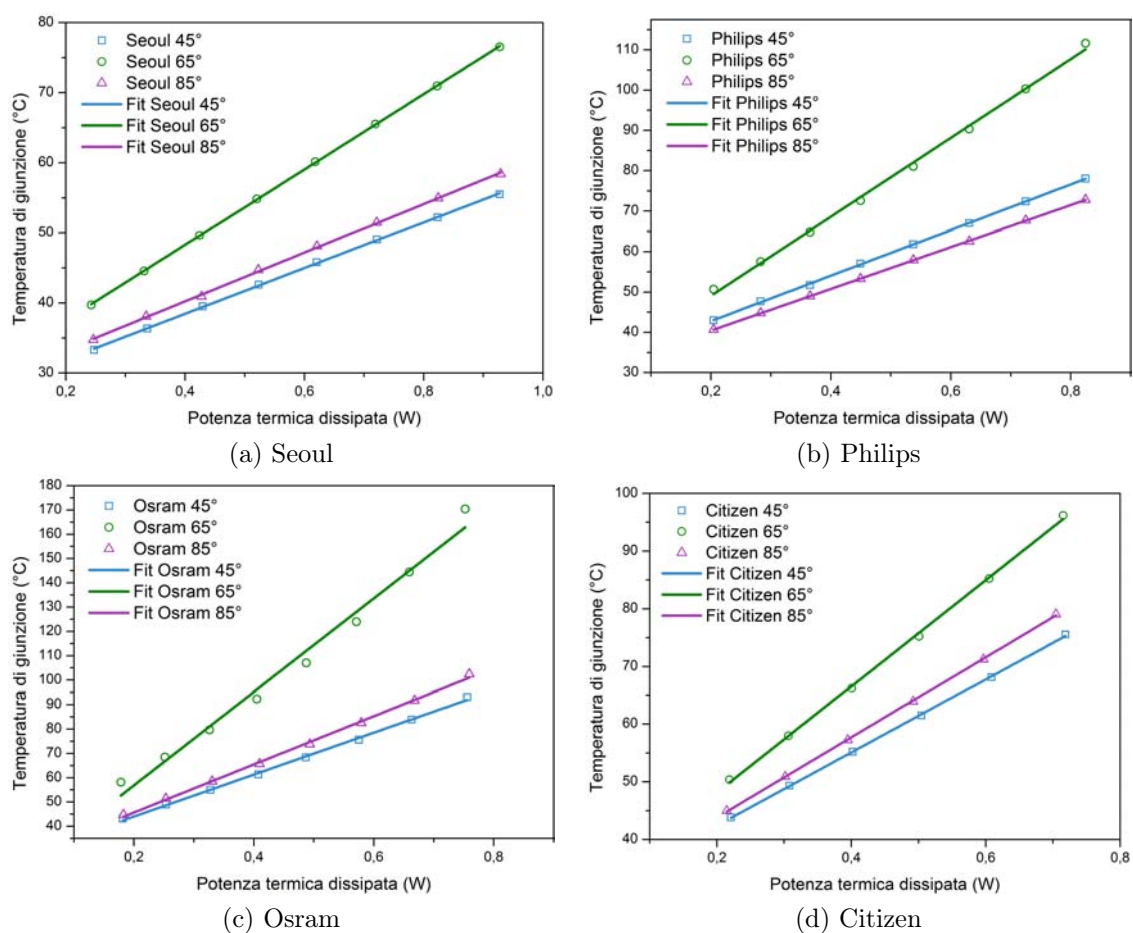


Figura 5.4: Risultati dalla prima caratterizzazione termica

	R_{th} [$^{\circ}C/W$]	R_{th} (d.s.) [$^{\circ}C/W$]	T_{amb} (estrapolata)	$T_j @ I_{nom}$
Seoul 45°	32.64	15	25.40	55.51
Seoul 65°	53.80		26.77	76.55
Seoul 85°	34.74		26.33	58.40
Philips 45°	56.93	24	31.45	78.01
Philips 65°	99.15		29.30	111.63
Philips 85°	51.73		30.09	72.78
Osram 45°	86.25	48	26.80	93.10
Osram 65°	191.86		18.48	170.41
Osram 85°	98.93		25.90	102.47
Citizen 45°	63.38	90	29.75	75.55
Citizen 65°	92.04		29.76	96.21
Citizen 85°	69.45		29.94	79.06

Tabella 5.1: Parametri estratti dalla prima caratterizzazione termica effettuata tramite TEC. (d.s. = valore tipico del parametro estratto dal datasheet)

Osservando le curve di T_j in funzione della potenza termica dissipata delle quattro diverse serie di campioni in esame è immediato notare un discostamento di tutte le curve relative alla PCB destinata allo stress a 65°C da quelle ricavate per le altre due serie dello stesso tipo di LED. Le curve verdi di Philips ed Osram 65°C , in particolare, dimostrano un andamento più esponenziale che rettilineo, con una temperatura ambiente estrapolata vicina ai 30°C : tutto ciò fa supporre ad un qualche errore di misura nella caratterizzazione termica della PCB in questione.

Dalla tabella 5.1 si può inoltre notare come valori (troppo) elevati di resistenza termica e di temperatura di giunzione (ripetiamolo, a corrente nominale e in ambiente a temperatura di 25°C) siano comuni a tutti i campioni esaminati. Dato che una seconda misura effettuata con la stessa metodologia non ha portato ad alcun miglioramento nella qualità dei dati estrapolati, si è deciso di proseguire prendendo due ulteriori accorgimenti, ovvero:

- effettuare le misurazioni dei transienti sui dissipatori in alluminio che saranno poi utilizzati come supporto termico durante lo stress;
- effettuare un pre-stress “elettrico” di un’ora ad una corrente di 20 mA ed una temperatura (regolata tramite TEC) di 25°C .

Le motivazioni di tali scelte ricadono da un lato sulla necessità di misurare l’effettiva resistenza termica tra giunzione ed ambiente, e non quella tra giunzione e baseplate (che ha una notevole inerzia termica), dell’insieme LED + dissipatore che verrà poi sottoposto a degrado accelerato, dall’altro sulla volontà di stabilizzare la caratteristica elettrica dei dispositivi, senza però indurre alcuno stress termico.

Il fatto che anche il cambiamento di queste variabili di misura non abbia portato a risultati validi ha permesso di individuare, per esclusione, l’anello debole del processo di caratterizzazione termica: la mappatura termica. Nella prossima sezione vedremo allora quale è stato il successivo, e vincente, approccio adottato per il calcolo delle mappe termiche dei dispositivi, basato non più su TEC, ma sull’utilizzo di una camera climatica.

5.4 La caratterizzazione termica effettuata tramite camera climatica a 250 ore

Il controllo di temperatura dei dispositivi tramite camera climatica offre principalmente un grande vantaggio rispetto al metodo già analizzato: l’uniformità di riscaldamento.

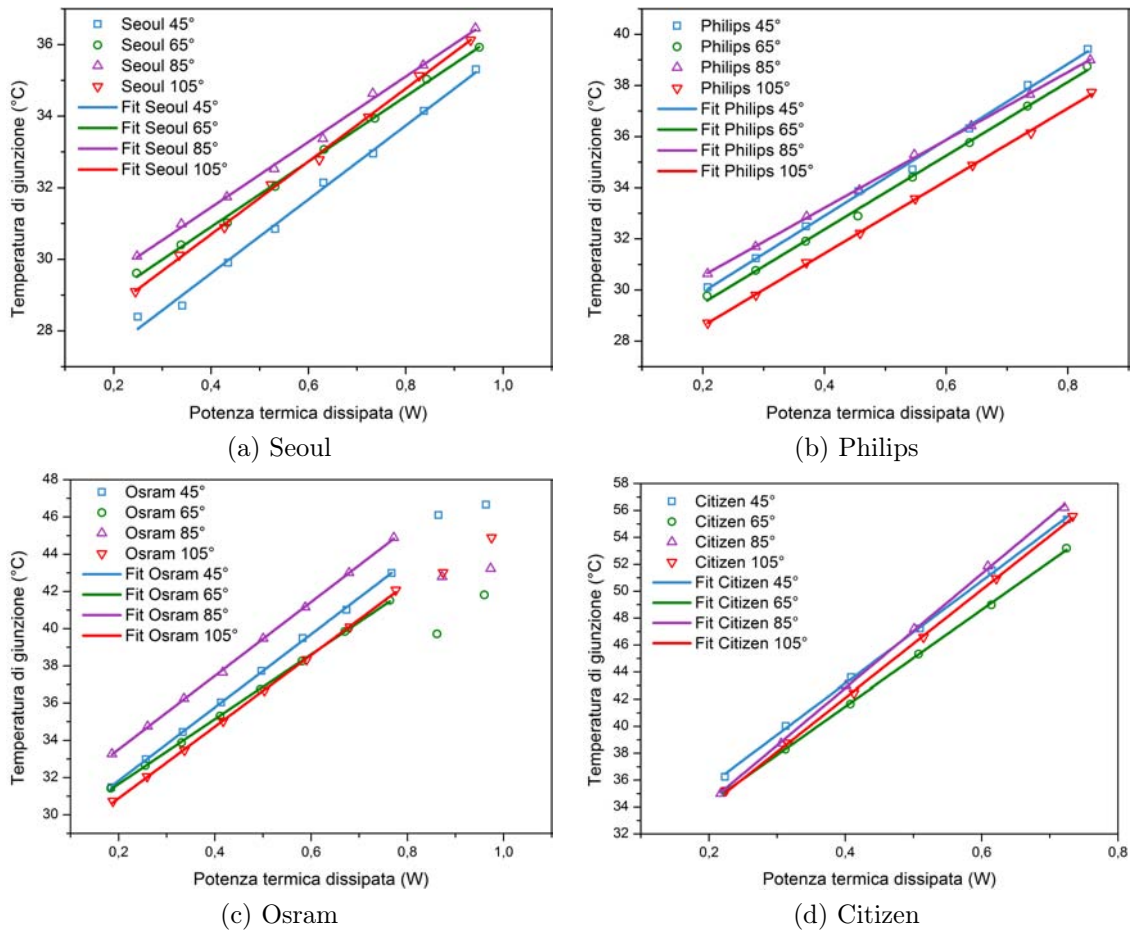


Figura 5.5: Risultati dalla caratterizzazione termica effettuata in camera climatica

Il condizionamento termico di tutto l'ambiente e delle strutture annesse e connesse ai dispositivi in esame garantisce un'elevata omogeneità di temperatura, rafforzata peraltro della presenza del dissipatore in alluminio che, se sottoposto a graduale variazione di temperatura, tende a mantenerla.

Tipicamente la misura di mappe termiche su baseplate termo-controllato da TEC è sufficiente a garantire una discreta validità dei dati estratti. Nel nostro caso la grande differenza tra le due metodologie di misura è, ragionevolmente, da attribuirsi al fatto che ciò che si sta caratterizzando non è un LED singolo ben localizzato, ma una serie di dispositivi dislocati su tutta la lunghezza della PCB (e del baseplate). Poiché né il termo-controllo tramite TEC è perfettamente uniforme, né d'altra parte il monitoraggio di temperatura, affidato ad una singola termocoppia inserita nel baseplate, lo può verificare, è lecito supporre che la non omogeneità del riscaldamento (o raffreddamento) della PCB causi una certa inconsistenza dei parametri termici estrapolati.

L'unico trade-off che si è dovuto affrontare con questo tipo approccio è stato quello relativo al tempo di integrazione. Come già accennato, questo parametro dovrebbe

essere il più basso possibile, tendenzialmente inferiore a 100 ns. Tuttavia, sia a causa dei disturbi EM captati dal sistema di collegamento, sia a causa delle vibrazioni meccaniche indotte dal funzionamento della camera climatica, il tempo d'integrazione che è stato necessario adottare al fine di mediare l'errore di misura indotto da questi due fattori è di 2 ms, ovvero 0.1 PLC (*Power Line Cycle*). A favore di questa scelta bisogna tenere presente, d'altra parte, che i dispositivi in esame sono LED a medio-bassa potenza (< 0.35 W, con circa il 30% di efficienza) per i quali il contributo di auto-riscaldamento per brevi intervalli di polarizzazione è tendenzialmente meno invasivo, in termini di correttezza della misura, di quello indotto nei LED ad alta potenza.

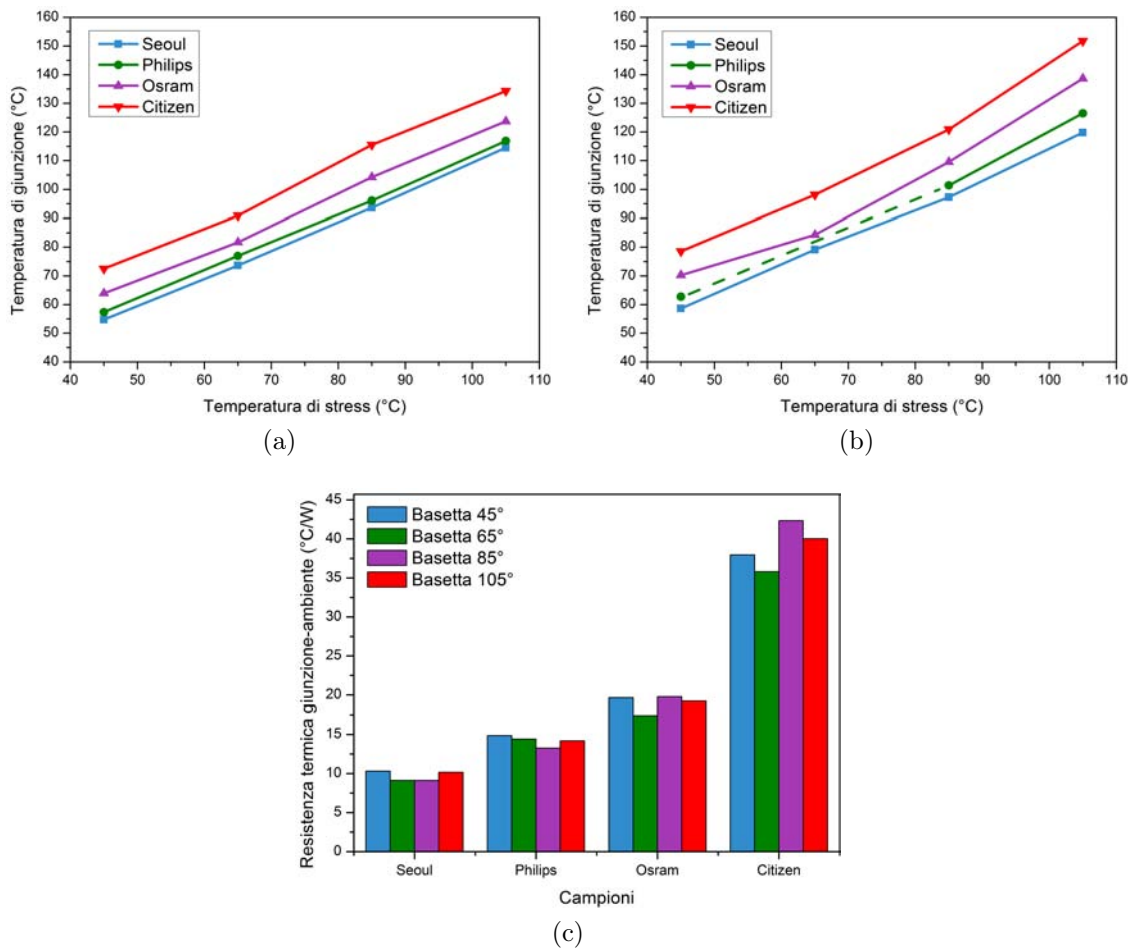


Figura 5.6: Temperature di giunzione raggiunte dai vari campioni in esame nelle quattro diverse condizioni di stress, con T_j calcolata da R_{th} (a) e tramite super-transiente (b). Variabilità della resistenza termica per i campioni di ciascun produttore (c).

5.4. La caratterizzazione termica effettuata tramite camera climatica a 250 ore

I risultati della caratterizzazione con mappe termiche effettuate in camera climatica sono visibili in figura 5.5. Rispetto alle curve ottenute nel precedente tentativo è immediato notare una maggiore coerenza sia tra la pendenza delle rette di fitting per campioni dello stesso tipo, sia tra gli stessi punti di misura, che, in linea di massima, mostrano un trend decisamente lineare. A tale proposito, l'unica anomalia nelle curve di temperatura di giunzione vs. potenza dissipata è presente nei grafici relativi ai campioni Osram per correnti di 0.11 e 0.12 A (Fig. 5.5c). Per tali correnti di polarizzazione è visibile un discostamento netto dall'andamento lineare invece presentato da T_j per valori di potenza dissipata, e quindi di corrente, inferiori. Come vedremo anche nelle curve di efficienza luminosa di questi campioni, tale effetto è da attribuirsi al cambio di range del Source-Meter oltre i 100 mA: poiché gli Osram sono gli unici dispositivi ad avere una corrente nominale superiore a questo valore, l'artefatto di misura è stato rilevato solamente per questo tipo di LED, per i quali la resistenza termica è stata quindi calcolata escludendo dal fitting i punti di misura incriminati.

	R_{th} [°C/W]	σR_{th} [°C/W]	T_{amb} (estr.) [°C]	$T_j @ I_{nom}$ [°C]	$T_j @ stress$ (da R_{th}) [°C]	$T_j @ stress$ (da S.tr.) [°C]
Seoul 45°	10.32	0.65	25.48	35.30	54.75	58.64
Seoul 65°	9.12		27.26	35.92	73.67	79.17
Seoul 85°	9.14		27.79	36.46	93.62	97.28
Seoul 105°	10.18		26.62	36.16	114.50	119.84
Philips 45°	14.87	0.67	26.95	39.42	57.38	62.77
Philips 65°	14.42		26.60	38.74	76.99	-
Philips 85°	13.27		27.90	38.99	96.11	101.40
Philips 105°	14.19		25.75	37.74	116.91	126.52
Osram 45°	19.67	1.10	27.90	46.66	63.95	70.29
Osram 65°	17.41		28.18	41.81	81.71	84.33
Osram 85°	19.79		29.56	43.23	104.26	109.57
Osram 105°	19.23		27.04	44.89	123.75	138.66
Citizen 45°	37.96	2.80	27.99	55.33	72.53	78.58
Citizen 65°	35.80		27.14	53.19	90.93	98.16
Citizen 85°	42.33		25.89	56.20	115.54	120.93
Citizen 105°	40.01		26.10	55.58	134.34	151.79

Tabella 5.2: Parametri estratti dalla seconda caratterizzazione termica

La bontà del nuovo approccio di misura è testimoniata anche dalla piccola varianza tra le resistenze termiche di dispositivi dello stesso tipo ($< 7\%$, figura 5.6c) e dalle più sensate temperature di giunzione ($35 - 55^\circ\text{C}$) raggiunte a regime in condizioni operative nominali (tabella 5.2). Si può notare come queste ultime, ragionevolmente, risultino molto simili per i campioni Seoul e Philips basati sullo stesso package e aventi uguale corrente nominale (100 mA). I LED Osram, polarizzati a 120 mA e posizionati al centro della PCB, mostrano invece una T_j mediamente più elevata di 5°C . Infine i LED Citizen, come prevedibile dal ridotto design termico adottato, raggiungono le temperature di giunzione più elevate di tutti i campioni in esame, pari a circa 55°C a temperatura ambiente.

In figura 5.6b è riportato l'andamento della temperatura di giunzione dei dispositivi durante lo stress, calcolata tramite misura dei Super-transienti, in funzione della temperatura di stress stessa: il punto mancante per la T_j reale dei LED Philips stressati a 65°C è dovuto alla failure di uno dei quattro campioni in serie, causata da errore umano proprio durante la misura del super transiente (per coerenza si è preferito non riportare la stima di T_j , mediata ora tra tre LED invece che quattro, calcolata nella nuova condizione). Esaminando ulteriormente il grafico, che fornisce il dato di maggiore rilevanza per la categorizzazione dei processi di degrado innescati e/o accelerati dalla temperatura, possiamo notare come, coerentemente con le resistenze termiche calcolate, i LED Citizen siano quelli che raggiungono la condizione di stress termico più critica, con una T_j di circa 152°C per i campioni stressati ad una temperatura ambientale di 105°C . Rispetto alla stima di T_j calcolata da R_{th} c'è un aumento che va dai 4 ai 18°C , maggiore tanto più è elevata la temperatura di stress e tanto più grande è la resistenza termica del particolare campione.

In conclusione la caratterizzazione termica dei dispositivi ha ne ha principalmente evidenziato due proprietà:

- un variabilità del valore di resistenza termica tra i 9 ed i $19^\circ\text{C}/\text{W}$ per i dispositivi basati su package 5630, con i valori minimi, probabilmente favoriti dalla configurazione a doppio chip, raggiunti dai LED Seoul;
- la discreta gestione del (relativamente poco) calore generato al loro interno.

Il ridotto (ma appropriato) design termico dei LED 5630 in esame, dunque, è risultato non eccessivamente penalizzante per la temperatura di giunzione, che solamente per il ciclo di degrado accelerato condotto a 105°C ha raggiunto e/o superato il massimo valore di guardia riportato sui rispettivi datasheet.

Leggermente diverso è il caso dei LED Citizen, i quali hanno raggiunto la propria

T_{j-max} già per lo stress a 85 °C. Bisogna però dire che questi dispositivi, in relazione alle ridotte dimensioni del package e del relativo pad termico (accomunato al contatto di catodo), si sono comunque dimostrati sufficientemente adeguati all'implementazione nelle moderne soluzioni d'illuminazione, previo però il corretto design della struttura dissipante e/o l'utilizzo di una corrente di polarizzazione sub-nominale, la quale compenserebbe parzialmente l'elevata resistenza termica intrinseca rilevata.

5.5 L'analisi termica della PCB in FR-4

Prima di passare all'analisi dei risultati dello studio di degrado accelerato, che rivelerà l'effettiva influenza della temperatura di giunzione sull'affidabilità dei dispositivi, è utile fare una breve considerazione sulla gestione termica della PCB in FR-4.

A causa della bassa conducibilità termica di questo materiale la misura delle mappe termiche tramite TEC è da escludersi. Inoltre, necessitando più di un'idea di massima della distribuzione del calore piuttosto che di una valutazione precisa della T_j , si è optato per una caratterizzazione termica tramite termocamera. L'immagine a infrarossi ricavata a fine stress tramite pistola termocamera FLIR® i50 è riportata di seguito in Fig. 5.7.

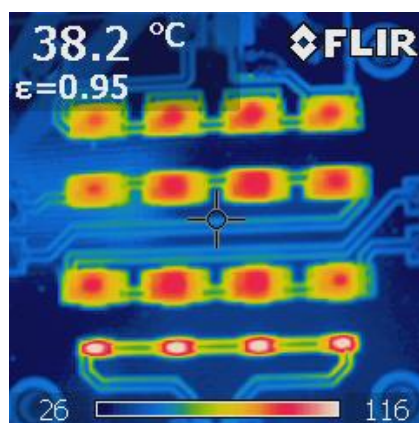


Figura 5.7: Immagine IR della PCB in FR-4 presa al termine dello step di stress da 256 ore. Dall'alto verso il basso: LED Seoul, Philips, Osram e Citizen

Poiché non sono stati presi particolari accorgimenti per la correzione di emissività o di riflettività del soggetto (molto elevata da parte del supporto in alluminio e dello strato di rame superficiale della basetta), le temperature riportate non possono essere intese come assolute. D'altra parte il materiale incapsulante depositato sui LED è molto simile per tutti i campioni in esame, sicché ciò non preclude una lettura termica in termini relativi, che è esattamente l'obbiettivo di questa misurazione.

Dunque, oltre a fornire un'imprecisa stima delle temperature in gioco, l'analisi dell'immagine sopra riportata permette essenzialmente di confermare i seguenti fatti:

- la scarsa conducibilità termica dell'FR-4, deducibile dal forte gradiente di temperatura presente tra dispositivo e zona circostante;
- il maggior riscaldamento dei LED collocati al centro della PCB;
- la simile gestione del calore dei LED basati su package 5630;
- lo "svantaggio termico" dei LED Citizen, dovuto, come già specificato, alla ridotte dimensioni del package.

Come vedremo nel capitolo successivo, la scarsa dissipazione della PCB in FR-4 comporterà un rate di degrado dei campioni su di essa montati simile, se non maggiore, a quello rilevato nella condizione di stress a 105 °C, risultando quindi del tutto inadatta a fungere da base circuitale per questa categoria di dispositivi.

Capitolo 6

Lo studio di degrado accelerato

In questo capitolo verranno riportati i risultati sperimentali dello studio di degrado accelerato condotto sulle quattro diverse tipologie di campioni in esame. Per ciascuna di esse saranno presentate le cinetiche di degrado estratte dalle caratterizzazioni elettriche ed ottiche effettuate durante i cicli di stress a 45, 65, 85 e 105 °C prolungati per un arco di tempo variabile dalle 1000 ore (LED stressati a 105 °C) alle 2000 ore totali (LED stressati a 45, 65 e 85 °C). Queste saranno poi confrontate con il test preliminare, della durata di 500 ore, condotto sulla basetta in FR-4 ad una corrente di polarizzazione comune di 100 mA. Verrà infine fatto un confronto globale tra le soluzioni esaminate, dal quale saranno poi tratte le conclusioni sul lavoro svolto.

Note sulla presentazione dei risultati

Prima di procedere alla presentazione dei dati sperimentali è d'obbligo definirne le modalità d'esposizione:

- Tutte le grandezze normalizzate riportate nelle cinetiche di degrado, a meno che diversamente esplicitato, vanno intese come normalizzate al rispettivo valore a 0h di stress.
- Ove possibile, tutti i grafici relativi ad uno stesso parametro o tipo di caratterizzazione di una determinata tipologia di LED sono stati riportati con la stessa scala e lo stesso range.
- Gli spettri, tutti riportati nel caso di polarizzazione a corrente nominale, sono stati raffinati con un filtro a media mobile con finestra di 9 punti.
- La misura d'irradianza assoluta a 5 mA (corrente minima) è molto rumorosa: ciò va tenuto in considerazione nell'analisi delle curve L-I ed efficienza vs. corrente.

- Gli inserti hanno le stesse unità di misura del grafico principale, ma, in alcuni casi come le curve I-V ed L-I, scala diversa.
- La scala, lineare o logaritmica, delle cinetiche di variazione dei parametri di controllo è stata opportunamente scelta in modo da evidenziare nel miglior modo possibile la variazione stessa.

6.1 Risultati per lo stress dei LED Seoul

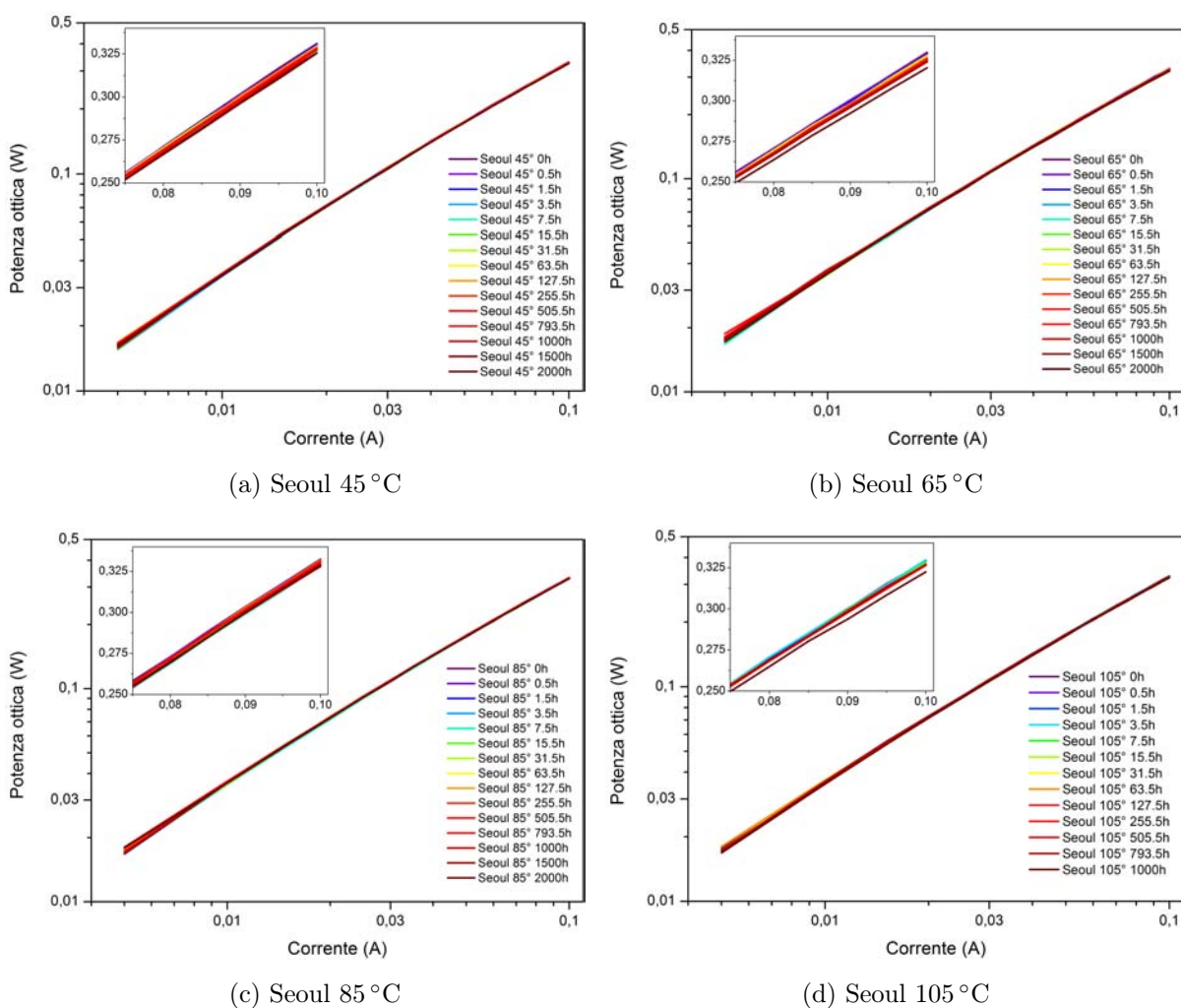
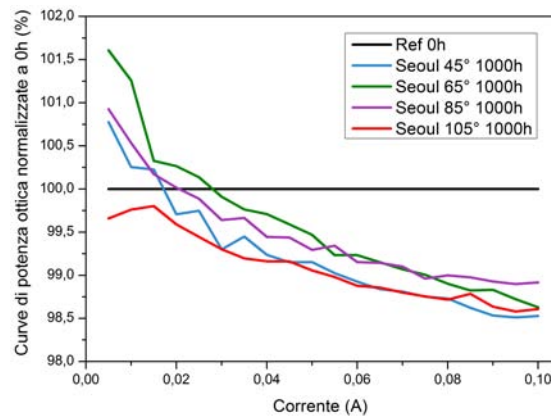
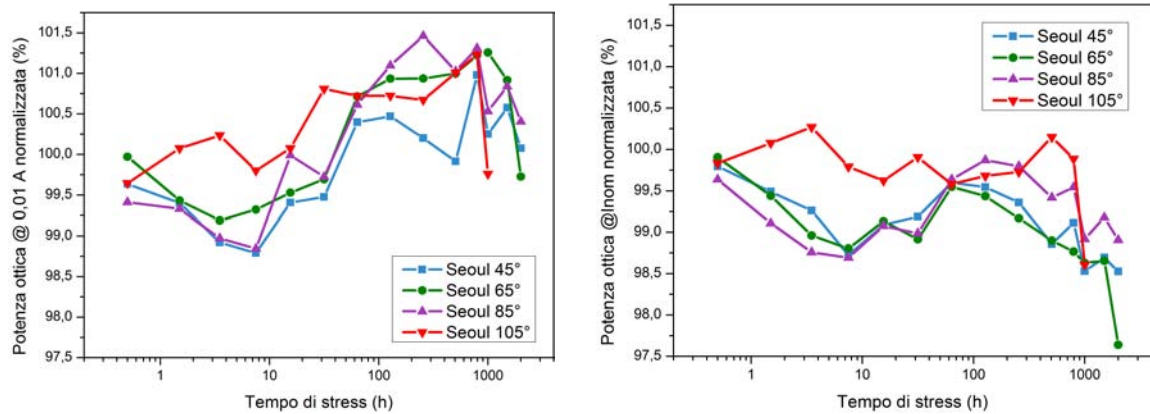


Figura 6.1: Grafici di potenza ottica vs corrente per i LED Seoul

Incominciamo l’analisi dei risultati sperimentali relativi ai LED Seoul analizzando le curve di potenza ottica vs corrente, riportate in figura 6.1 in scala log-log. Come già anticipato la variazione di potenza ottica dei campioni studiati è stata molto blanda. Se da un lato questo è un bene, poiché di fatto 2000 ore di stress sono



(a) Seoul, confronto curve di L-I a 1000h



(b) Seoul, flusso lum. a 0.01 A normalizzato

(c) Seoul, flusso lum. a 0.1 A normalizzato

Figura 6.2: Andamento temporale della potenza ottica (lumen) per i LED Seoul

appena il 4% delle 40000 ore di vita utile richieste dal mercato per tali tipi di dispositivi, dall'altro ha reso più difficoltosa l'interpretazione dei risultati. Come visibile dall'inserito lineare presente nei grafici di L-I la decrescita di potenza ottica a corrente nominale, anche nella condizione di stress a 105 °C, è molto contenuta (<3%). Per avere una più chiara lettura di questo valore, il più rilevante per un'analisi affidabilistica dei LED, è utile rifarsi al grafico di figura 6.2c: da questo è possibile notare come la diminuzione della potenza di emissione dei dispositivi sia parzialmente contrastata da un aumento di tale valore nelle prime ore di stress dei campioni. Queste ultime possono avere un effetto di annealing termico che, inducendo l'ulteriore attivazione di drogante nel semiconduttore, può incrementare l'efficienza di iniezione dei portatori e favorirne la ricombinazione radiativa. L'aumento di efficienza radiativa, che può anche essere dovuto ad un temporaneo annichilimento dei centri di ricombinazione non radiativa, è particolarmente visibile nella porzione a basse correnti della caratteristica L-I (Fig. 6.2a), dove per l'appunto la condizione di polarizzazione è tale da non saturare

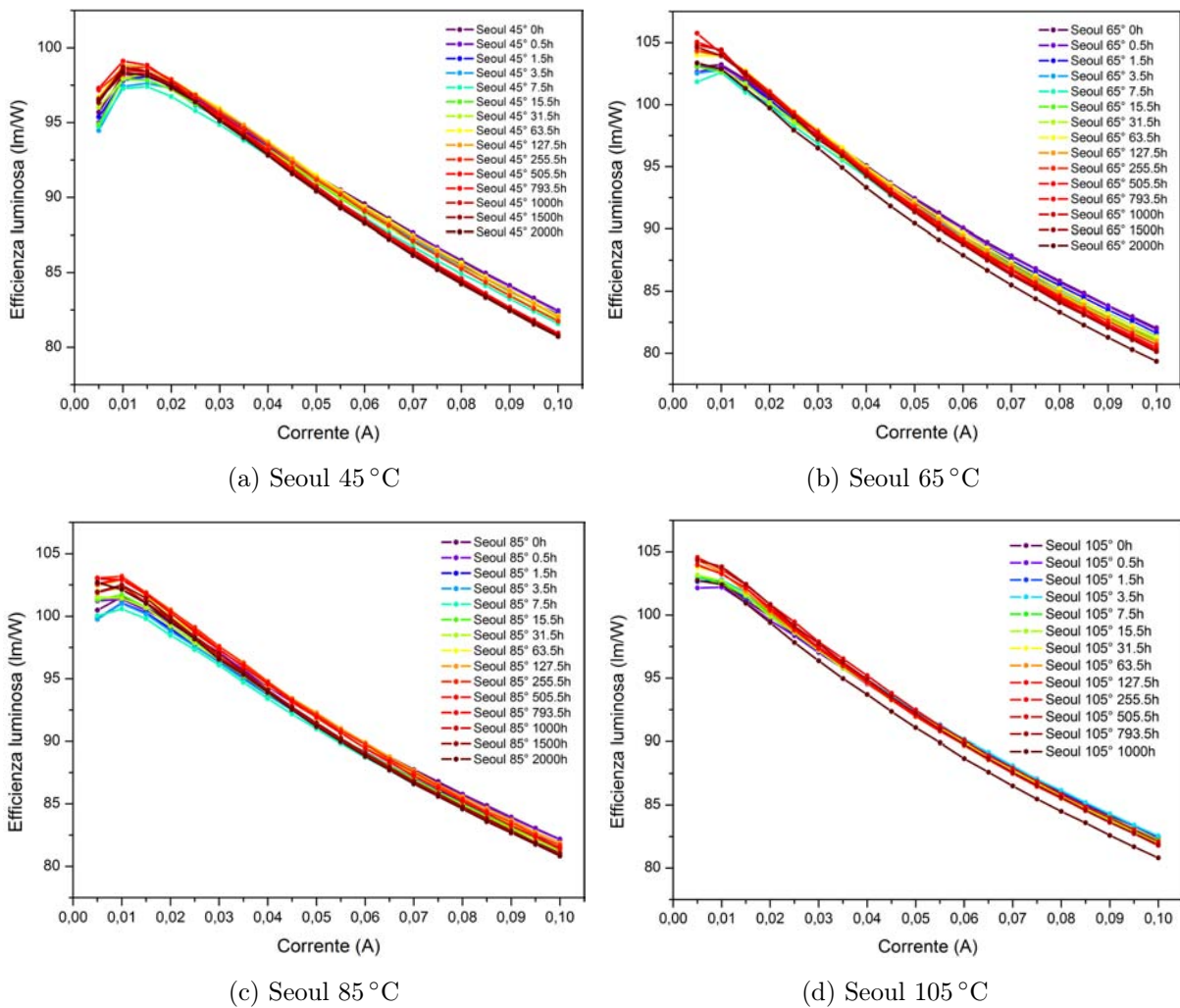
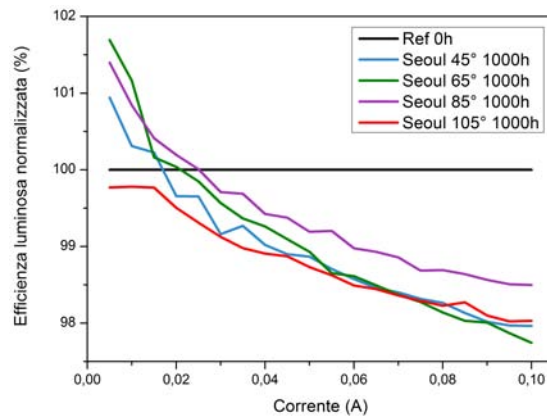
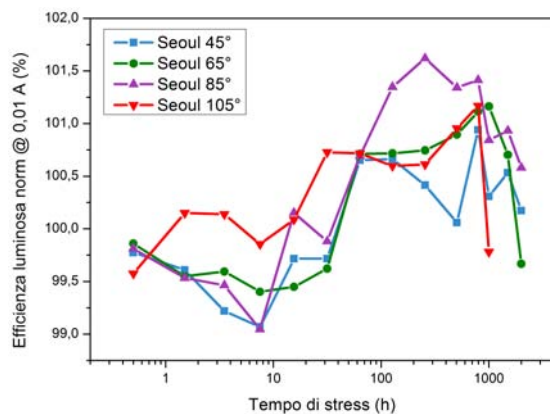


Figura 6.3: Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Seoul

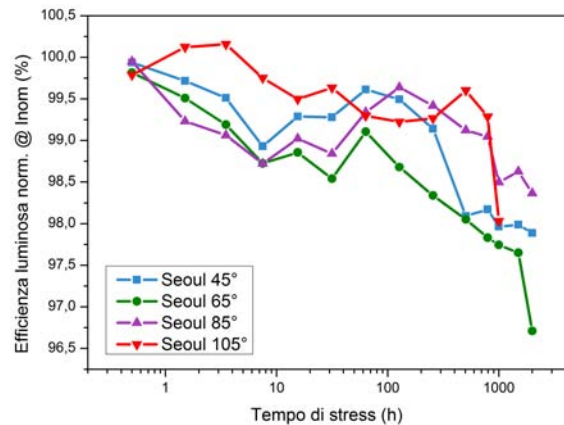
completamente la ricombinazione attraverso livelli profondi. La rumorosità delle misure ottiche a basse correnti, dovuta alla bassa intensità ed alla relativa grandezza della sfera integratrice, si ripercuote sull'efficacia nella lettura della potenza ottica (flusso radiante) per tale condizione d'iniezione. Meno rumoroso, grazie anche al filtraggio dello spettro attraverso la eye sensitivity function $V(\lambda)$, è l'andamento a basse correnti (10 mA) del flusso luminoso, d'ora in avanti (ragionevolmente) promosso a metro di potenza ottica del LED, riportato in figura 6.2b: qui si può notare come ad un iniziale (10 h) decadimento di performance ottiche segua un recupero che si protende sino alle 300 - 1000 h a seconda della temperatura di stress. A tale proposito è necessario fare un'annotazione: tanto il rate di decadimento quanto quello di recupero risultano essere parzialmente dipendenti dalla temperatura di stress, che solo a 105 °C causa un evidente (ma graduale) miglioramento già nella prima ora di test. D'altra parte, le piccole variazioni di potenza ottica e la compensazione tra entità e velocità di degrado e/o



(a) Seoul, confronto curve di efficienza-corrente a 1000h



(b) Seoul, efficienza luminosa a 0.01 A normalizzata

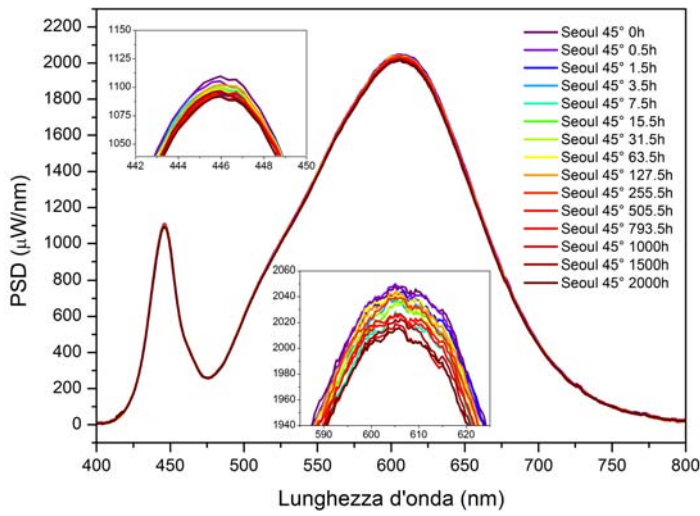


(c) Seoul, efficienza luminosa a 0.1 A normalizzata

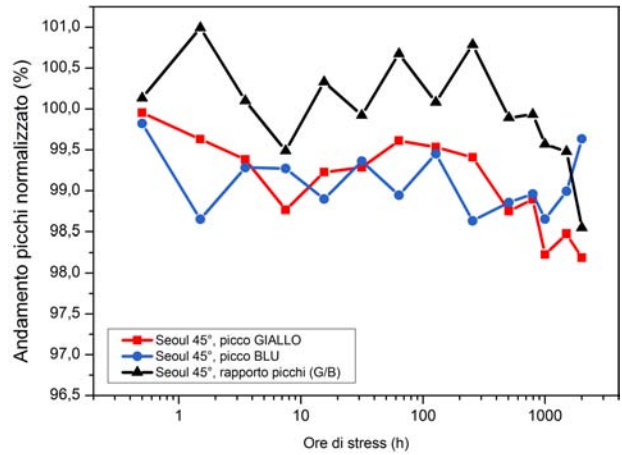
Figura 6.4: Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Seoul

recupero per le diverse temperatura fanno si che, almeno a 1000 h, la potenza ottica sia calata in egual misura per tutte e quattro le serie di LED.

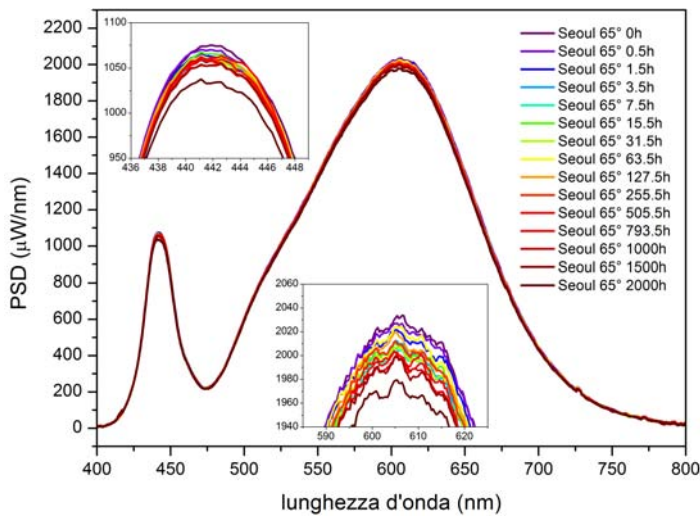
Oltre questo step di stress la maggiore variazione di flusso luminoso la presentano i LED stressati a 65 °C, i quali, sia a basse che alte correnti d'iniezione, perdono circa l'1% d'emissione in 500 ore. Come testimoniato dal grafico 6.5d tale perdita è da addurre ad una diminuzione dell'efficienza radiativa del semiconduttore che causa una diminuzione nel picco d'emissione blu. Curiosamente, una notevole (in termini relativi) perdita d'emissione del chip di semiconduttore è riscontrabile anche nell'ultimo step di misura a 1000h dei LED stressati a 105 °C: difficile trovare una correlazione, visto che, con tutta probabilità, un errore di misura è da escludersi dato il più modesto cambiamento mostrato dai LED stressati 45 e 85 °C, misurati nello stesso giorno e nelle stesse condizioni delle due precedenti serie di campioni. I futuri step di stress,



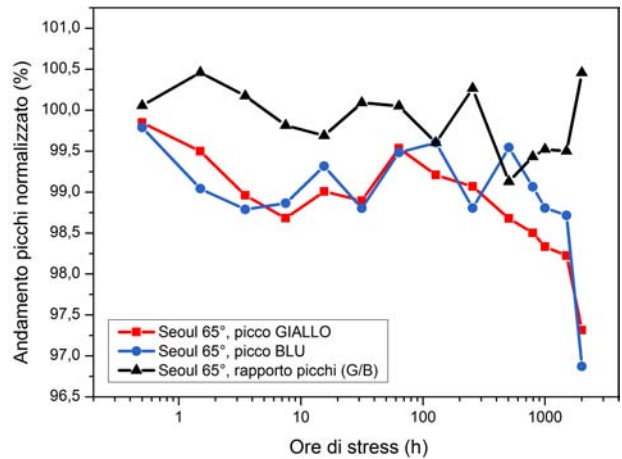
(a) Spettro Seoul 45 °C



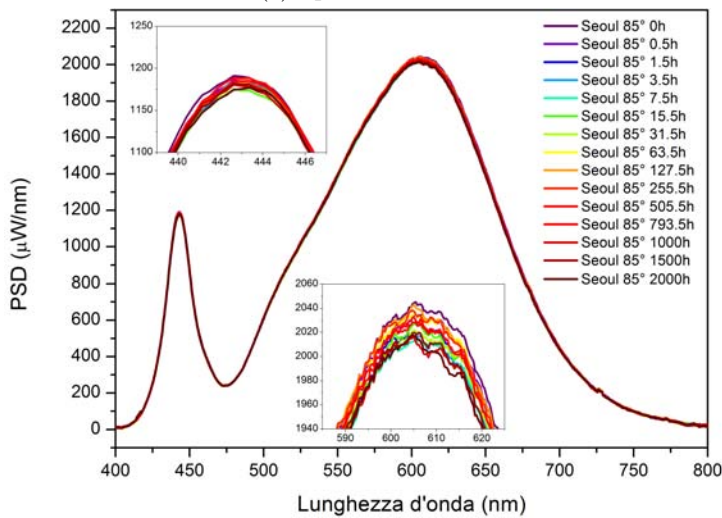
(b) Andamento picchi Seoul 45 °C



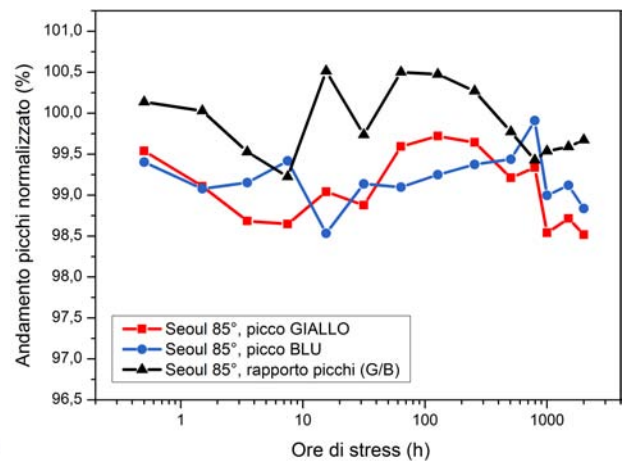
(c) Spettro Seoul 65 °C



(d) Andamento picchi Seoul 65 °C



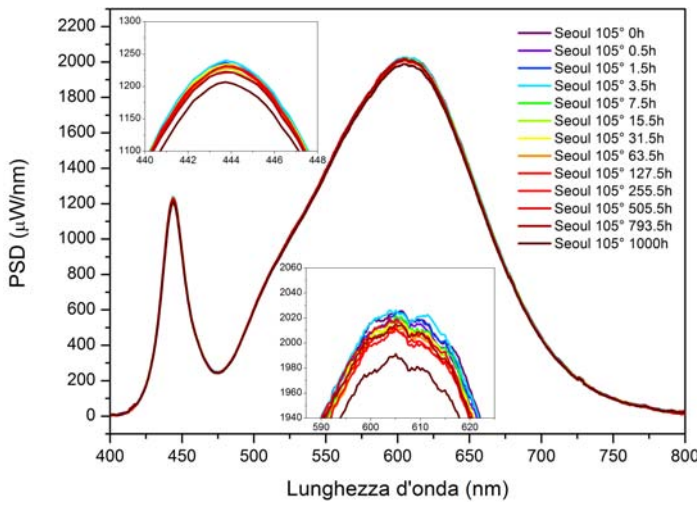
(e) Spettro Seoul 85 °C



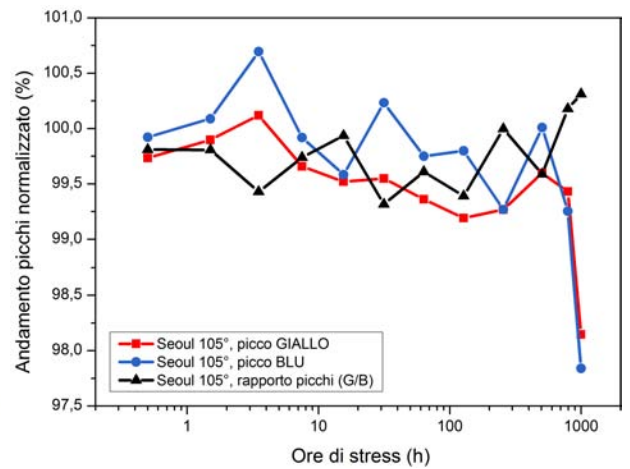
(f) Andamento picchi Seoul 85 °C

Figura 6.5: Spettri e andamento picchi dei LED Seoul stressati a 45, 65 e 85 °C

6.1. Risultati per lo stress dei LED Seoul

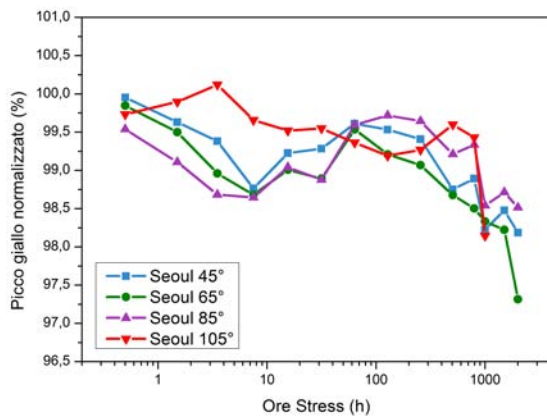


(g) Spettro Seoul 105 °C

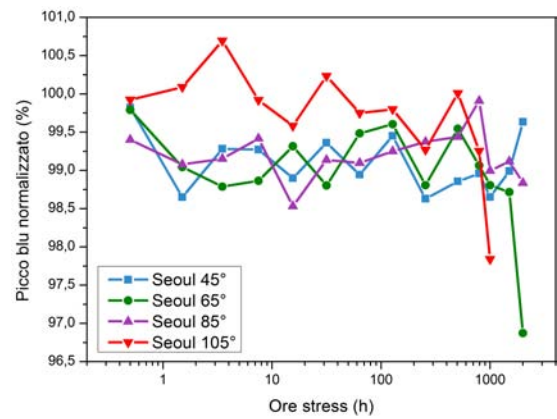


(h) Andamento picchi Seoul 105 °C

Figura 6.5: (cont.) Spettri e andamento picchi dei LED Seoul stressati a 105 °C

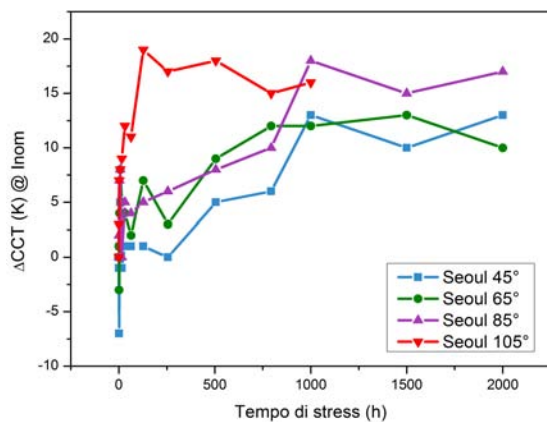


(a)

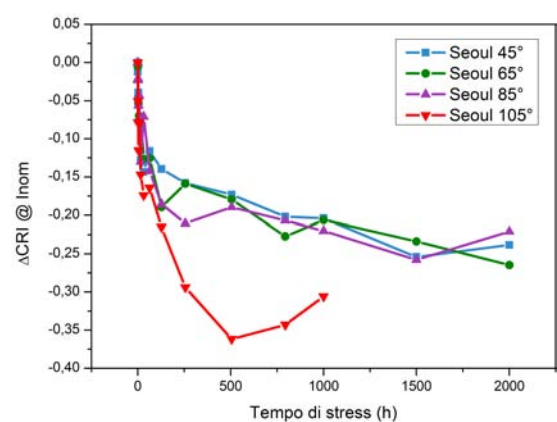


(b)

Figura 6.6: Confronto tra gli andamenti del picco giallo (a) e del picco blu (b)



(a)



(b)

Figura 6.7: Variazione rispetto al valore iniziale della CCT (a) e del CRI (b)

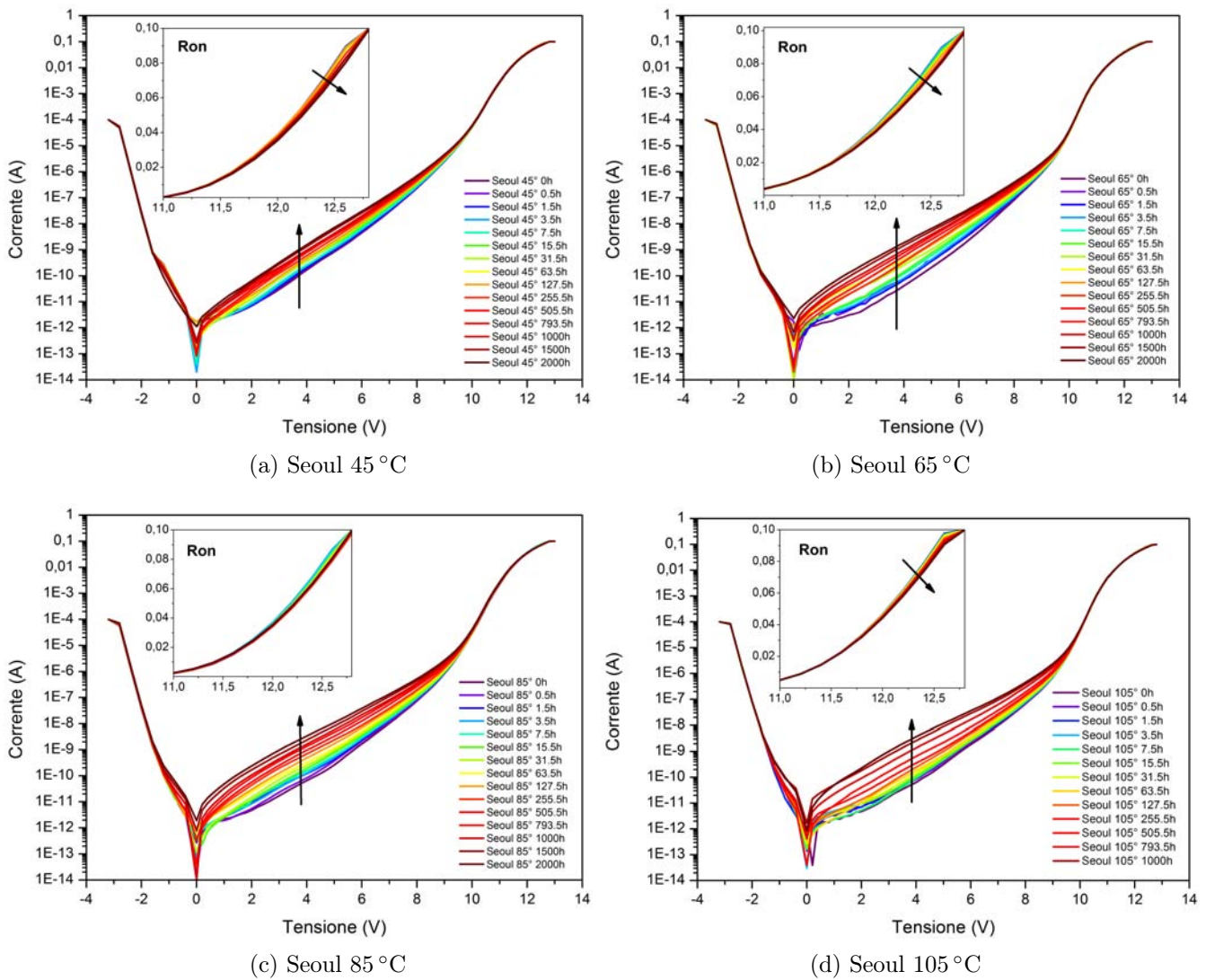


Figura 6.8: Curve I-V dei LED Seoul

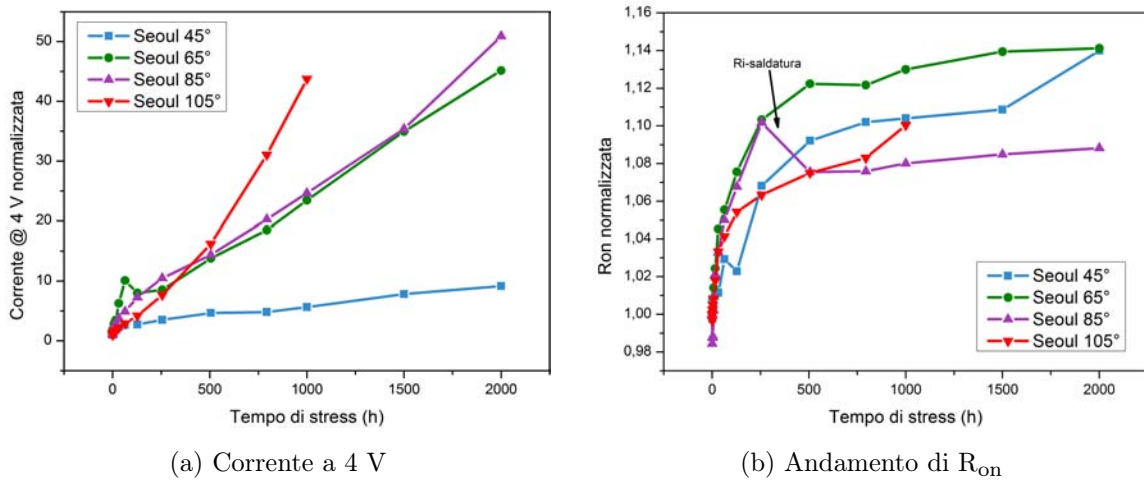


Figura 6.9: Andamento della corrente a 4 V e della R_{on} al variare del tempo di stress

già programmati, aiuteranno a chiarire questo punto.

La blanda ($\pm 1\%$) variazione del rapporto tra picco giallo e picco blu, visibile nei grafici di figura 6.5, ci dice inoltre che per questo particolare set di campioni non interviene nessun rilevante fenomeno di degrado del materiale foto-convertitore: la diminuzione del picco blu è infatti sempre seguita da quella dal picco giallo, che rimangono quindi correlate ed unicamente dipendenti dalla capacità d'emissione del chip di semiconduttore. Anche le caratteristiche cromatiche dei LED restano pressoché invariate, con una variazione massima della CCT inferiore a 20 K, insufficiente ad essere percepita dall'occhio umano (Fig. 6.7a).

In figura 6.8 è riportata l'evoluzione delle caratteristiche I-V dei LED Seoul durante lo stress, il quale risulta indurre due ben visibili alterazioni, ovvero:

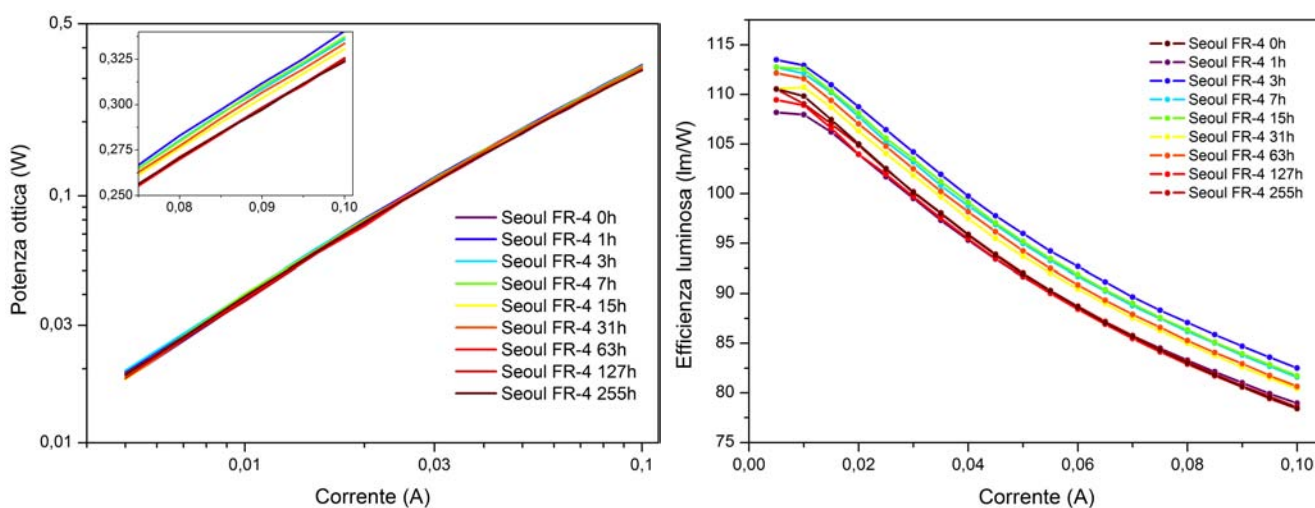
- l'aumento della resistenza serie dei dispositivi;
- l'aumento della corrente di conduzione per basse tensioni di polarizzazione.

L'incremento della tensione operativa del diodo, e quindi della sua resistenza serie, è tipicamente dovuto al degrado dei contatti ohmici o ad un aumento della resistività delle regioni quasi neutre del diodo. La causa più comune di questi due fenomeni, che possiamo assumere essere a capo della degenerazione qui mostrata, è la passivazione del drogante accettore attivata dalla temperatura. La dipendenza dalla temperatura, ben visibile in figura 6.9b, incomincia a farsi sentire dopo le prime 300 ore di stress: purtroppo, a causa della necessità di risaldare i contatti sui campioni stressati a 85°C , la relativa curva ha uno spezzamento fuori luogo che impedisce di valutare l'effettivo impatto a lungo termine dello stress sulla R_{on} di questi LED. Anche i Seoul stressati a 105°C (in breve Seoul-105) presentano un andamento in disaccordo con quello mostrato dai Seoul-45 e dai Seoul-65 su cui non è possibile fare ipotesi fondate: in questo caso, infatti, il confronto con le altre curve perde parzialmente di significato a causa della diversa pasta saldante e del diverso sistema di contattamento adottato per i campioni.

L'aumento di corrente nella regione di conduzione governata dal tunnelling implica una variazione della modalità con cui i portatori attraversano la barriera di potenziale offerta della giunzione p-n. Ciò può avvenire o per un cambiamento della barriera stessa, indotto ad esempio da una locale variazione del drogaggio, oppure come conseguenza dell'insorgere di difetti all'interno della regione attiva del chip, i cui relativi livelli profondi fungono da mediatori per il passaggio degli elettroni. Anche se la curva di potenza ottica per bassi livelli di corrente di polarizzazione non mostra (attualmente) il decadimento sintomo dell'aumento dei centri di ricombinazione non radiativa, l'iniziale diminuzione della potenza ottica emessa a 0.01 A e quella cui stanno andando incontro i LED dopo le 250 ore di stress fa supporre che la generazione di difetti

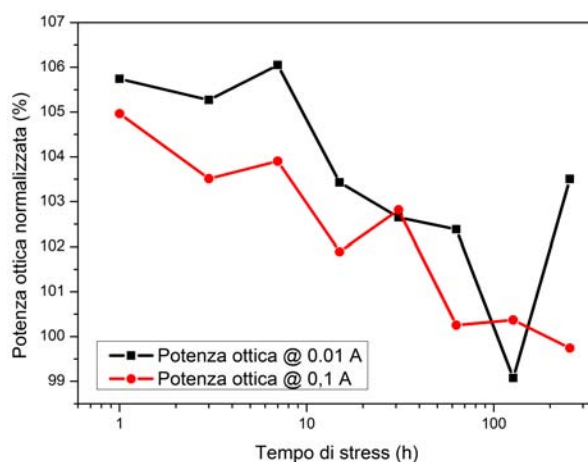
nei pressi delle QW giochi un ruolo rilevante nel degrado di questi dispositivi. La cinetica del processo appena descritto, estratta analizzando il valore di corrente ad una tensione di polarizzazione di 4 V, ne mostra la chiara ma particolare dipendenza dalla temperatura, il cui aumento, piuttosto che innescare nuovi processi di degrado, risulta incrementarne il rate. La minima differenza tra le curve relative ai Seoul-65 e ai Seoul-85 è imputabile ad una diversa qualità cristallina dei campioni vergini ed alla non completa definizione su singolo device, e sulle rispettive regioni di conduzione, di una misura I-V invece effettuata su una serie di 4.

6.1.1 Lo stress dei LED Seoul su PCB in FR-4 a 100 mA



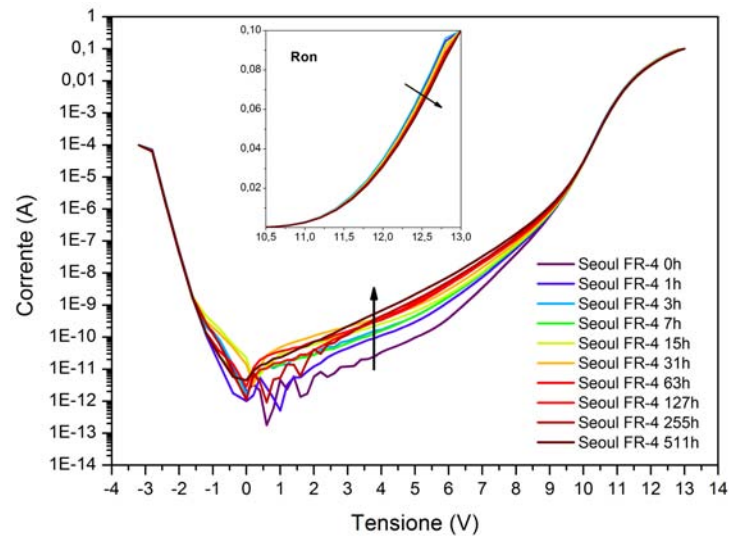
(a) Seoul FR-4, curve di potenza ottica

(b) Seoul FR-4, curve di efficienza luminosa

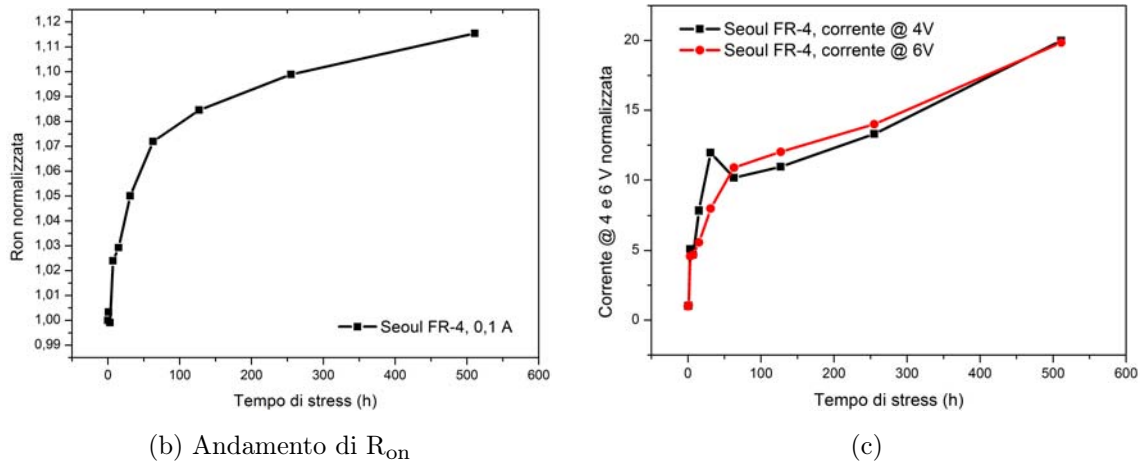


(c) Seoul FR-4, variazione temporale di potenza ottica a corrente nominale e a 10 mA

Figura 6.10: Caratterizzazione ottica dei LED Seoul stressati su PCB in FR-4



(a) Seoul FR-4, caratteristiche I-V

(b) Andamento di R_{on}

(c)

Figura 6.11: Caratteristiche elettriche dei LED Seoul stressati su PCB in FR-4

I processi di degrado emersi dalla studio preliminare dei LED Seoul condotto sulla PCB in FR-4 sono gli stessi caratterizzati nella sessione di step-stress primaria, che però variano per le rispettive cinetiche. In questo senso, la più grande differenza è data dal tempo impiegato dal dispositivo ad accumulare l'effetto di annealing termico/assorbimento di difetti iniziale. Infatti, come vedremo anche per gli altri campioni stressati su questo tipo di PCB, l'aumento di potenza ottica del dispositivo (+5%), in particolare a basse correnti, si concentra interamente all'interno della prima ora di stress. A questo è poi seguita una perdita di flusso luminoso, uniforme su tutta la curva L-I, che dopo circa 64 ore di stress ha ripristinato la potenza ottica originaria del campione (le caratteristiche ottiche a 500 h non sono state riportate in quanto un'errata calibrazione del setup ha invalidato le misure in sfera).

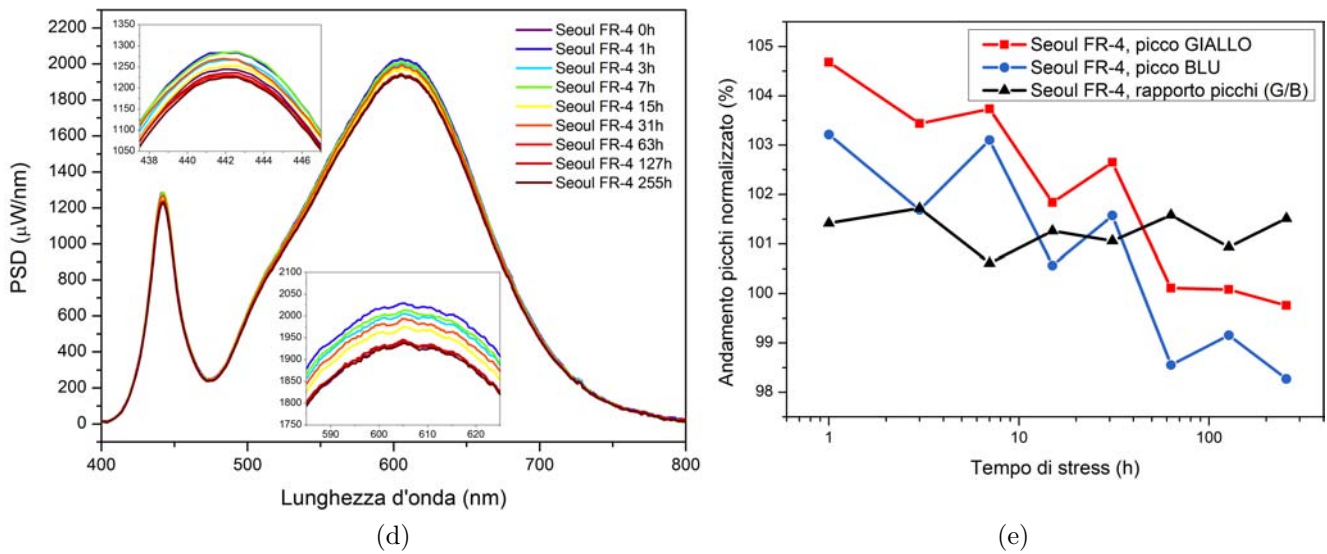


Figura 6.11: Spettri (d) e andamento picchi (e) dei LED Seoul stressati su PCB in FR-4

6.2 Risultati per lo stress dei LED Philips

NOTA: a causa della failure di uno dei quattro LED Philips sottoposti a stress di 65°C durante la caratterizzazione termica a 250 h, la lettura delle misure di questi campioni successive al suddetto evento è sfalsata. Data la piccola entità di variazione dei parametri elettro-ottici durante lo stress, la ri-normalizzazione tentata al fine di ripristinare

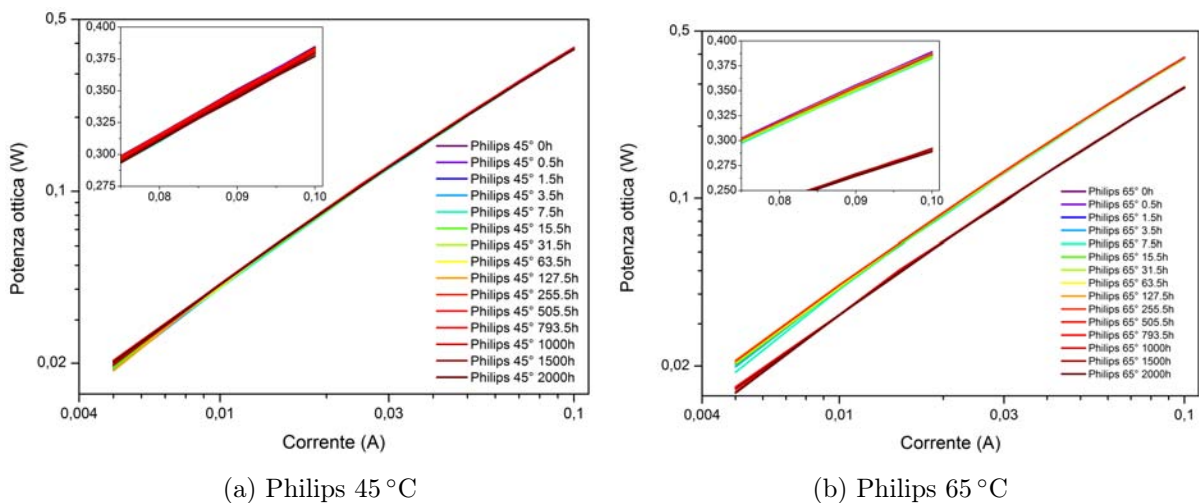


Figura 6.12: Grafici di potenza ottica vs corrente per i LED Philips

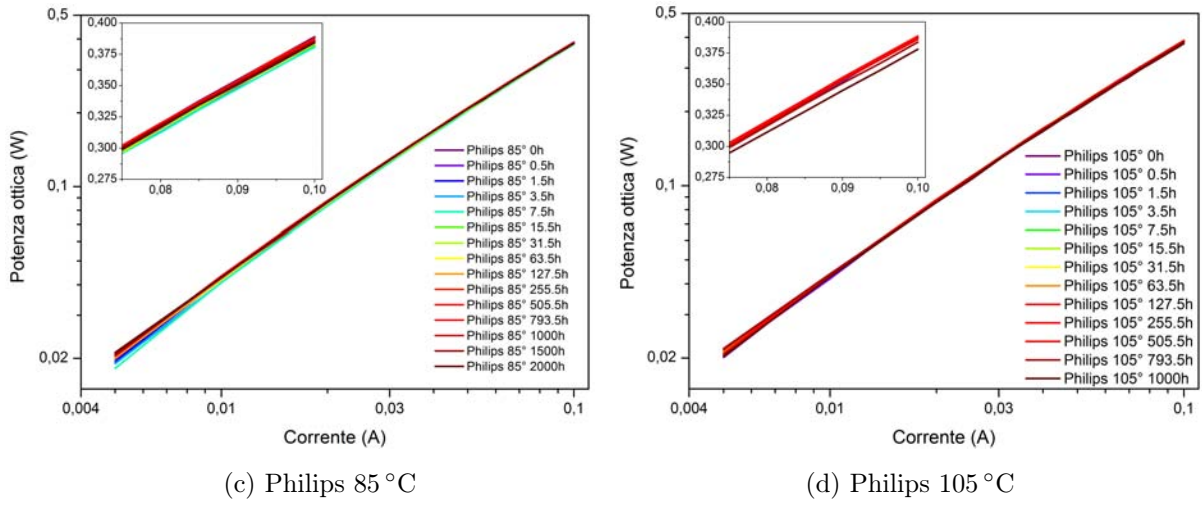
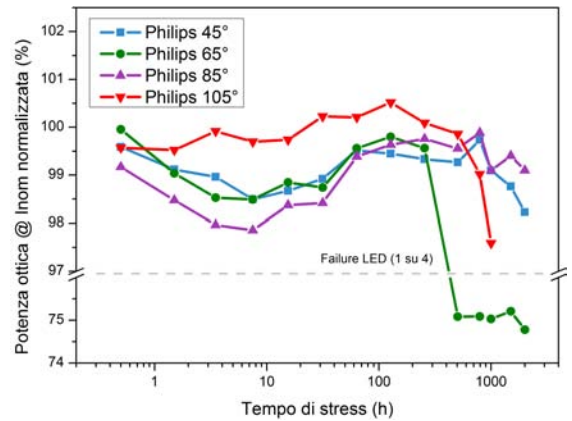
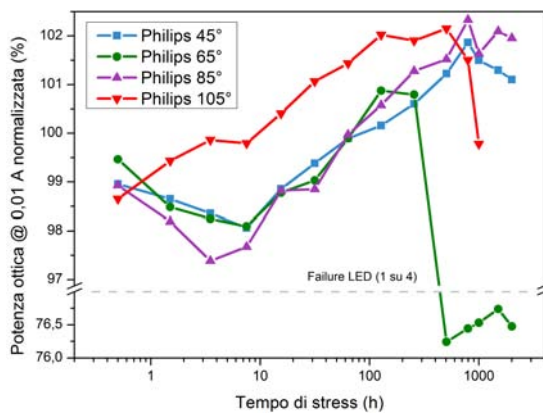
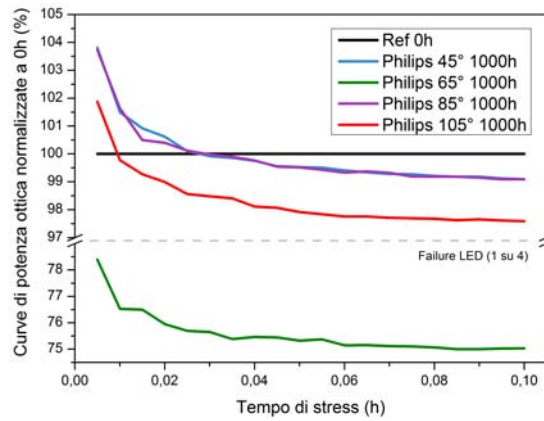


Figura 6.12: (cont.) Grafici di potenza ottica vs corrente per i LED Philips



(b) Philips, flusso luminoso a 0.01 A normalizzato

(c) Philips, flusso luminoso a 0.1 A normalizzato

Figura 6.13: Andamento temporale della potenza ottica (lumen) per i LED Philips

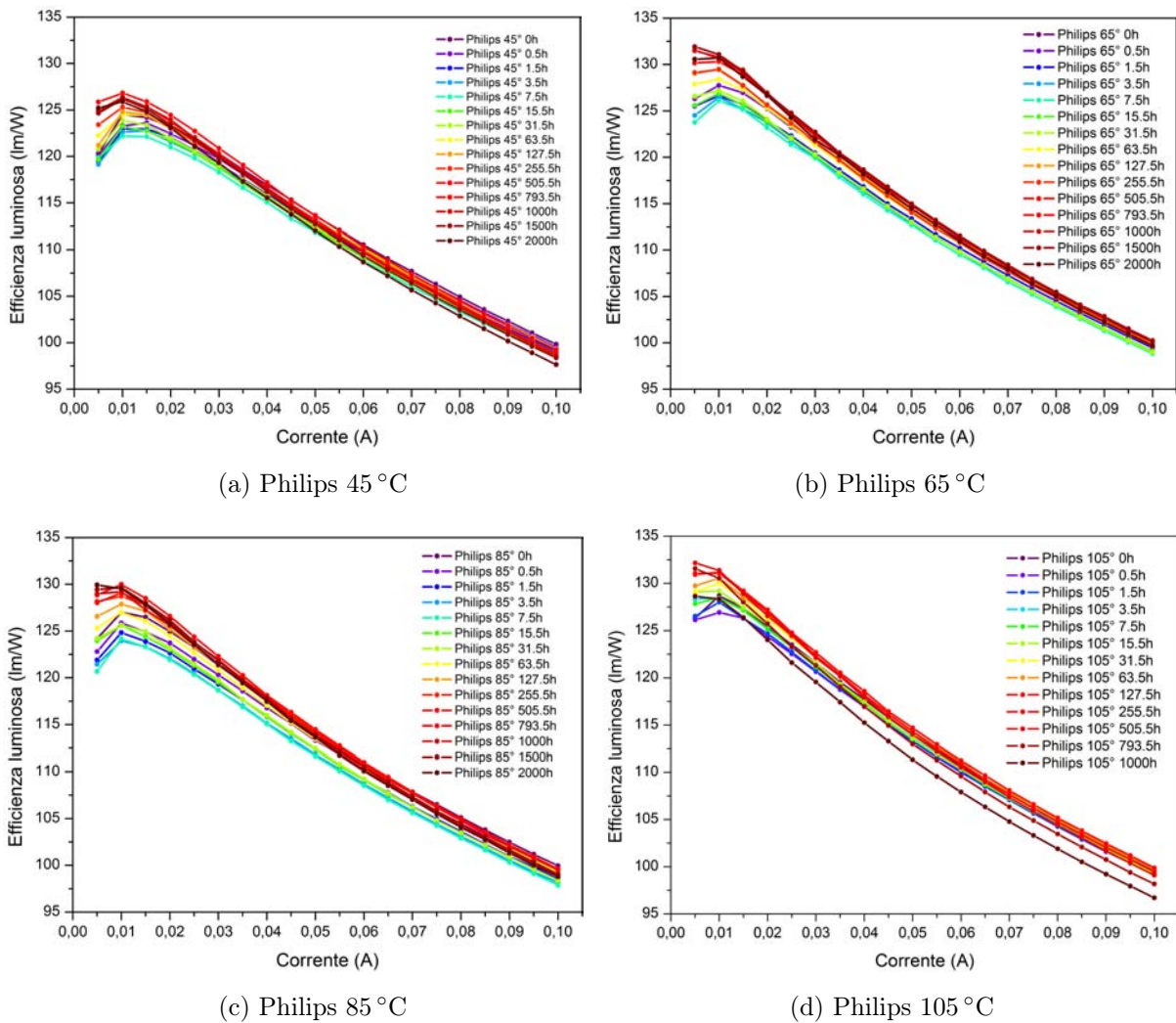
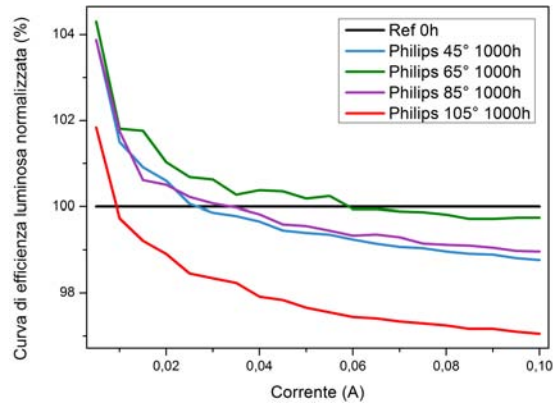


Figura 6.14: (cont.) Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Philips

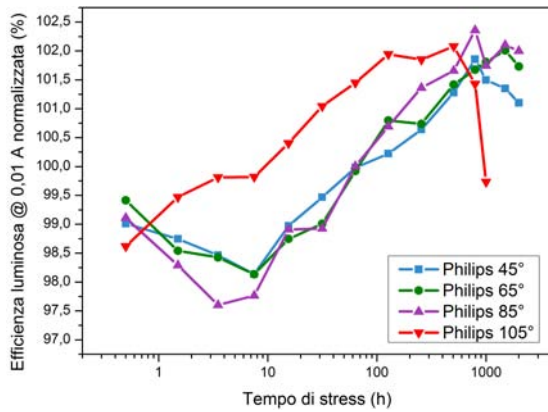
la continuità d'interpretazione ha solo introdotto più rumore nei dati, che perciò sono stati presentati senza alcuna modifica.

Detto ciò, questi specifici dispositivi si sono dimostrati relativamente robusti, sia in termini di performance ottiche che elettriche. Parlando delle prime, il calo di potenza ottica a corrente nominale, Fig. 6.13c, è limitato ad un 2% per i campioni stressati per 2000 h a 45 e 85 °C, mentre solo con l'ageing a 105 °C la perdita si avvicina al 3% del valore misurato sul dispositivo vergine.

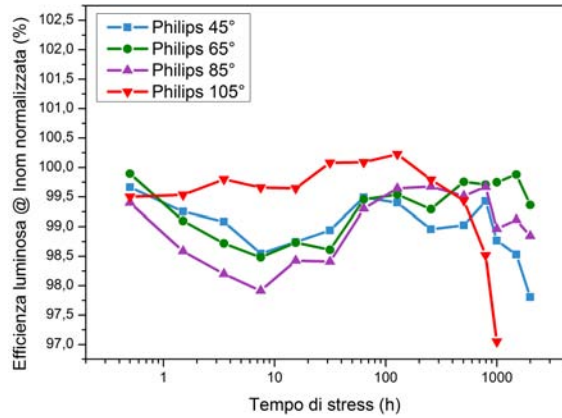
Anche per questi dispositivi la diminuzione di potenza ottica è il risultato dell'antagonismo tra degrado del chip di semiconduttore e processi di aumento di efficienza radiativa del LED. Come è ben visibile dai grafici di figura 6.13 e 6.15 recanti le variazioni temporali di potenza ottica ed efficienza luminosa, la fase di "recupero" che si estende dalle 10 alle 750-1000 h, esclusi i Philips-105, non mostra una particolare



(a) Philips, confronto curve di efficienza-corrente a 1000h



(b) Philips, efficienza luminosa a 0.01 A normalizzata



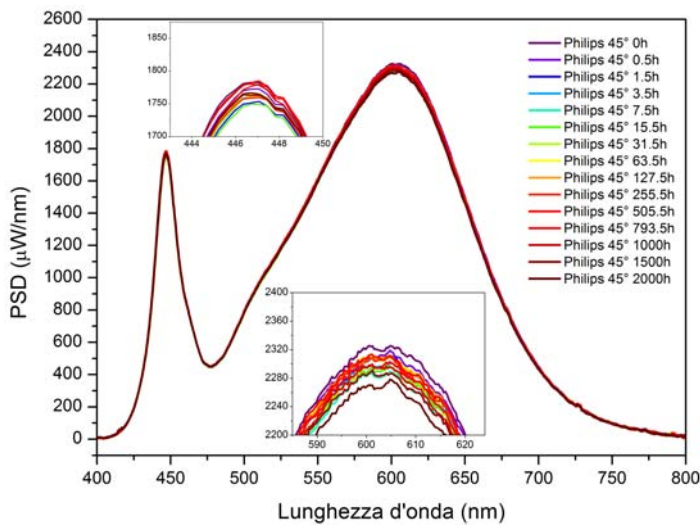
(c) Philips, efficienza luminosa a 0.1 A normalizzata

Figura 6.15: Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Philips

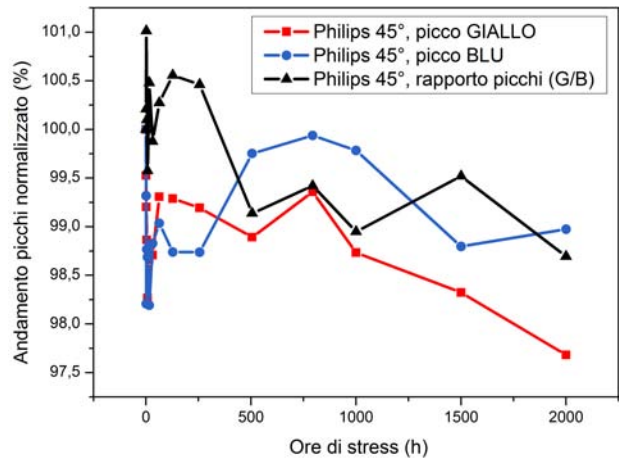
dipendenza dalla temperatura, soprattutto a basse correnti. Dato anche il maggior incremento d'efficienza radiativa in questa regione di polarizzazione, i due fatti fanno supporre che il processo "costruttivo" in atto sia causato dall'annichilimento di difetti reticolari e dei relativi centri di ricombinazione non radiativa, il quale, come suffragato dall'ampia letteratura a disposizione sull'argomento, è un processo attivato dalla corrente piuttosto che dalla temperatura.

La questione è leggermente diversa per i LED stressati a 105 °C, i quali già dopo la prima mezz'ora di stress mostrano un netto miglioramento dell'emissione per basse correnti, che ha il suo culmine a 500h. Il trend d'aumento è simil-logaritmico, come per le altre temperature, mentre molto più netto è il decadimento di performance una volta raggiunto il massimo, anche ad alte correnti d'iniezione.

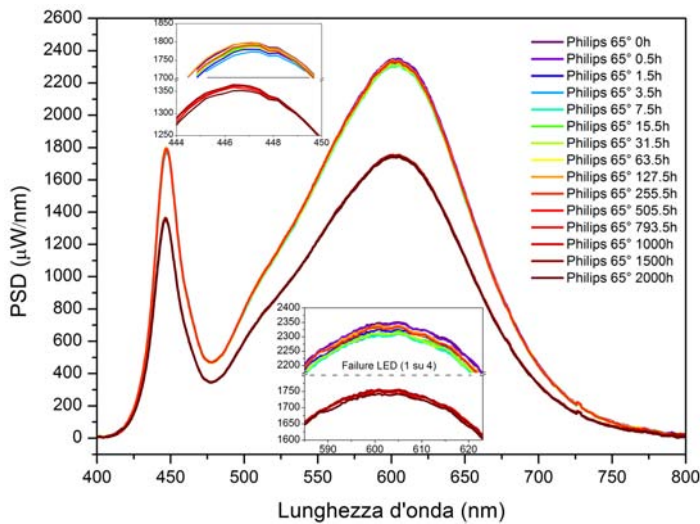
Per quando riguarda le variazioni spettrali e colorimetriche, i grafici di figura 6.16 e 6.17 mostrano un buon accordo tra il picco d'emissione giallo e quello blu, con una



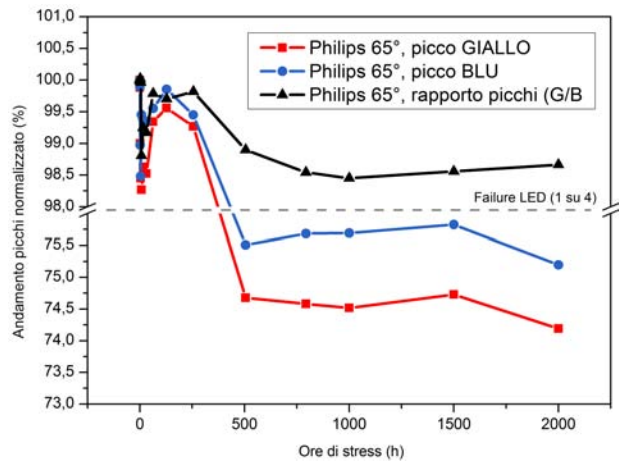
(a) Spettro Philips 45 °C



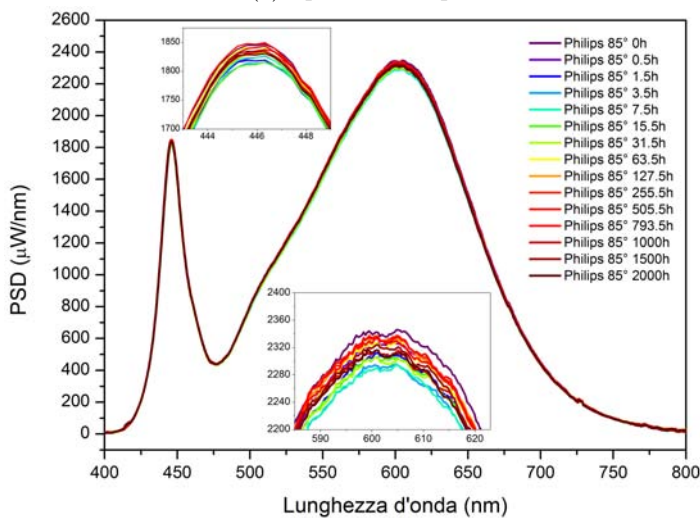
(b) Andamento picchi Philips 45 °C



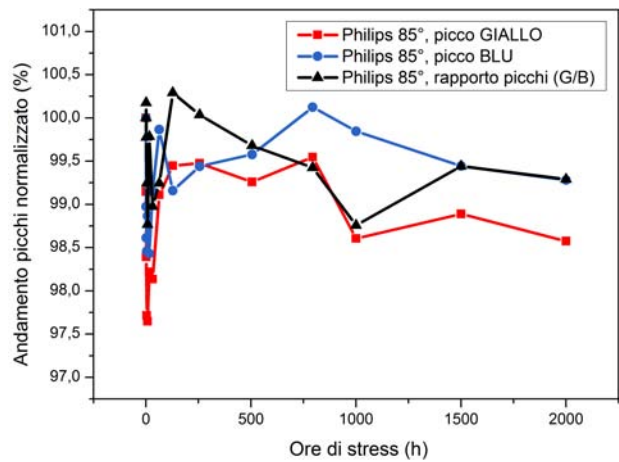
(c) Spettro Philips 65 °C



(d) Andamento picchi Seoul 65 °C

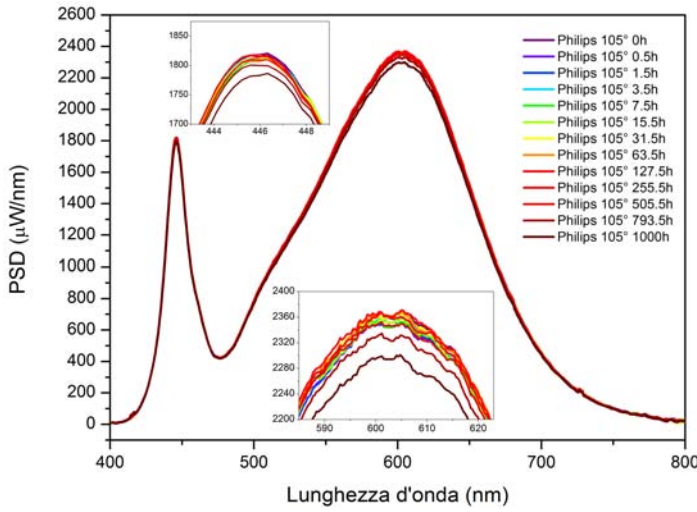


(e) Spettro Philips 85 °C

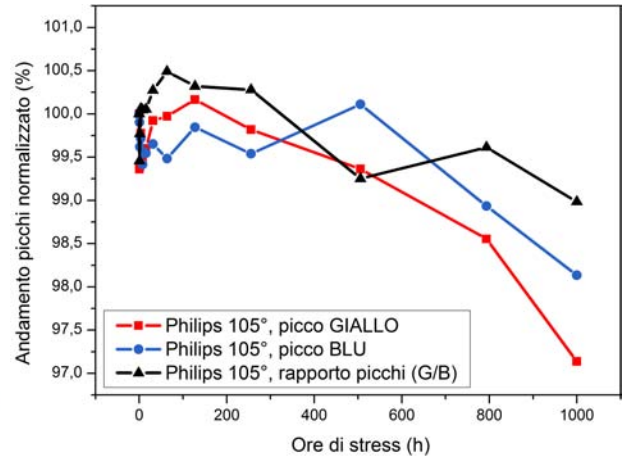


(f) Andamento picchi Philips 85 °C

Figura 6.16: Spettri e andamento picchi dei LED Philips stressati a 45, 65 e 85 °C

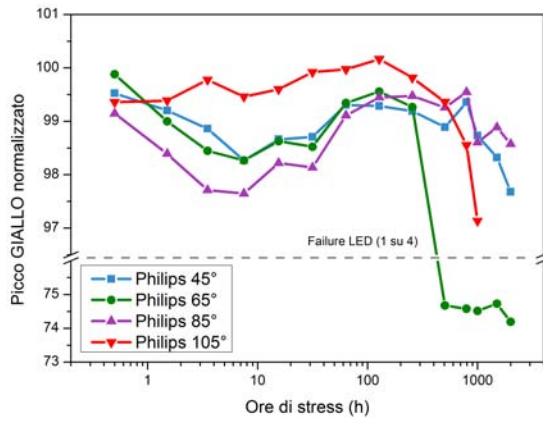


(g) Spettro Philips 105°C

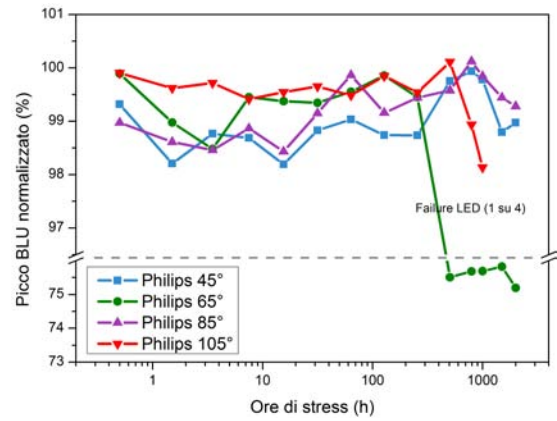


(h) Andamento picchi Philips 105°C

Figura 6.16: (cont.) Spettri e andamento picchi dei LED Philips stressati a 105°C

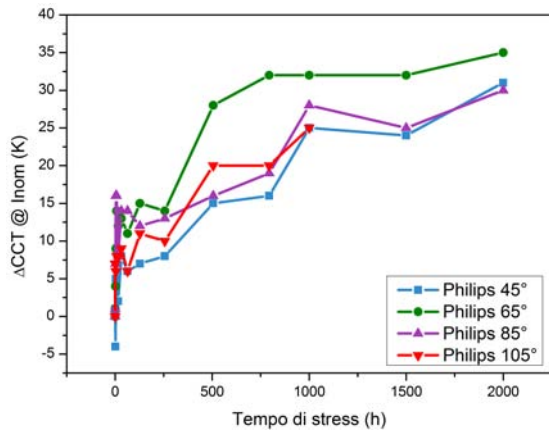


(a)

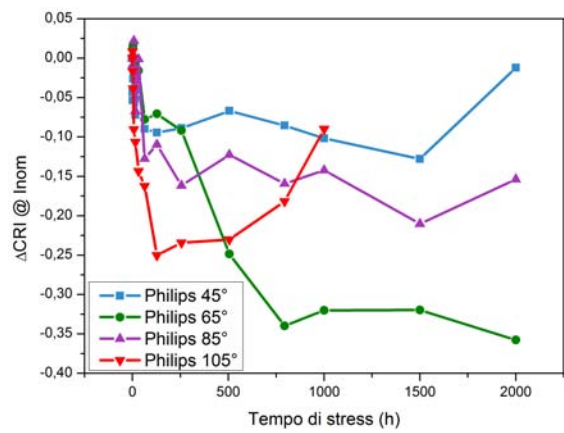


(b)

Figura 6.17: Confronto tra gli andamenti del picco giallo (a) e del picco blu (b)



(a)



(b)

Figura 6.18: Variazione rispetto al valore iniziale della CCT (a) e del CRI (b)

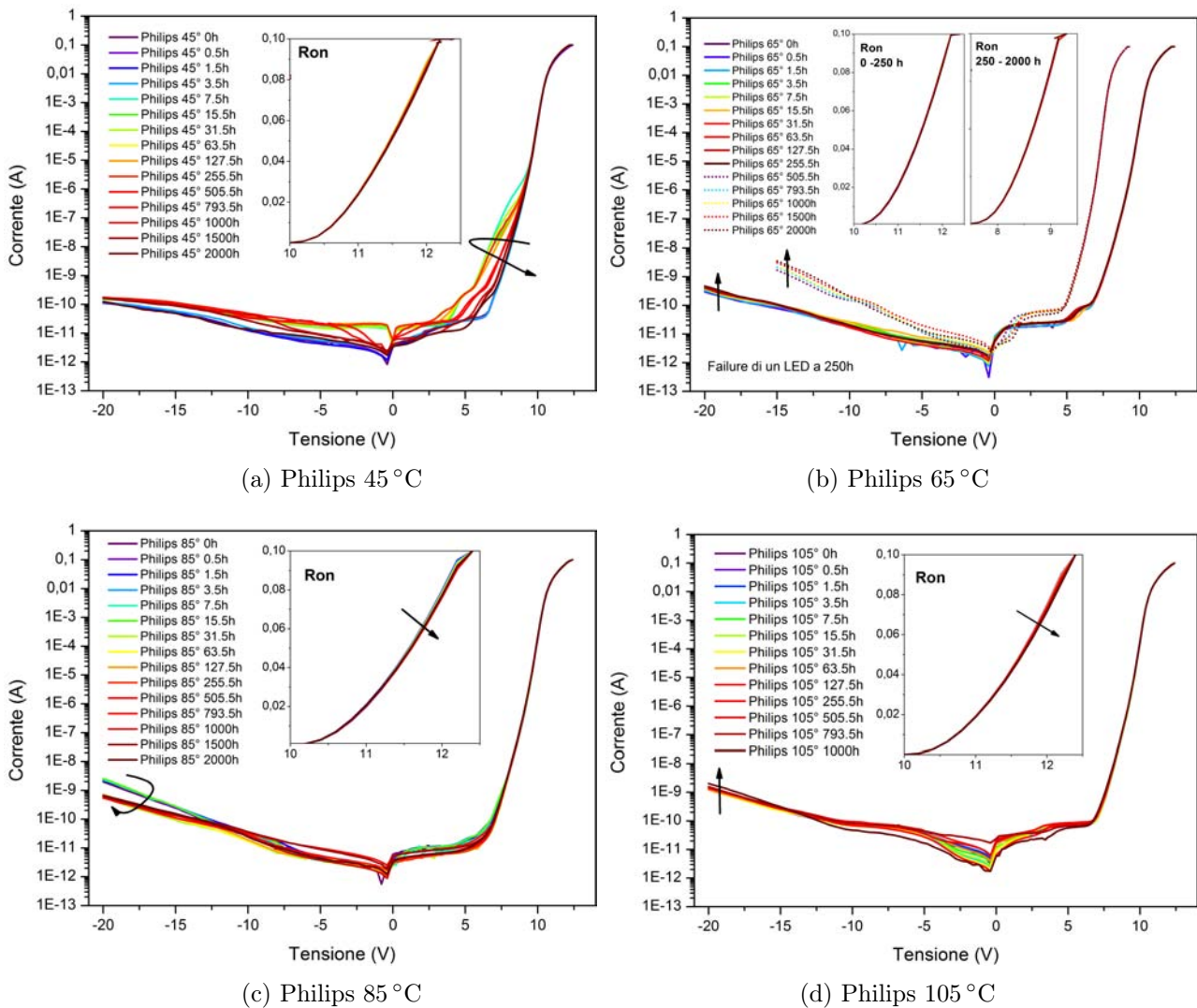


Figura 6.19: Curve I-V dei LED Philips

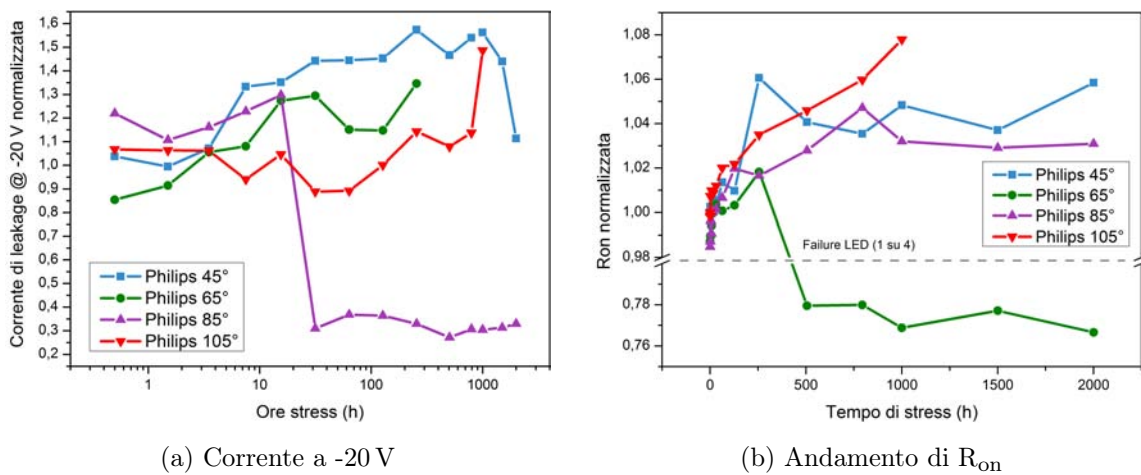


Figura 6.20: Andamento della corrente a -20 V e della R_{on} al variare del tempo

leggera (max -1.5%), ma non dipendete dalla temperatura, tendenza del rapporto picchi a diminuire per alti tempi di stress. Anche in questo caso il totale impatto sulla temperatura di colore del LED è lieve, minore di 35 K (6.18a).

Le caratteristiche elettriche dei LED Philips, riportate in figura 6.19, si sono dimostrare discretamente robuste nei confronti dello stress ad elevata temperatura. Ad eccezione della formazione di un cammino parallelo parassita (poi riassorbito) per i Philips-45 e del riassorbimento di un percorso di leakage per i Philips-85, l'unica rilevante variazione da segnalare è quella della R_{on} dei dispositivi, che vede il suo aumento maggiore ($+8\%$, ovvero $+65\text{ mV}$ per le tensione operativa della serie) per i LED stressati a 105°C .

6.2.1 Lo stress dei LED Philips su PCB in FR-4 a 100 mA

Lo stress su PCB in FR-4 dei LED Philips ha avuto gli stessi effetti di degrado su caratteristiche cromatiche ed elettriche che sono stati riscontrati nella sessione di test principale, confermandone anche in questo caso la buona tenuta.

Ciò che è variato sono la modalità con cui è avvenuto il miglioramento e la successiva parziale diminuzione di potenza ottica, figura 6.22c. Il primo fenomeno, contenuto nella prima ora di stress, ha visto una globale crescita del flusso luminoso su tutta la curva L-I, con un minimo del $+4\%$ ed un massimo del $+7\%$ raggiunti rispettivamente per correnti molto alte o molto basse. Il successivo decadimento della potenza ottica d'emissione, non ancora riportata ai livelli iniziali nemmeno dopo 250 h di stress, ha

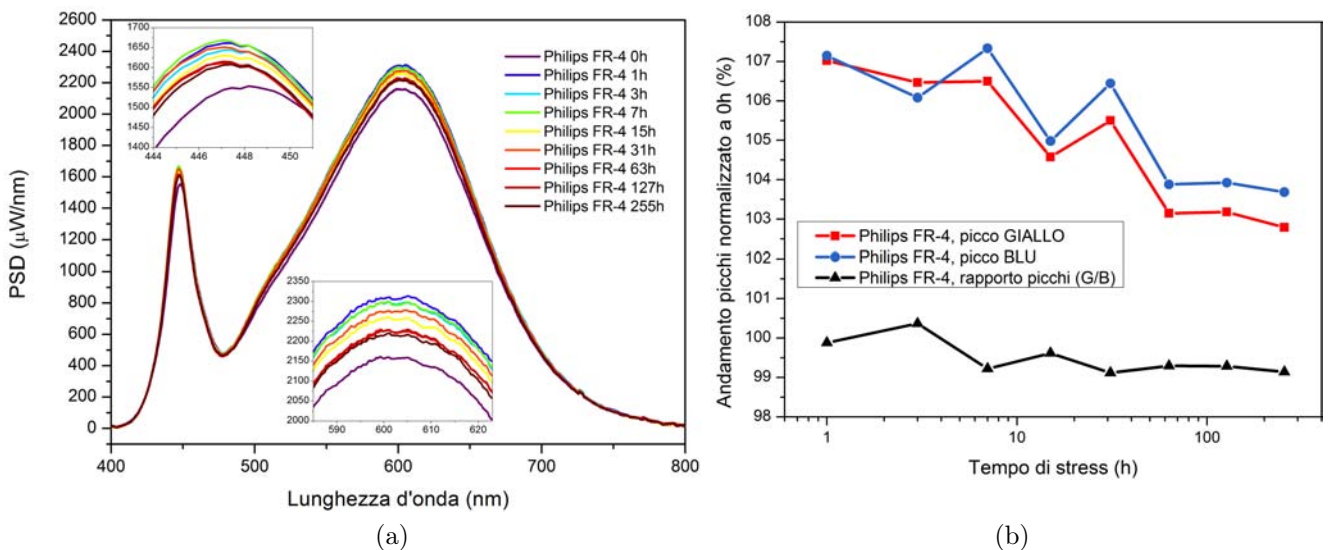
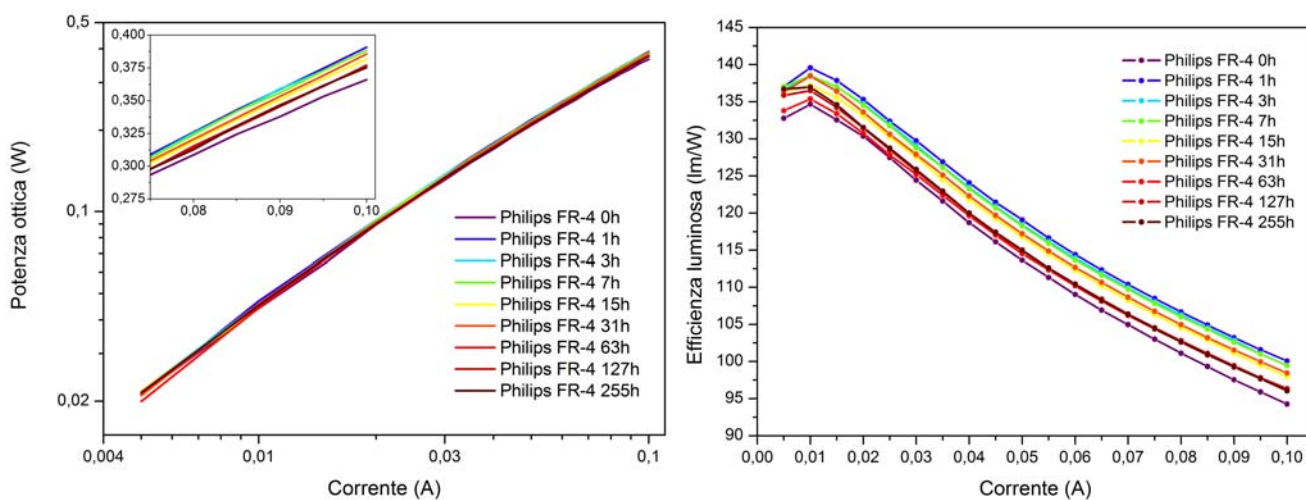
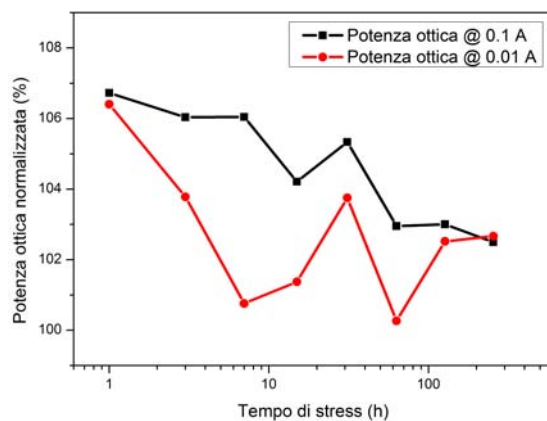


Figura 6.21: Spettri (d) e andamento picchi (e) dei LED Philips montati su FR-4



(a) Philips FR-4, curve di potenza ottica

(b) Philips FR-4, curve di efficienza luminosa



(c) Philips FR-4, potenza ottica

Figura 6.22: Caratterizzazione ottica dei LED Philips stressati su FR-4

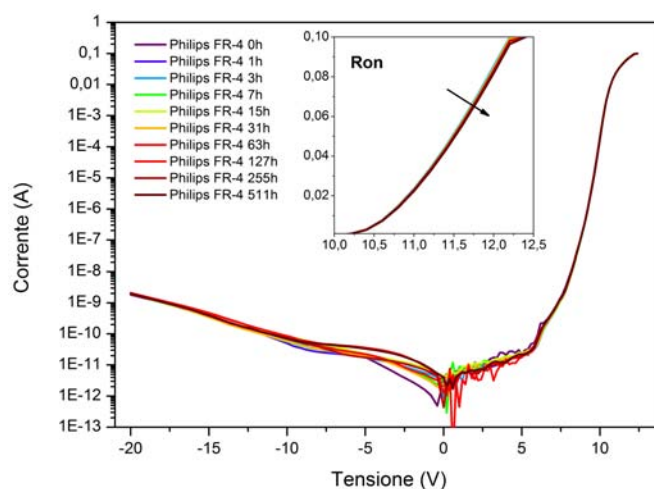


Figura 6.23: Caratteristiche elettriche dei LED Philips stressati su PCB su FR-4

invece coinvolto in maniera quasi del tutto uniforme l'intera curva L-I, il cui andamento, se normalizzato rispetto alla curva ad 1 h, è appunto di sola traslazione (ad eccezione della caratteristica a basse correnti, che invece appare essere solo parzialmente intaccata dal meccanismo di degrado in atto).

6.3 Risultati per lo stress dei LED Osram

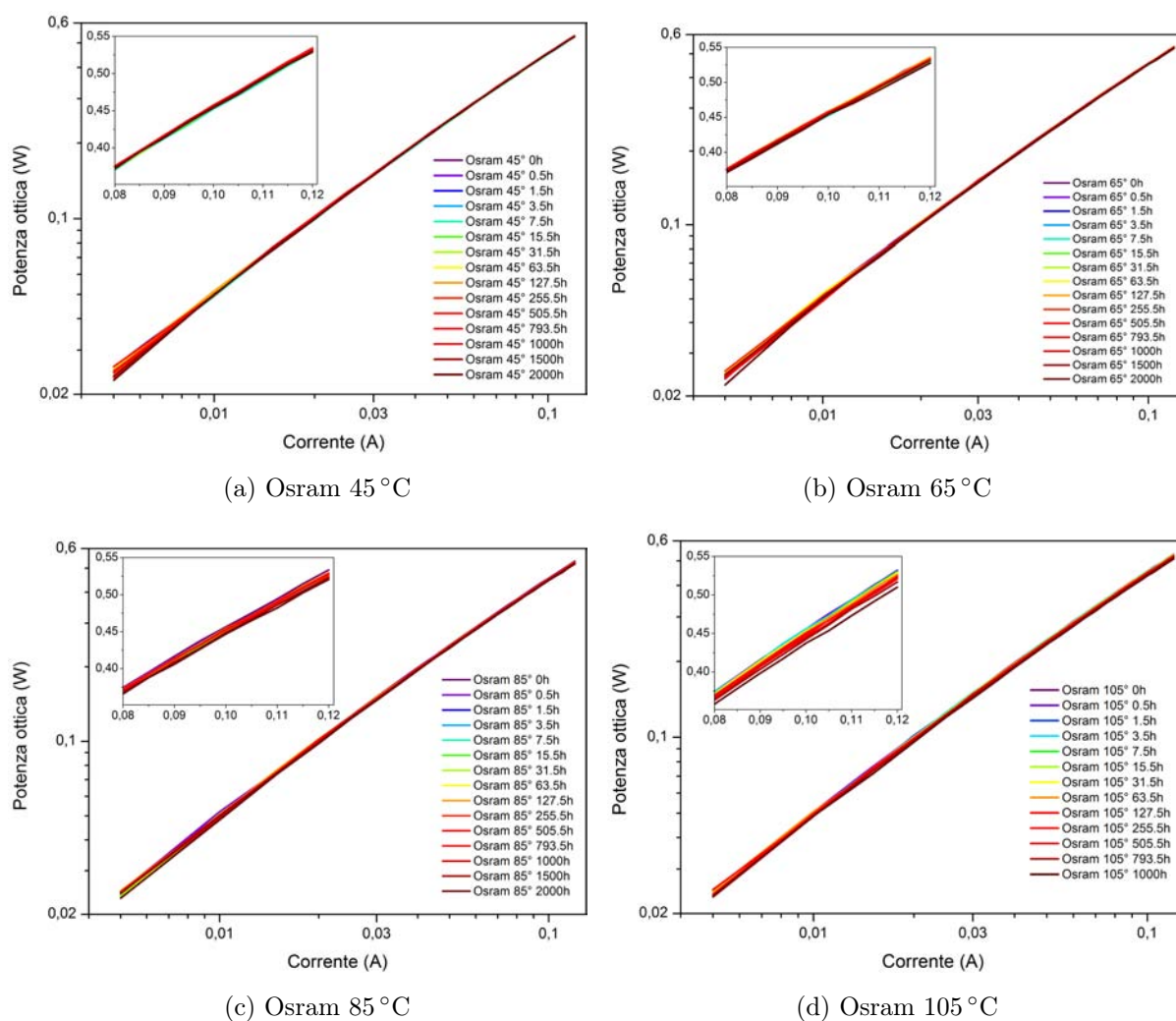
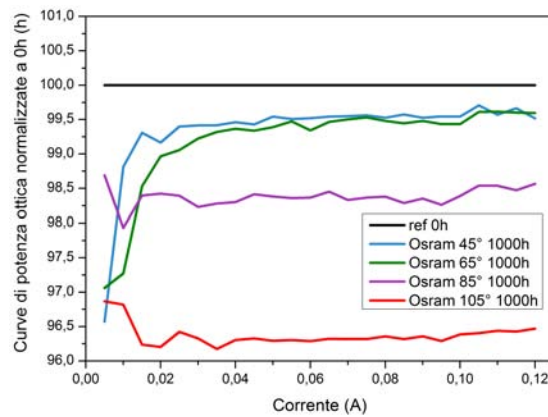
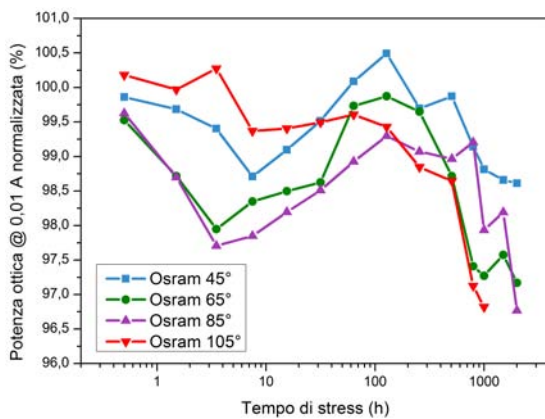


Figura 6.24: Grafici di potenza ottica vs corrente per i LED Osram

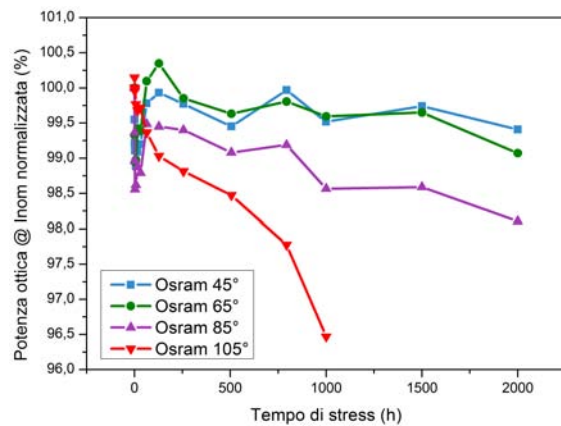
Tra i LED 5630, gli Osram sono quelli ad aver subito la maggior perdita di flusso luminoso (a corrente nominale) durante l'ageing accelerato, pari a circa il 3.5% del valore iniziale nel caso di stress eseguito a 105 °C (Fig. 6.25c). Dalle possibile cause di questo degrado va innanzitutto esclusa una perdita di efficienza di conversione del materiale fosforo-convertitore: com'è infatti possibile notare dai grafici di figura 6.35,



(a) Osram, confronto curve di L-I a 1000h



(b) Osram, flusso lum. a 0.01 A norm.



(c) Osram, flusso lum. a 0.12 A normalizzato

Figura 6.25: Andamento temporale della potenza ottica (lumen) per i LED Osram

l'emissione gialla tende sempre a seguire quella blu, con un risultante rapporto picchi che si mantiene all'interno del $\pm 1\%$ del valore a 0 h. Il fatto che anche per questa terza tipologia di LED 5630 non ci sia un degrado marcato del λ -converter e delle proprietà cromatiche (figura 6.30), e le simili temperature di giunzione (e dintorni) raggiunte dai dispositivi in condizioni di stress, danno ulteriore sostegno alla tesi secondo cui la composizione fosforica di Seoul, Osram, e Philips risulta essere molto simile. Di contro, nulla può essere detto sul materiale incapsulante i fosfori, una cui eventuale instabilità inficerebbe tanto l'emissione a bassa che ad alte lunghezze d'onda, risultando deleteria per il flusso luminoso nel suo complesso.

Osservando il grafico di figura 6.25a recante il confronto tra le curve di potenza ottica a 1000 h normalizzate rispetto quella a 0 h si può notare come gli stress condotti a 45 e 65°C abbiano avuto essenzialmente lo stesso impatto su tutta caratteristica. Per la parte a basse correnti di quest'ultima, in particolare, è possibile riscontrare una diminuzione di potenza ottica associabile alla formazione di centri di ricombinazione

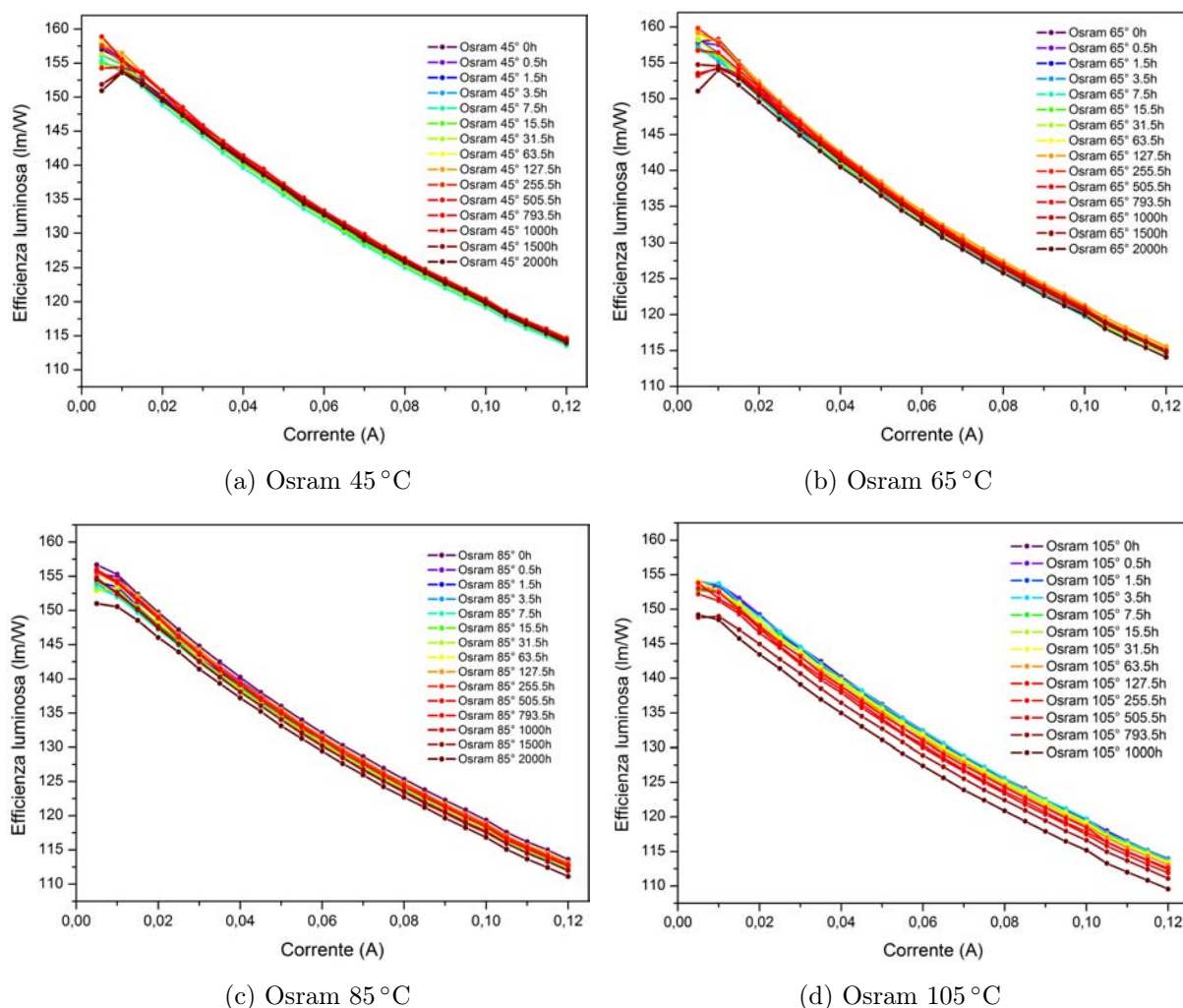
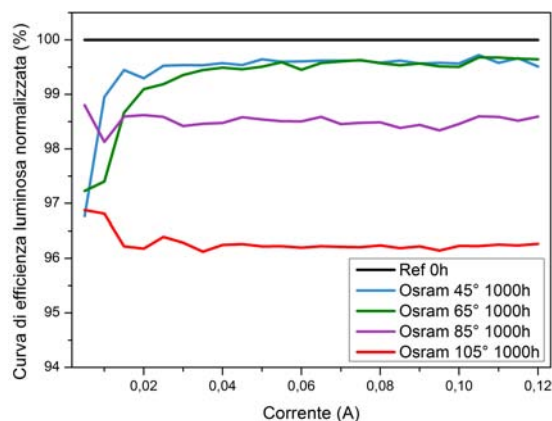


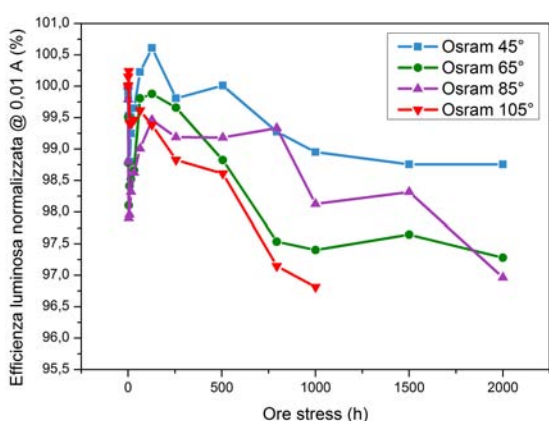
Figura 6.26: Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Osram

radiativa all'interno dell'energy-gap. Ad 85 °C sembra innescarsi un secondo fenomeno di degrado che tende a ridurre in modo maggiore anche l'emissione ad alte correnti d'iniezione. Alla massima temperatura di stress questo fenomeno risulta essere del tutto predominante, anche a basse correnti: plottando sullo stesso grafico l'andamento normalizzato della potenza ottica a 0.01 e a 0.12 A è infatti possibile identificare un ottimo accordo tra le due curve per quasi tutti gli step di misura.

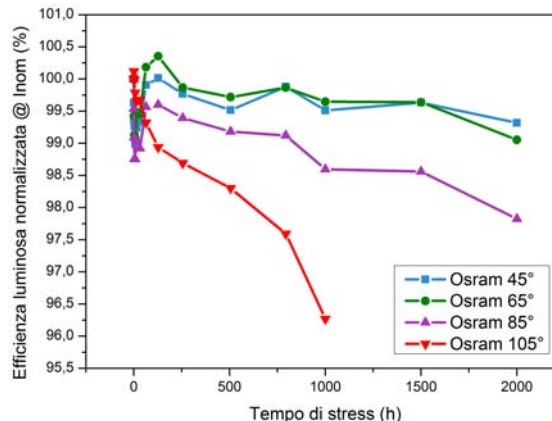
Segni della comparsa di difetti all'interno della regione attiva del semiconduttore sono visibili anche nelle curve I-V (figura 6.31), parte delle quali mostrano un (molto) leggero aumento di corrente nella regione di polarizzazione a medio-basse tensioni. L'esame delle curve stressate a 45, 65 e 85 °C, e degli andamenti temporali delle correnti in Fig. 6.32a e 6.32b, permette di identificare un leggera dipendenza dalla temperatura del fenomeno, assolutamente assente nei campioni stressati a 45 °C. Curiosamente lo stress a 105 °C rivela un degrado più blando di quello riscontrato a 65 e 85 °C, segno,



(a) Osram, confronto curve di efficienza-corrente a 1000h



(b) Osram, efficienza luminosa a 0.01 A normalizzata



(c) Osram, efficienza luminosa a 0.12 A normalizzata

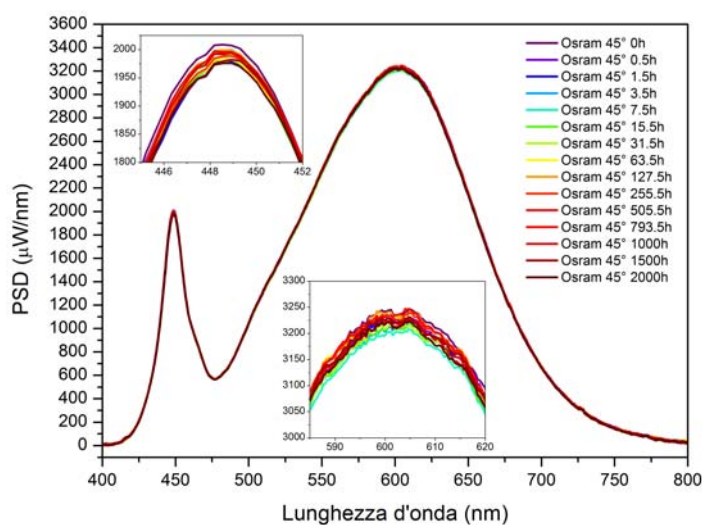
Figura 6.27: Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Osram

forse, di una diversa qualità cristallina dei campioni vergini e del fatto che, come ci si aspetta dal processo di formazione di difetti reticolari, la temperatura d'esercizio non ne sia il solo fattore d'attivazione.

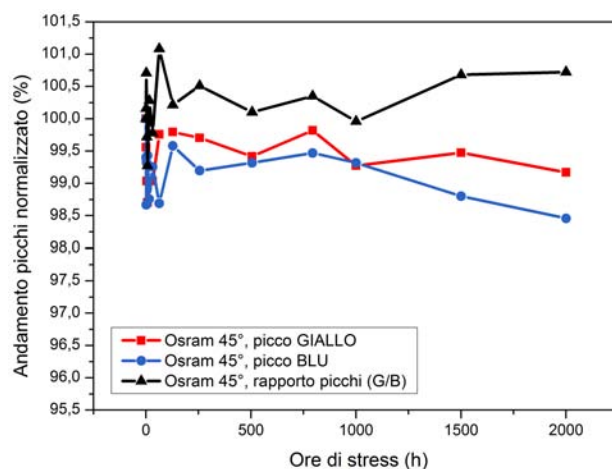
Anche la R_{on} dei LED Osram ha subito solo blande variazioni, che nel peggiore dei casi vede un aumento del 2% rispetto al valore iniziale (il 4% registrato in figura 6.32c per i LED OSram-45 è probabilmente frutto di un errore di misura, visto che il forward voltage, misurato a quattro terminali durante la caratterizzazione ottica e riportato in figura 6.32d per sopperire alla non completa estensione della curva I-V alla corrente nominale dei dispositivi, non mostra rilevanti cambiamenti nell'ultimo step di stress).

NOTA: il forward voltage della serie di LED Osram è di circa 12.49 V, un aumento dello 0.2% implica quindi una crescita della tensione ai capi pari a circa 25 mV.

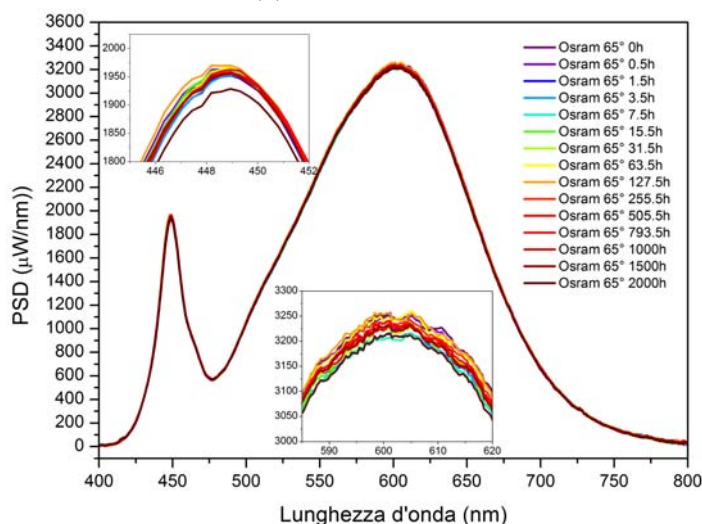
6.3. Risultati per lo stress dei LED Osram



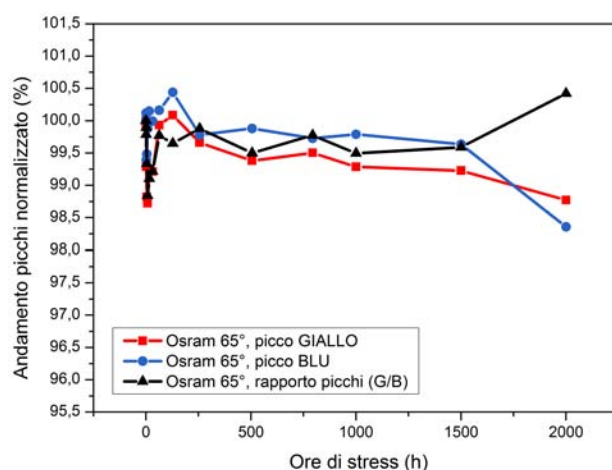
(a) Spettro Osram 45 °C



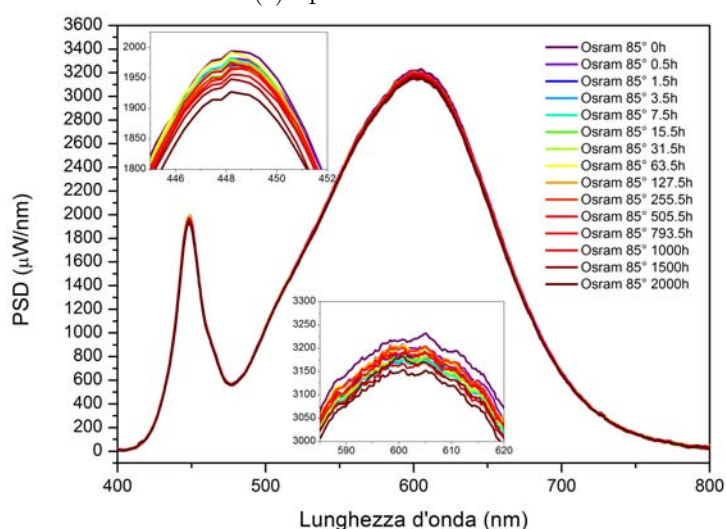
(b) Andamento picchi Osram 45 °C



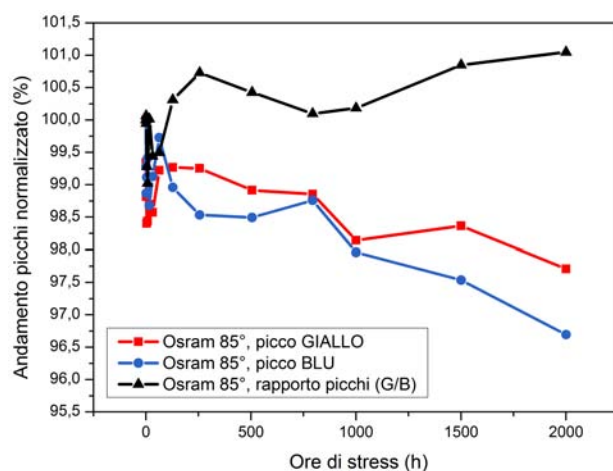
(c) Spettro Osram 65 °C



(d) Andamento picchi Osram 65 °C

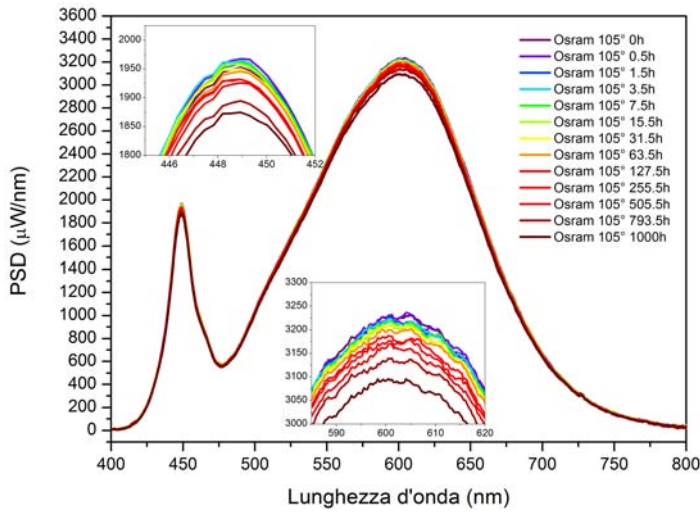


(e) Spettro Osram 85 °C

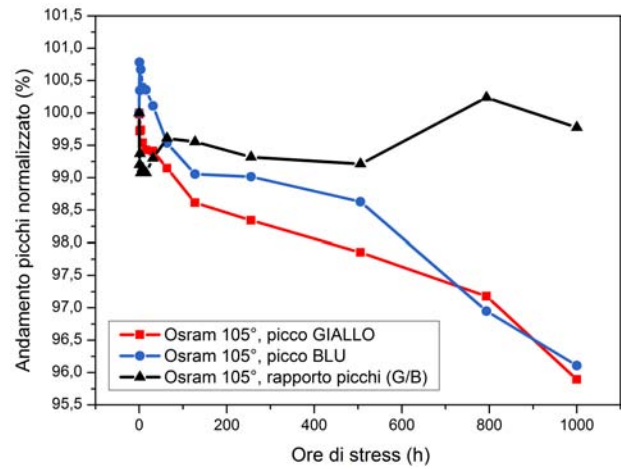


(f) Andamento picchi Osram 85 °C

Figura 6.28: Spettri e andamento picchi dei LED Osram stressati a 45, 65 e 85 °C

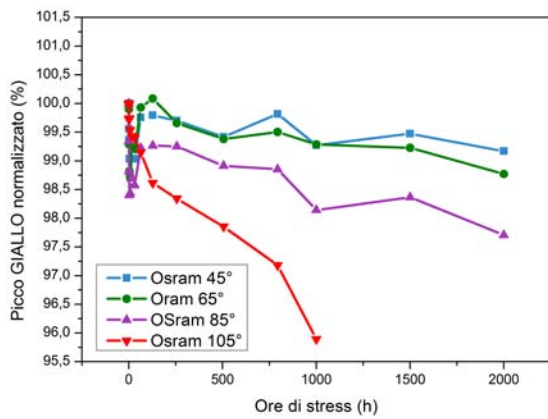


(g) Spettro Osram 105 °C

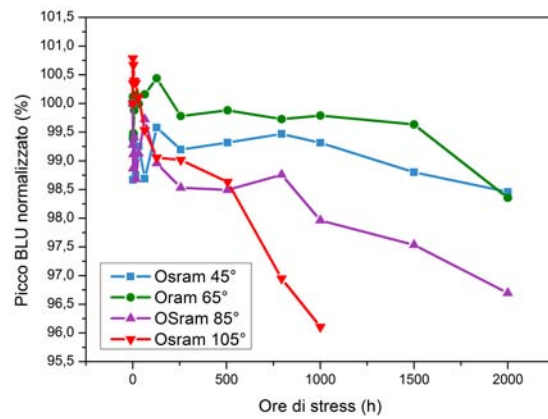


(h) Andamento picchi Osram 105 °C

Figura 6.28: (cont.) Spettri e andamento picchi dei LED Osram stressati a 105 °C

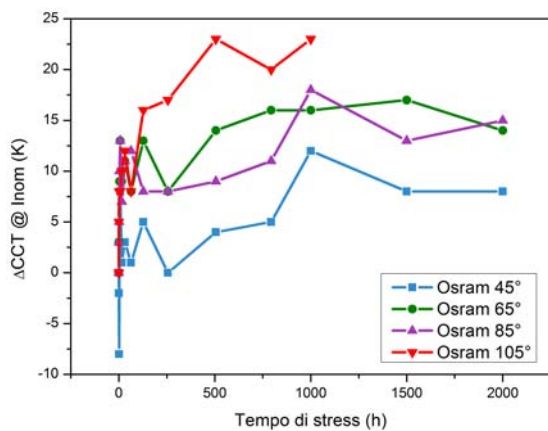


(a)

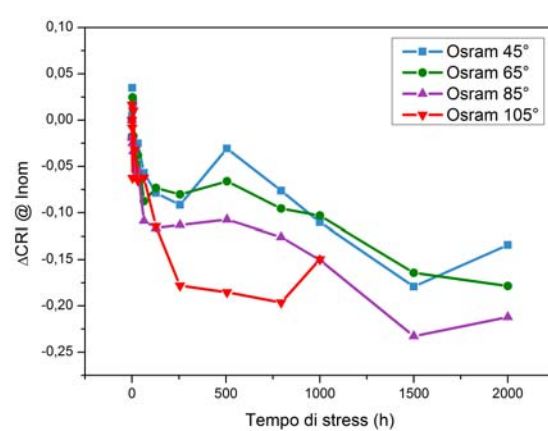


(b)

Figura 6.29: Confronto tra gli andamenti del picco giallo (a) e del picco blu (b)



(a)



(b)

Figura 6.30: Variazione rispetto al valore iniziale della CCT (a) e del CRI (b)

6.3. Risultati per lo stress dei LED Osram

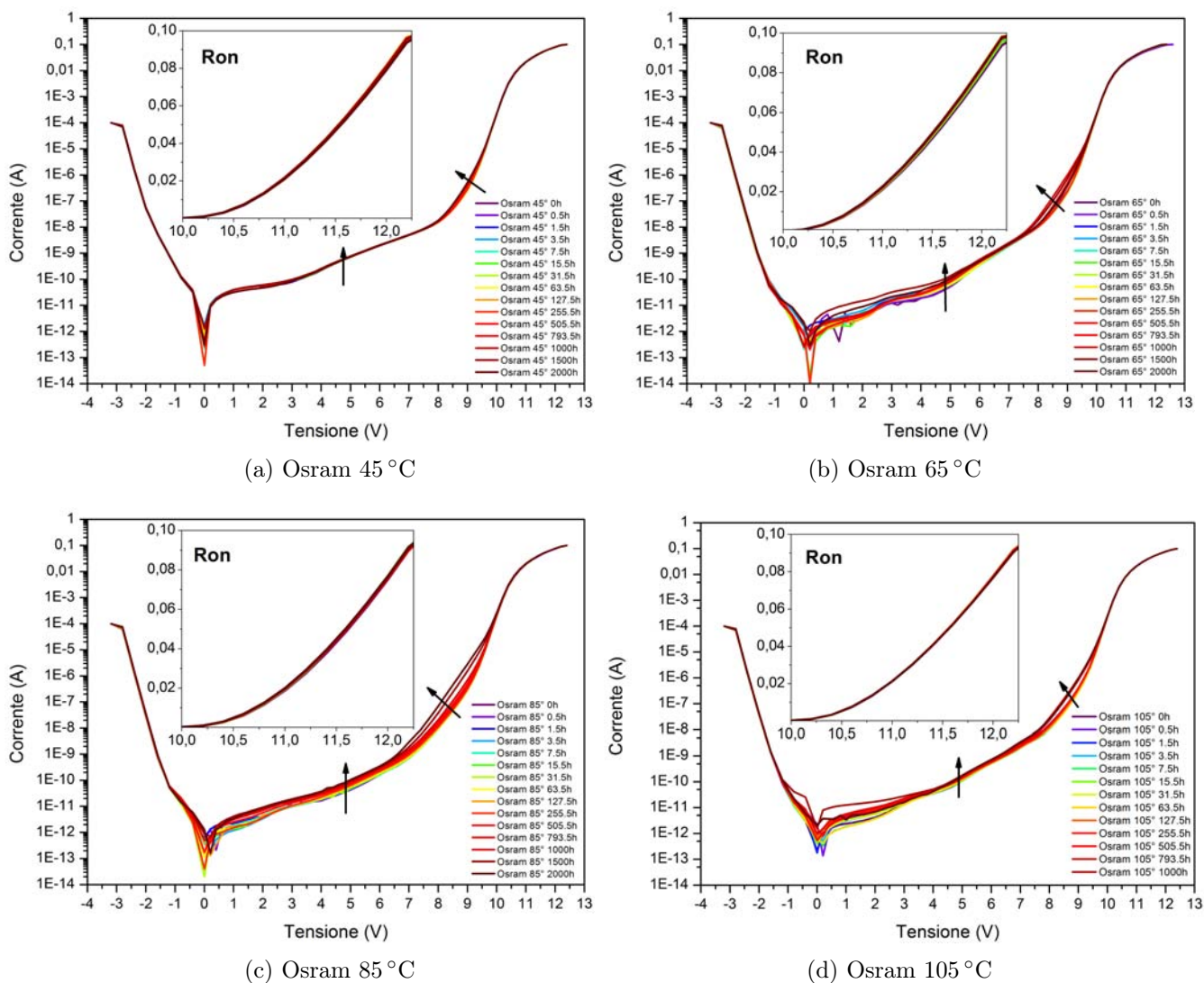


Figura 6.31: Curve I-V dei LED Osram

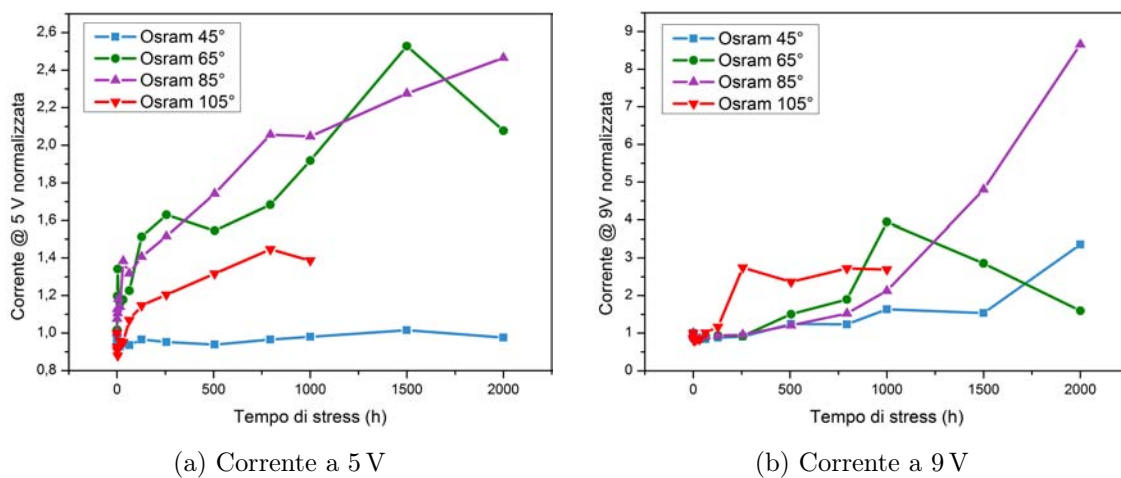


Figura 6.32: Andamento correnti a 5, 9 V e della R_{on} al variare del tempo di stress

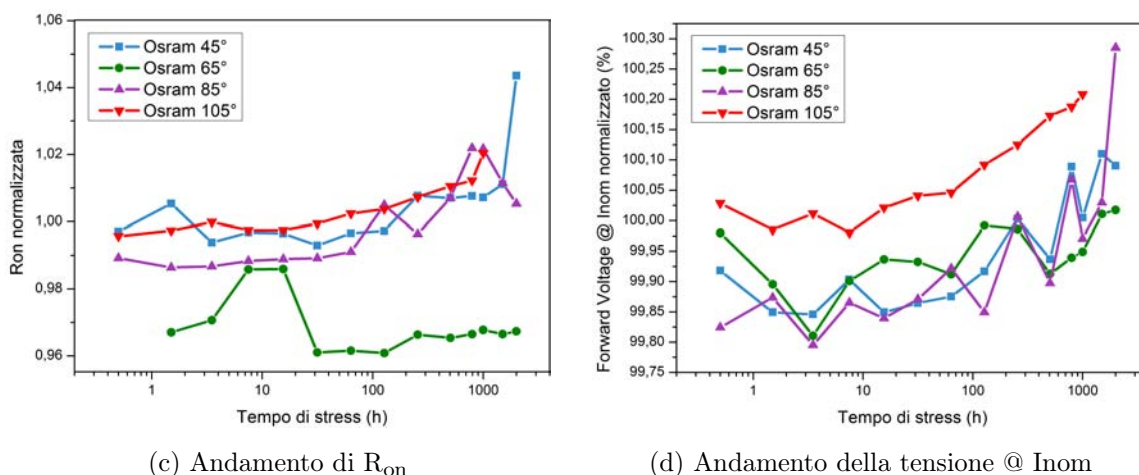


Figura 6.32: (cont.) Andamento correnti a 5 e 9 V e della R_{on} al variare del tempo di stress

6.3.1 Lo stress dei LED Osram su PCB in FR-4 a 100 mA

L'esame dei risultati dello studio di degrado accelerato dei LED Osram condotto su FR-4 fornisce un'importante chiave di lettura per i dati ottenuti dalla sessione di stress principale. A differenza delle altre due serie di campioni già descritte, infatti, i LED Osram su PCB in FR-4 sono stati stressati ad una corrente di 20 mA (1/6) inferiore alla propria corrente nominale, che è poi quella a cui sono stati stressati nel caso delle PCB in metal-core. Una corrente di stress inferiore, ed una temperatura di giunzione che seppur non nota è da supporre maggiore o uguale a quella raggiunta durante lo stress a 85 °C (vedi immagine IR nel capitolo precedente), hanno implicato un'assoluta immobilità della caratteristica elettrica, riportata al variare degli step di

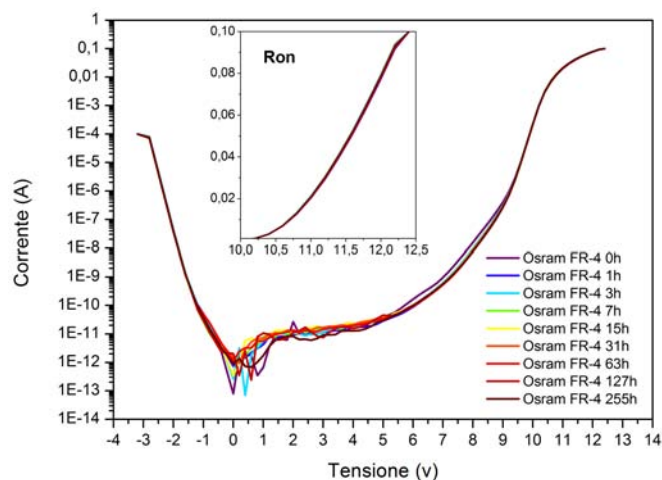
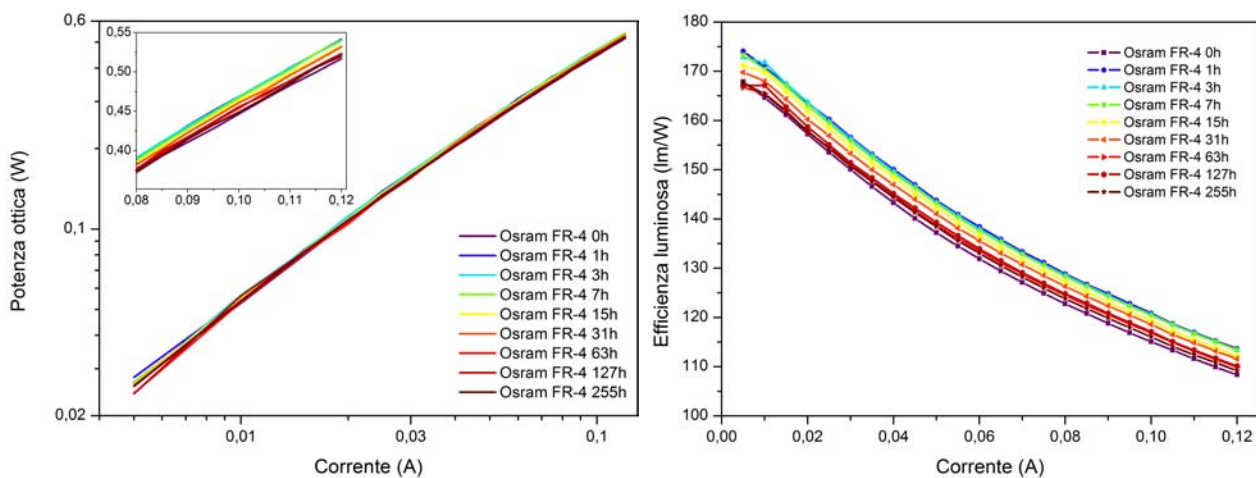
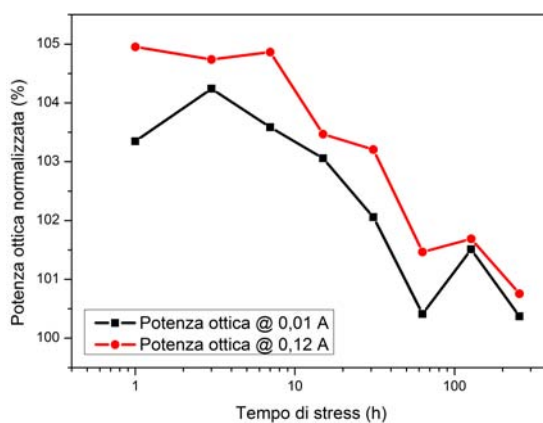


Figura 6.33: Caratteristiche elettriche dei LED Osram stressati su PCB in FR-4



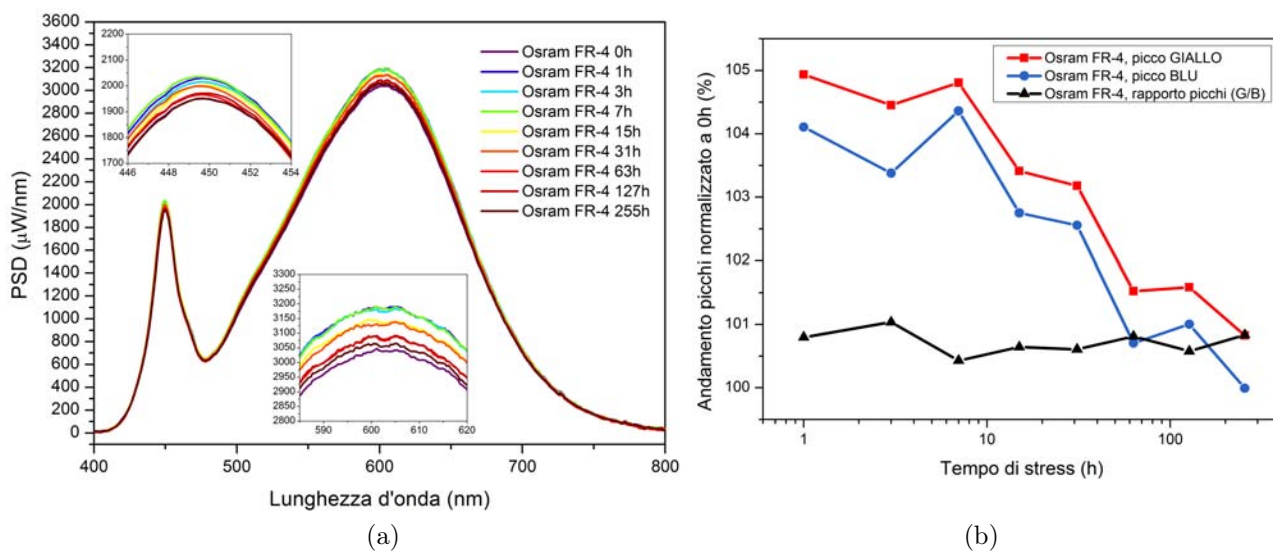
(a) Osram FR-4, curve di potenza ottica

(b) Osram FR-4, curve di efficienza luminosa



(c) Osram FR-4, potenza ottica (lumen)

Figura 6.34: Caratterizzazione ottica dei LED Philips stressati su PCB in FR-4



(a)

(b)

Figura 6.35: Spettri (a) e andamento picchi (b) dei LED Osram montati su FR-4

stress in figura 6.33. Questo fatto, unito alla variazione quasi uniforme cui è andata incontro la curva L-I di tali dispositivi, permette di poter affermare con una discreta certezza che la decrescita di flusso luminoso, successiva alla prima ora di stress, non è stata causata primariamente dalla formazione di difetti all'interno della regione attiva del semiconduttore.

6.4 Risultati per lo stress dei LED Citizen

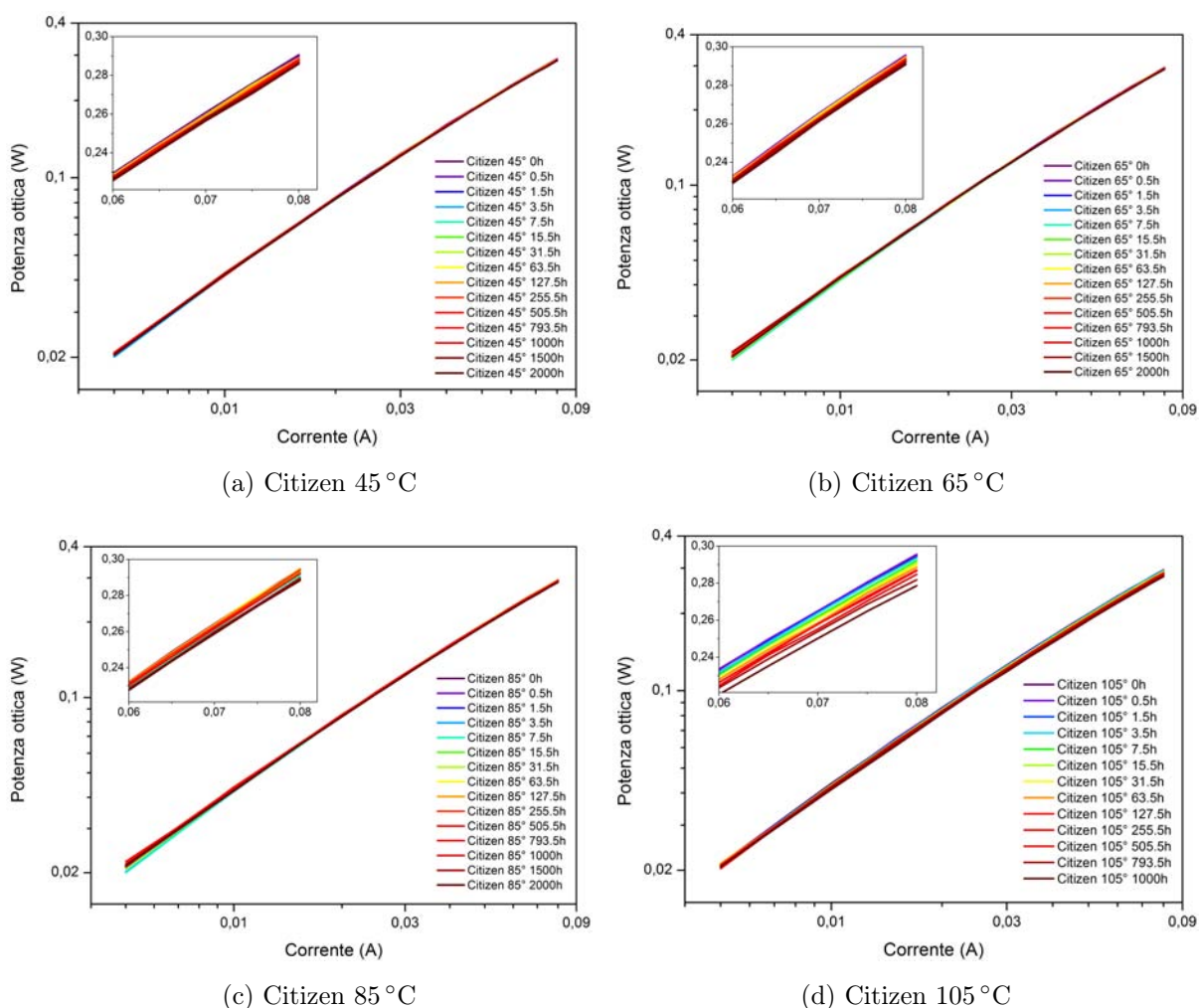
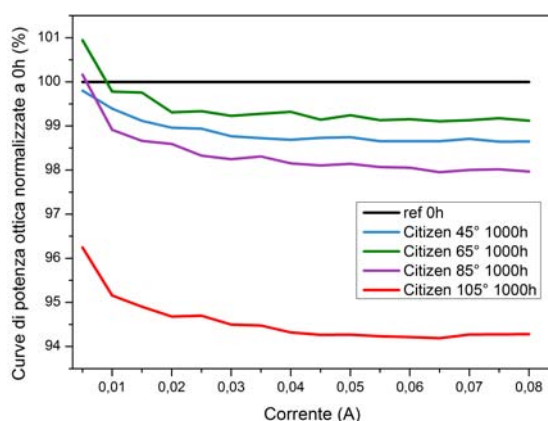
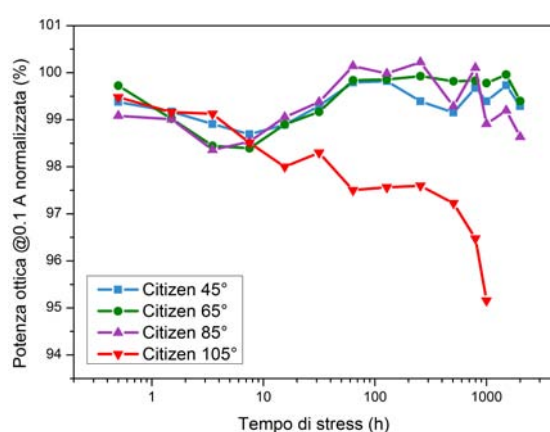


Figura 6.36: Grafici di potenza ottica vs corrente per i LED Citizen

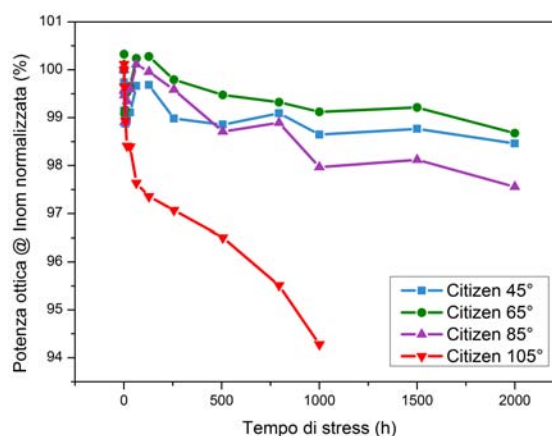
Come si poteva già prevedere dai risultati dalla caratterizzazione termica i LED Citizen sono stati i dispositivi ad aver subito il maggior degrado in seguito alle varie sessioni di stress-test cui sono stati sottoposti. Le caratteristiche elettro-ottiche che hanno subito variazioni (in negativo) sono molteplici, nello specifico:



(a) Citizen, confronto curve di L-I a 1000h



(b) Citizen, flusso luminoso a 0.01 A normalizzato



(c) Citizenl, flusso luminoso a 0.08 A normalizzato

Figura 6.37: Andamento temporale della potenza ottica (lumen) per i LED Citizen

- calo globale del flusso e dell'efficienza luminosa;
- calo dell'efficienza di conversione fosforica, con entità diversa a seconda del range spettrale considerato;
- aumento (massimo) della temperatura di colore di 50 K con annesso aumento del CRI di 0.35 punti (Citizen-105);
- forte crescita della corrente di leakage;
- incremento della resistenza serie e della tensione operativa dei LED.

Tutte le cinetiche di variazione dei parametri di controllo hanno inoltre mostrato una forte dipendenza dalla temperatura di stress che, come ora vedremo, raggiunti i 105 °C ha innescato un nuovo e predominante processo di degrado.

Il primo segno di questo fenomeno lo si trova osservando il grafico 6.37c, che riporta l'andamento normalizzato del flusso luminoso: è immediato notare come il calo

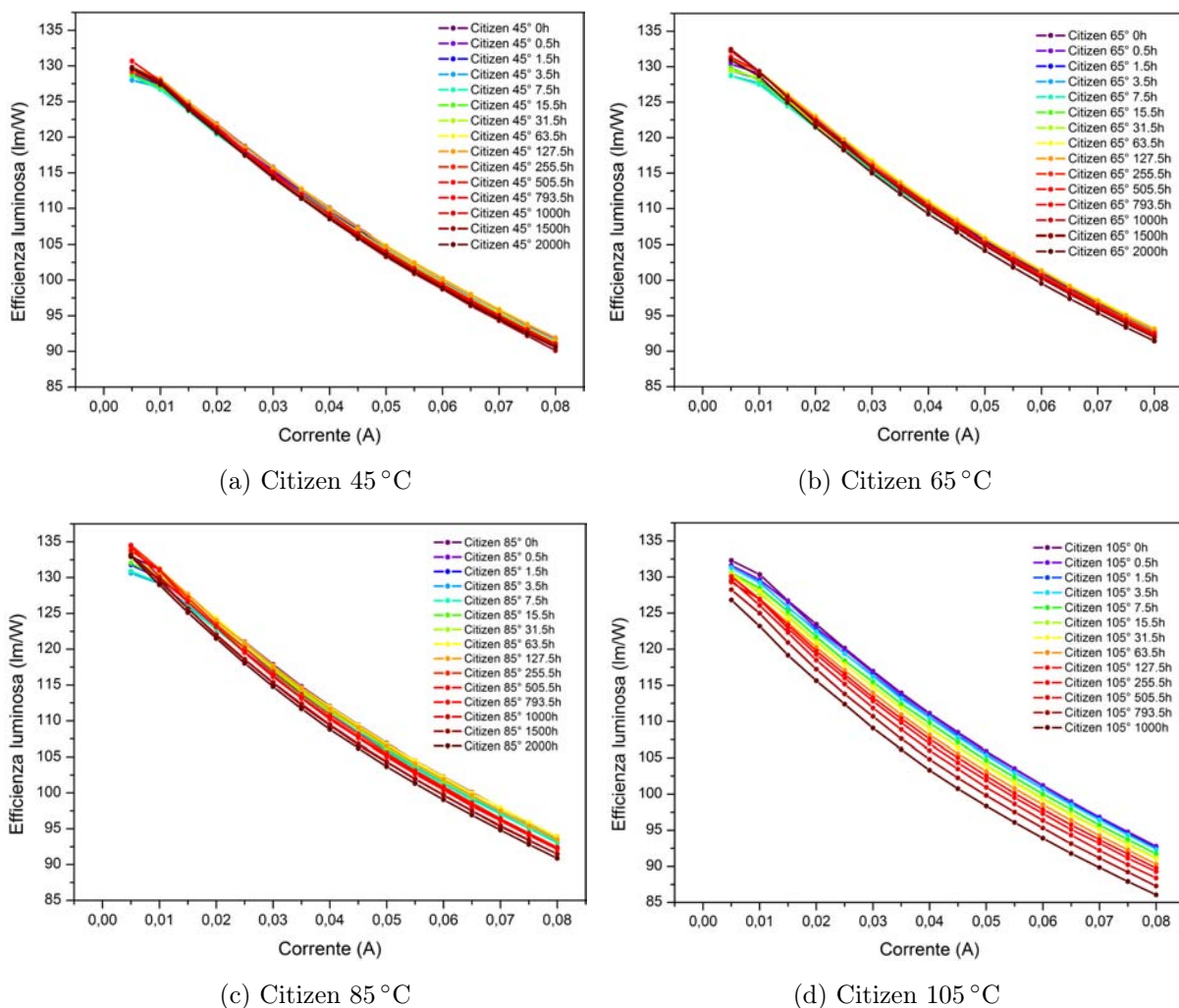
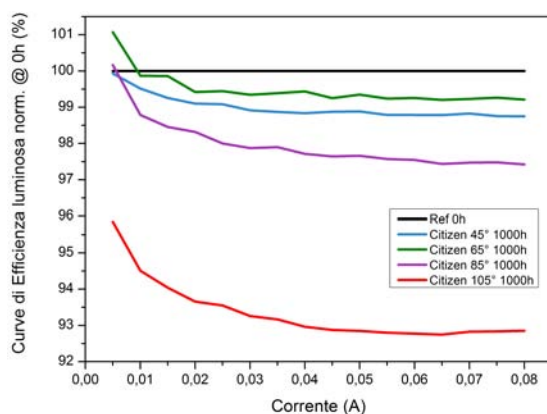


Figura 6.38: Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Citizen

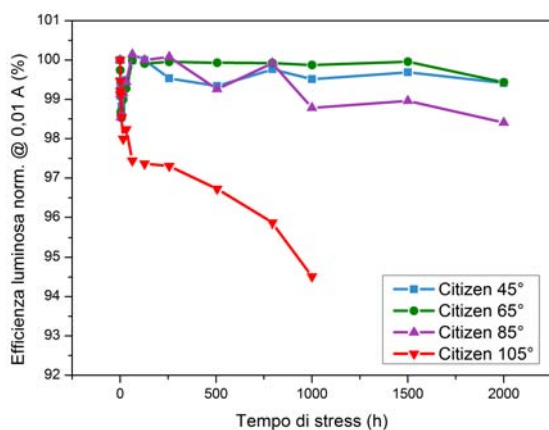
mostrato dai Citizen-105 sia scorrelato da quello riportato per le altre tre serie di dispositivi. A livello numerico la decrescita di potenza ottica per i dispositivi stressati a 105 °C è stata di circa il 5.7% in 1000 h, mentre anche prendendo in considerazione la condizione di stress immediatamente inferiore questa non è capace di superare il 2.5% nemmeno con un numero doppio di ore di stress.

Le differenze tra la quarta condizione di stress (105 °C) e le precedenti si fanno sentire anche in regime di basse correnti di polarizzazione, figura 6.37b, dove la potenza ottica, risentendo solo minimamente dell’annealing indotto nelle prime ore di stress, ha un andamento prettamente decrescente. Più in generale possiamo dire che per questi LED l’effetto cumulativo dei processi di annealing/annichilimento di difetti e di degrado iniziale non ha portato a nessun rilevante aumento delle performance ottiche, ne ad alte ne a basse correnti.

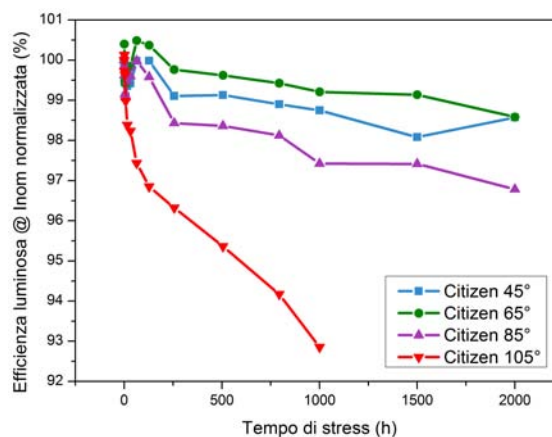
Un’importante chiave di lettura per i processi di degrado in atto è fornita dagli spet-



(a) Citizen, confronto curve di efficienza-corrente a 1000h



(b) Citizen, efficienza luminosa a 0.01 A normalizzata

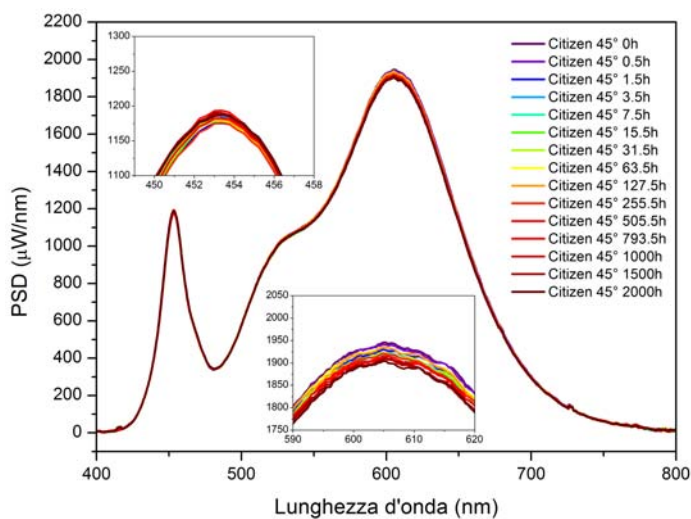


(c) Citizen, efficienza luminosa a 0.08 A normalizzata

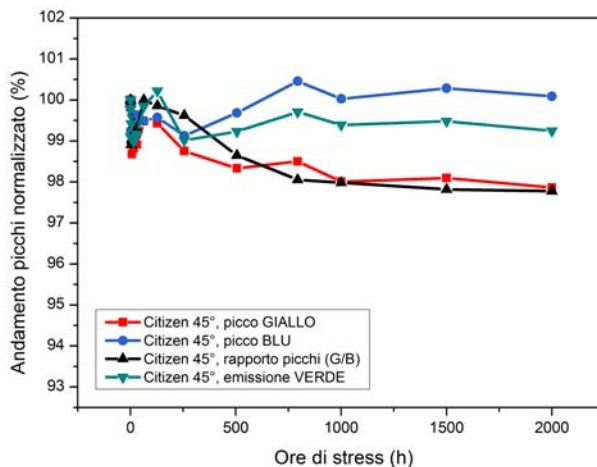
Figura 6.39: Grafici di efficienza luminosa vs corrente per i LED Citizen

tri, e dalle relative elaborazioni, riportati in figura 6.40. Innanzitutto, diversamente da quanto visto per le tre tipologie di LED precedentemente analizzate, i LED Citizen presentano un deterioramento delle proprietà cromatiche della luce emessa, testimoniato dal relativo andamento del rapporto picchi riportato in figura 6.41a. Dato che questo tipo di fenomeno, anche se con entità diversa, è stato rilevato in tutte e quattro le condizioni ambientali di stress, e dato che si è manifestato per i soli dispositivi che hanno mostrato una marcatamente diversa composizione fosforica, l'ipotesi più attendibile è quella che colloca la causa del degrado nella perdita di efficienza di conversione da parte del materiale otticamente attivo.

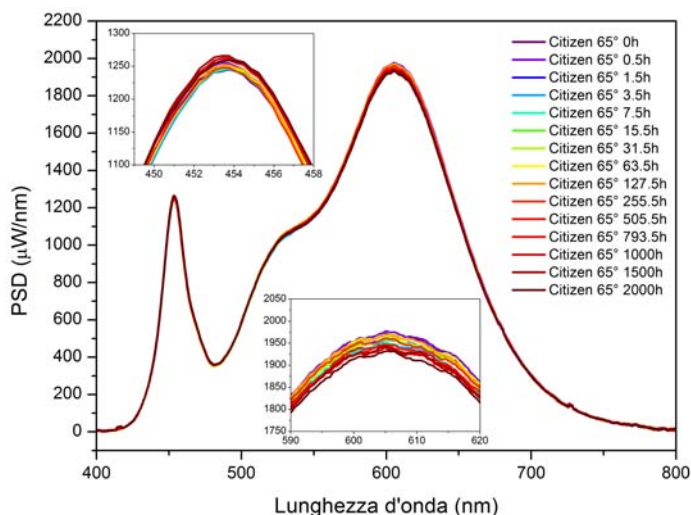
Un'ulteriore importante osservazione può essere fatta esaminando in figura 6.40h l'andamento dei picchi d'emissione spettrale per lo stress a 105 °C. Come ben visibile dal discostamento tra linea nera (picchi) e linea rossa (giallo), l'effetto del degrado del-



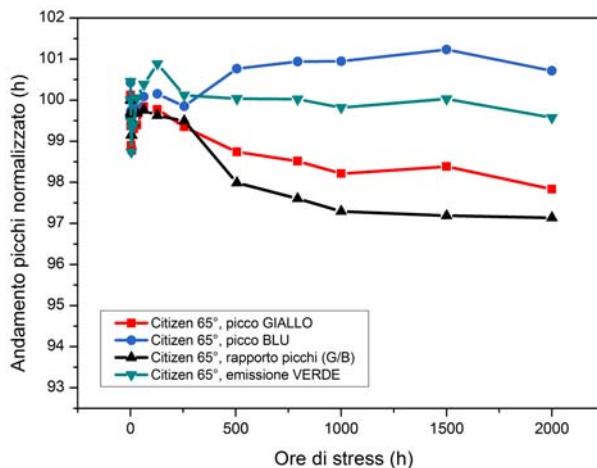
(a) Spettro Citizen 45 °C



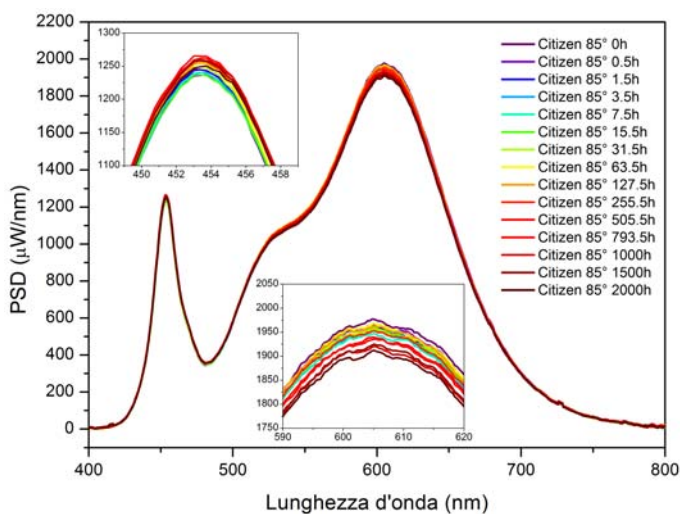
(b) Andamento picchi Citizen 45 °C



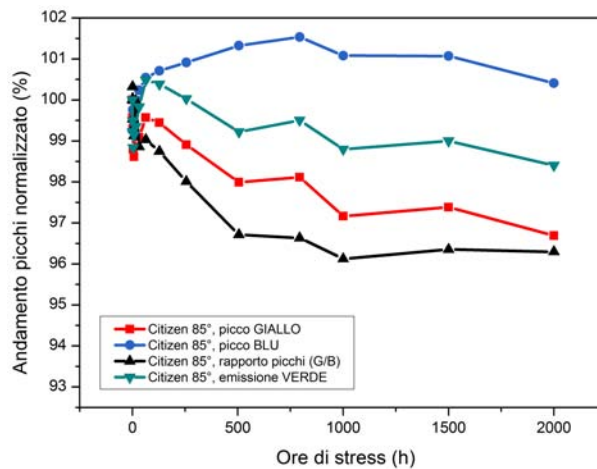
(c) Spettro Citizenl 65 °C



(d) Andamento picchi Citizen 65 °C

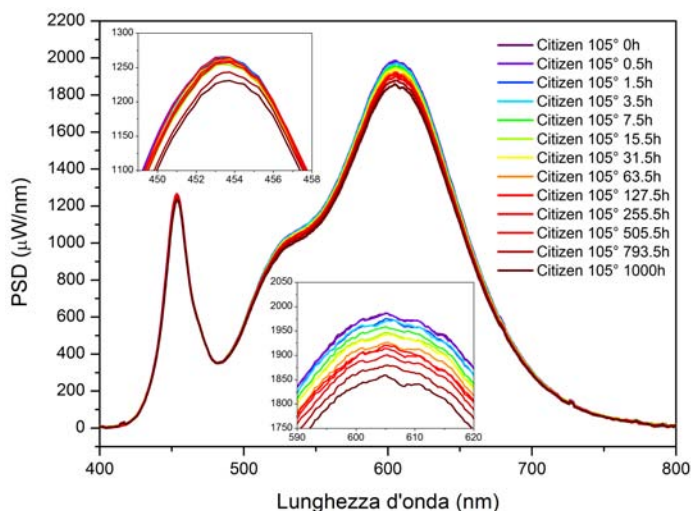


(e) Spettro Citizen 85 °C

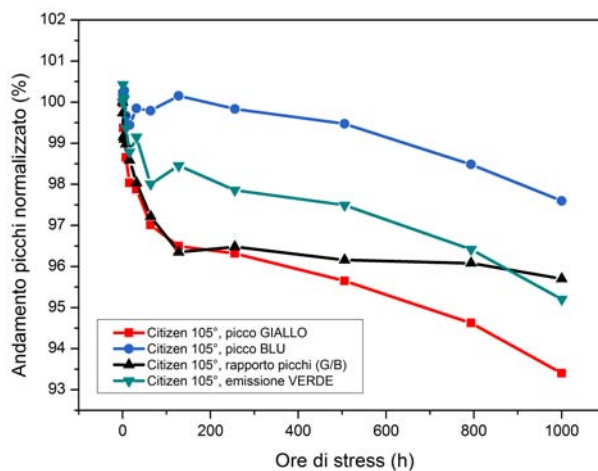


(f) Andamento picchi Citizen 85 °C

Figura 6.40: Spettri e andamento picchi dei LED Citizen stressati a 45, 65 e 85 °C

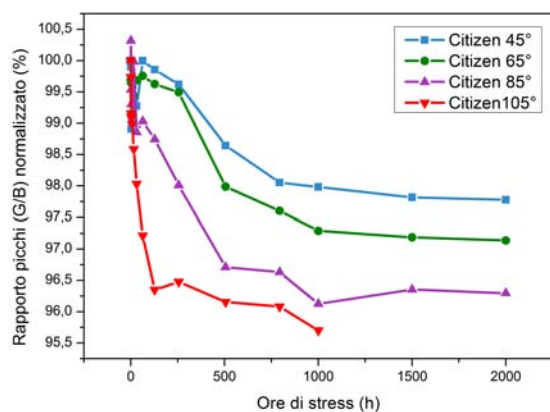


(g) Spettro Citizen 105 °C

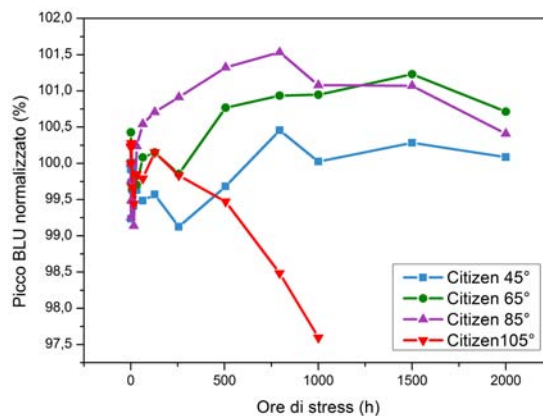


(h) Andamento picchi Citizen 105 °C

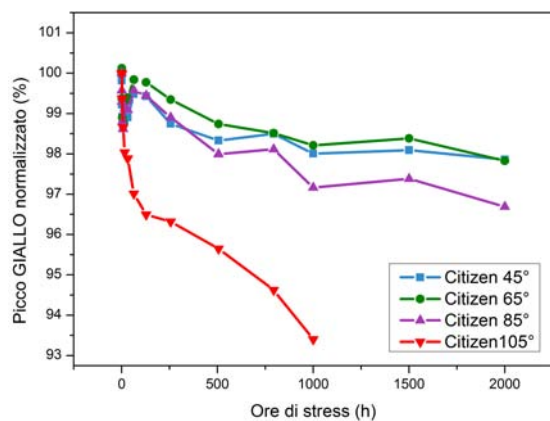
Figura 6.40: (cont.) Spettri e andamento picchi dei LED Citizen stressati a 105 °C



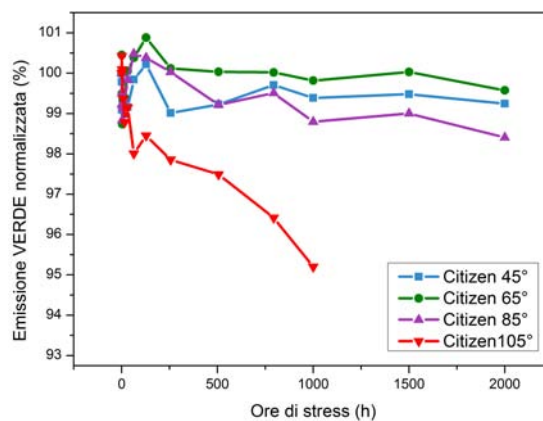
(a) Rapporto picchi



(b) Picco blu



(c) Picco giallo



(d) Emissione verde

Figura 6.41: Cinetiche di degrado per l'emissione spettrale dei LED Citizen

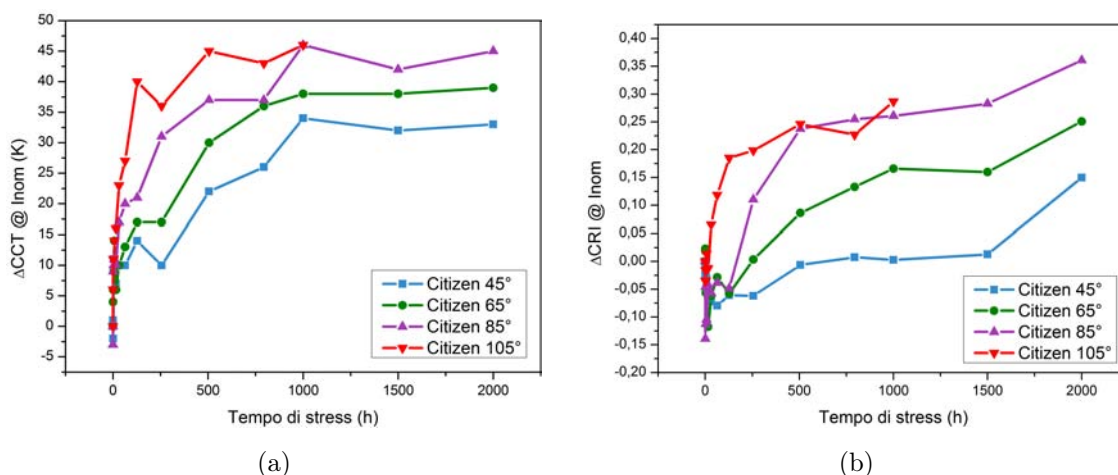


Figura 6.42: Variazione rispetto al valore iniziale della CCT (a) e del CRI (b)

l'efficienza fosforica si limita alle prime 120 h di stress. Successivamente subentra un processo che va a ridurre l'emissione del LED in modo uniforme su tutto lo spettro: ciò è segno o di un decadimento dell'emissione blu, dal quale poi dipendono direttamente quella gialla e quella verde, o di un qualche fenomeno di schermatura (decrecita delle proprietà di trasmissione dell'incapsulante) o intrappolamento (perdita di riflettività del package) della luce emessa. L'identico trend delle curve rossa e verde rispetto quella blu, unito all'improbabilità di un schermatura spettralmente uniforme, fanno propendere per la prima ipotesi.

Le (relativamente) ampie variazioni dello spettro di questi LED hanno comportato uno shift di quasi 50 K nella temperatura di colore della luce emessa (Fig. 6.42a). Curiosamente, il particolare shift spettrale ha comportato anche un aumento del CRI di 0.35 punti, laddove, per gli altri campioni in esame, tale parametro ha mostrato solo variazioni in negativo.

Oltre che quelle ottiche, anche le caratteristiche elettriche dei LED Citizen, riportate in figura 6.43, hanno subito un notevole degrado in seguito all'esperimento di invecchiamento accelerato. La corrente di leakage, in particolare, ha visto un incremento che nel caso di stress a 105 °C sfiora il 155×. Tipicamente, ciò è un segno dell'aumento della densità di difetti all'interno del materiale cristallino: i livelli profondi associati a questi difetti fungono infatti da mediatori per la conduzione tramite tunnelling dei portatori, che in inversa trovano nuovi cammini localizzati attraverso cui "scorrere". Il fatto che l'incremento nel numero di anomalie cristalline all'interno della regione attiva non si sia riflesso in una diminuzione netta dell'efficienza radiativa del chip per bassi livelli di polarizzazione può essere spiegato se si assume la concomitanza di un processo di degrado che, al contrario, tende invece a favorire il decadimento della curva

6.4. Risultati per lo stress dei LED Citizen

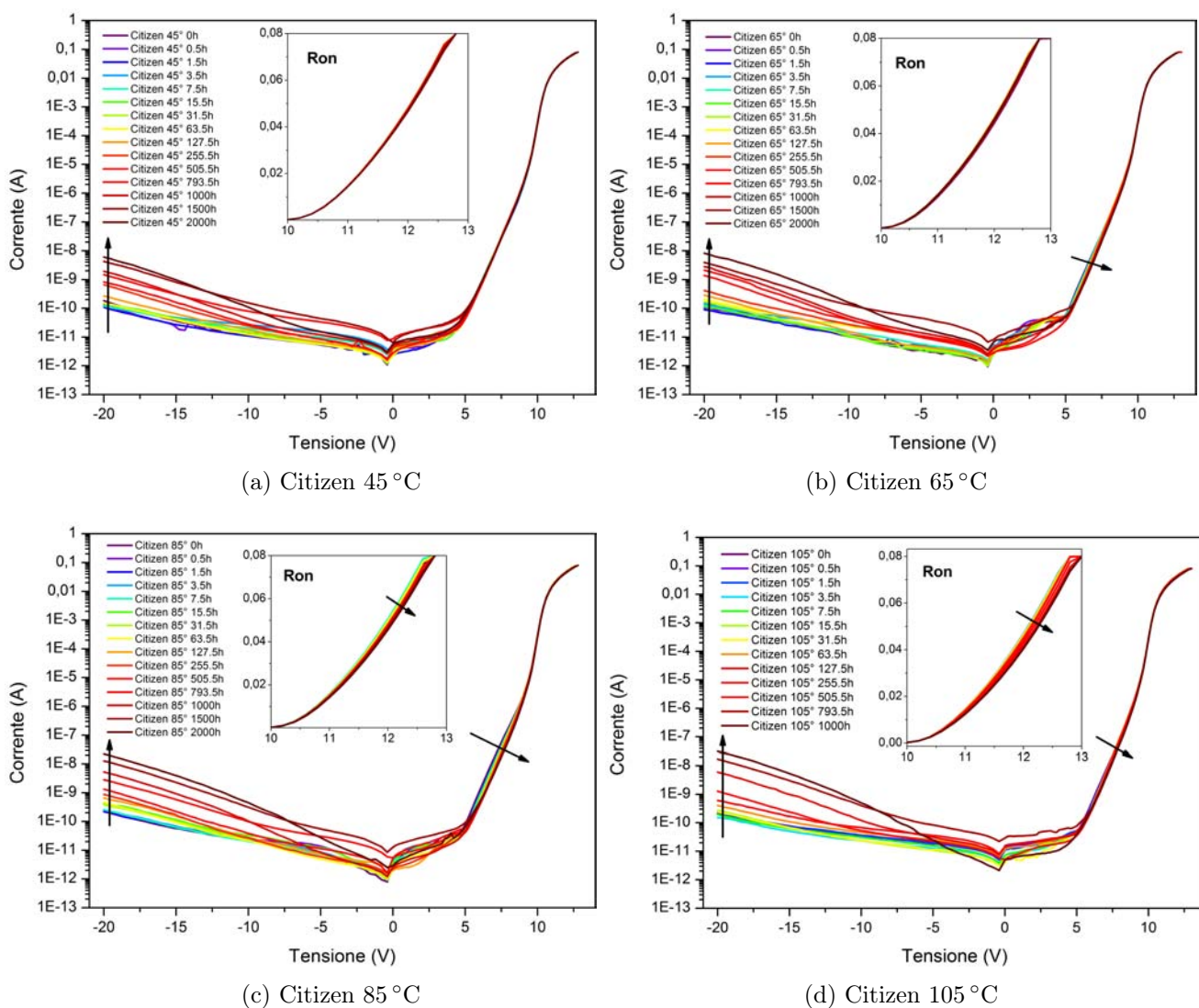


Figura 6.43: Curve I-V dei LED Citizen

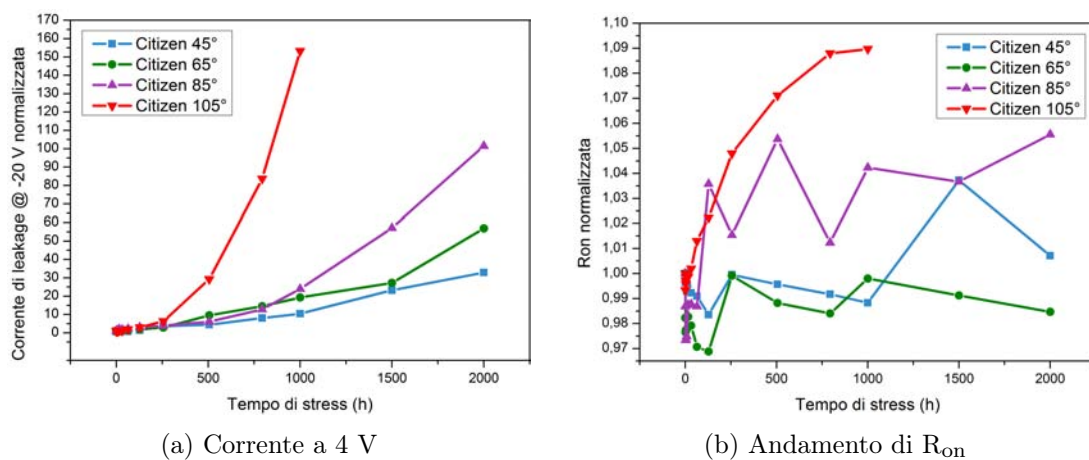


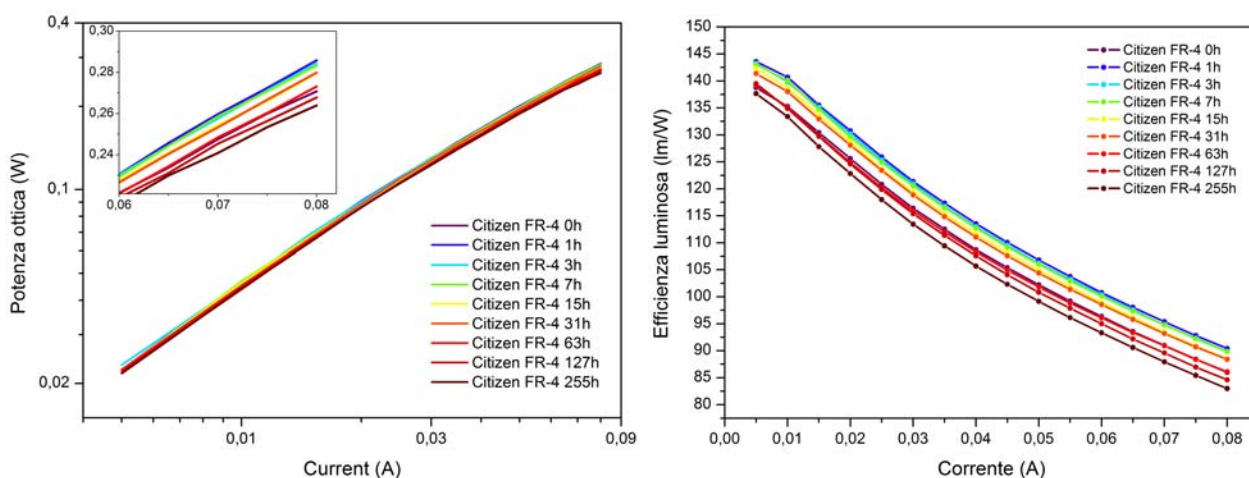
Figura 6.44: Andamento della corrente a -20 V e della R_{on} al variare del tempo

L-I per alti livelli di corrente. Tra i più comuni, un siffatto meccanismo di degrado, ad esempio, è dato dall'alterazione dei contatti ohmici dovuta alla passivazione del drogante accettore. Il current crowding che ne consegue, infatti, tende a localizzare, limitandola, l'emissione luminosa del chip, comportando in ultima analisi una decrescita dell'efficienza radiativa del dispositivo. Tale fenomeno è in questo caso ben evidenziato dall'aumento della R_{on} e, in accordo, della tensione operativa dei LED, che per lo stress a 105°C raggiunge i $+200\text{ mV}$ sull'intera serie di 4 dispositivi.

In questo caso, il marcato degrado della caratteristica elettrica ad alte correnti dei LED ha comportato anche un'ulteriore diminuzione dell'efficienza luminosa complessiva dei dispositivi. Infatti, se per i dispositivi precedentemente caratterizzati la cinetica dell'efficienza rispecchiava sostanzialmente quella della potenza ottica, l'aumento di resistenza serie dei Citizen ha aggiunto un -1.2% al -5.7% accumulato dal flusso luminoso a corrente nominale nel caso peggiore (figura 6.39c).

6.4.1 Lo stress dei LED Citizen su PCB in FR-4 a 100 mA

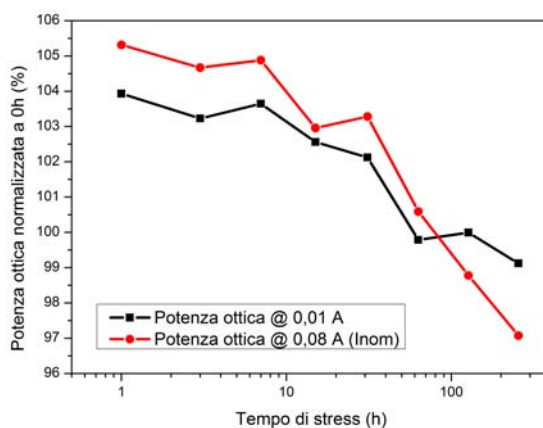
Come nel caso dei LED Osram, anche i risultati dello stress preliminare relativo ai LED Citizen condotto su FR-4 hanno contribuito a sostenere le ipotesi fatte a riguardo dei processi di degrado in atto durante l'ageing dei campioni stressati su metal-core. Nello specifico, poiché lo stress su FR-4 è stato effettuato polarizzando i campioni ad una corrente di 20 mA (25%) maggiore rispetto a quella utilizzata nella sessione di stress principale, è stato possibile confermare la stretta dipendenza dalla corrente della formazione di difetti responsabili della conduzione in inversa, ove la corrente di leakage



(a) Citizen FR-4, curve di potenza ottica

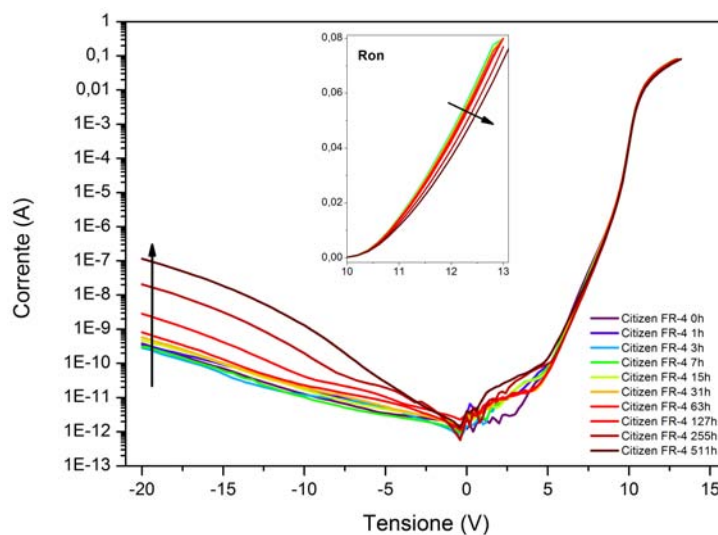
(b) Citizen FR-4, curve di efficienza luminosa

Figura 6.45: Caratterizzazione ottica dei LED Citizen stressati su PCB in FR-4

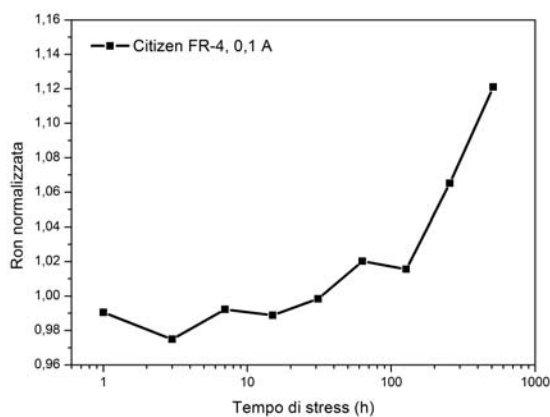


(c) Citizen FR-4, potenza ottica (lumen)

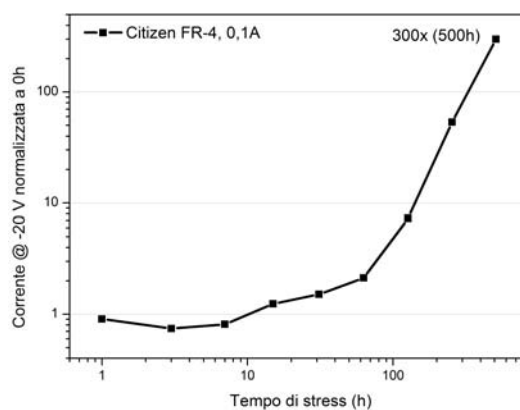
Figura 6.45: (cont.) Caratterizzazione ottica dei LED Citizen stressati su PCB in FR-4



(a) Citizen FR-4, caratteristiche I-V



(b) Andamento di R_{on}



(c) Corrente a -20V

Figura 6.46: Caratteristiche elettriche dei LED Citizen stressati su PCB in FR-4

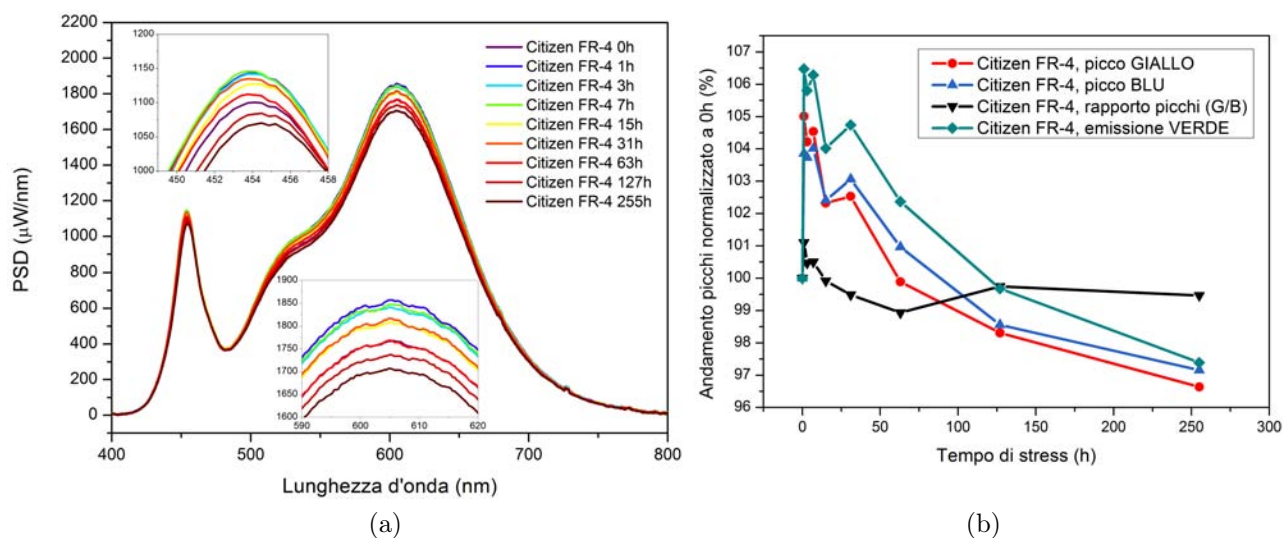


Figura 6.47: Spettri (a) e andamento picchi (b) dei LED Citizen montati su FR-4

ha subito un incremento di circa $300\times$ in 500 ore di stress, contro il $160\times$ accumulato dai LED nella condizione d'invecchiamento accelerato a 105°C in 1000 h (figura 6.46c).

Anche la tensione operativa dei dispositivi ha subito un notevole incremento, pari a 38.3 mV per LED: dato il trend della R_{on} , riportato il figura 6.46b, ed i circa 50 mV d'incremento accumulati dai Citizen-105 in 1000 h, è ipotizzabile una simile dinamica di variazione per questo parametro di controllo, che, se confermata l'ipotesi di degrado del contatto ohmico indotto dalla passivazione del drogante, suggerirebbe una simile temperatura di giunzione raggiunta dai dispositivi nelle due diverse condizioni di stress.

Per quanto riguarda i LED Citizen-FR4, da segnalare è anche il diverso andamento temporale dell'emissione spettrale, visibile in figura 6.47b, se confrontato con quelli già analizzati in figura 6.47. A differenza di questi ultimi, infatti, non solo la variazione totale del rapporto picchi è inferiore all'1%, ma il processo di degrado dell'emissione luminosa blu del chip risulta innescarsi già dopo le prime 10 ore di stress. Tra i due, il comportamento più strano è sicuramente il primo in quanto, nonostante l'elevata temperatura raggiunta dal package (che la termografia di figura 5.7 stima sui 116°C) ed il maggior flusso luminoso incidente su di esso (dovuto all'incrementata corrente di stress), sembra in questo caso non esserci un visibile deterioramento delle proprietà cromatiche imputabile all'alterazione delle proprietà ottiche del package. Date le più proibitive condizioni di stress, sicuramente tali rispetto all'ageing condotto a 45 , 65 e 85°C , è plausibile la presenza di un secondo processo di deviazione cromatica, opposto però al primo.

6.5 Considerazioni globali

In tabella 6.1 sono riportate le condizioni ed i principali effetti dello studio di degrado accelerato condotto sulle quattro famiglie di dispositivi in esame. Come è immediato osservare, tutti i LED hanno subito una decrescita del proprio flusso luminoso, la quale, esclusi Seoul, è stata massima per la condizione di stress più invasiva. L'eccezionalità dei suddetti dispositivi è da imputarsi a due fattori: da un lato, al principale meccanismo di degrado per essi individuato, la generazione di difetti nella regione attiva, che essendo un processo attivato più dal flusso di corrente che dalla temperatura è meno sensibile a quest'ultima e, generalmente, più dipendente dalla qualità cristallina del campione vergine; dall'altro c'è il secondo processo di annealing che, come visibile in figura 6.48d, risulta affliggere (positivamente) i Seoul stressati a 105 °C per un tempo di test compreso tra le 128 e le 500 ore.

L'analisi comparata del decadimento del flusso luminoso per i dispositivi stressati alla temperatura più elevata ha evidenziato un andamento temporale molto simile per i LED Philips, Osram e Citizen. Ciò fa supporre che dopo le prime 120 ore di stress a 105 °C entri in gioco un comune processo di degrado che, in generale, ha i seguenti effetti più o meno condivisi:

	Corrente di stress [mA]	Tempo di stress [h]	T _j @ stress [°C]	Flusso luminoso norm. a fine stress [%]	Var. CCT [K]
Seoul 45°	100	2000	58.64	-1.48	13
Seoul 65°	100	2000	79.17	-2.36	10
Seoul 85°	100	2000	97.28	-1.1	17
Seoul 105°	100	1000	119.84	-1.39	16
Philips 45°	100	2000	62.77	-1.77	31
Philips 65°	100	2000	(76.99)	-	35
Philips 85°	100	2000	101.40	-0.90	30
Philips 105°	100	1000	126.52	-2.41	25
Osram 45°	120	2000	70.29	-0.6	8
Osram 65°	120	2000	84.33	-0.93	14
Osram 85°	120	2000	109.57	-1.90	15
Osram 105°	120	1000	138.66	-3.53	23
Citizen 45°	80	2000	78.58	-1.54	33
Citizen 65°	80	2000	98.16	-1.32	39
Citizen 85°	80	2000	120.93	-2.44	45
Citizen 105°	80	1000	151.79	-5.72	46

Tabella 6.1: Panoramica delle condizioni e dei risultati dello studio di degrado accelerato condotto

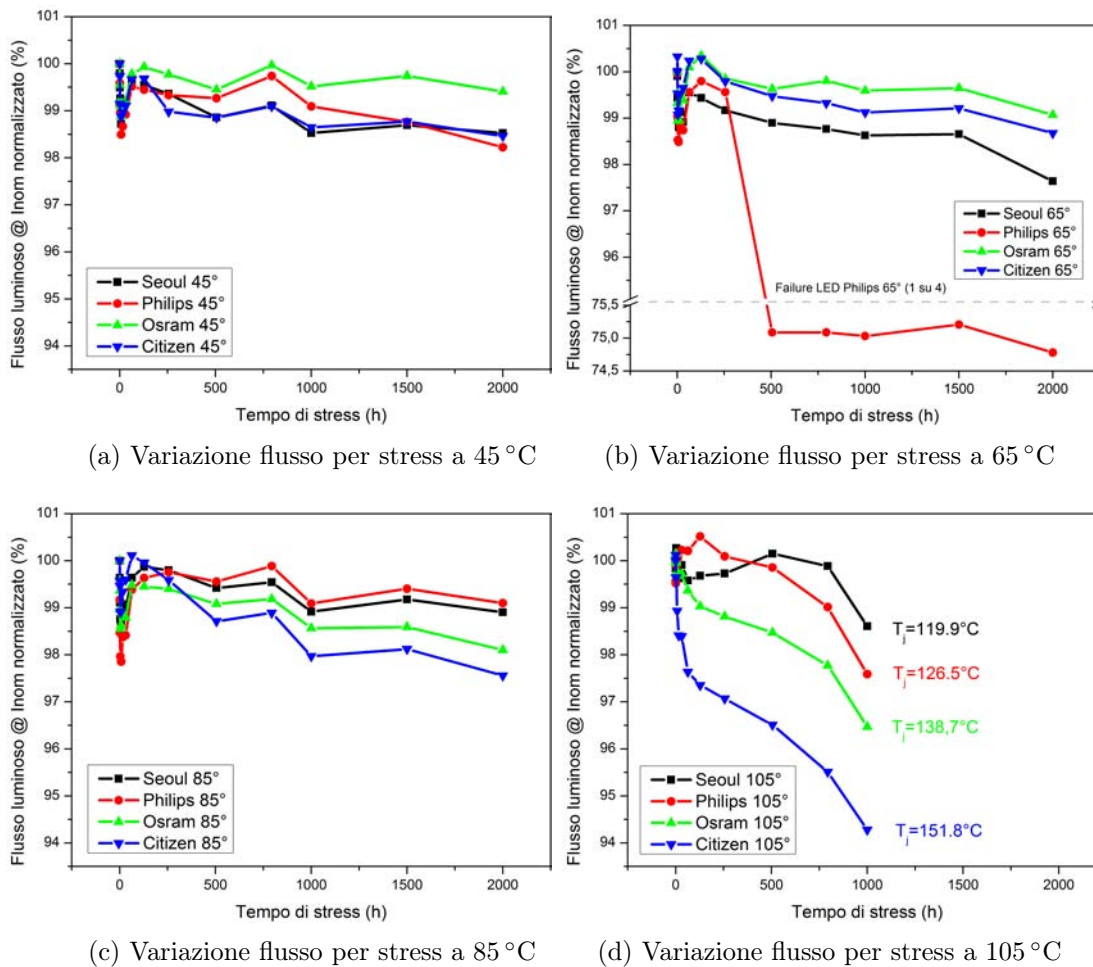


Figura 6.48: Confronto tra gli andamenti del flusso luminoso a corrente nominale per le quattro tipologie di LED in esame al variare della temperatura di stress.

- diminuzione spettralmente uniforme (rapporto picchi costante) dell'emissione luminosa;
- nessuna particolare variazione della caratteristica I-V, ad eccezione dei LED Citizen, che non sia già visibile (o di simile entità) anche negli stress effettuati a temperature più rilassate;
- decrescita uniforme della potenza ottica su tutta la curva L-I, con un degrado a volte più marcato in condizioni di alta iniezione.

Inoltre, tutte queste condizioni risultano essere verificate anche per lo stress preliminare su PCB in FR-4, in cui, nello specifico, il decadimento quasi monotono ha inizio già successivamente alla prima ora di invecchiamento accelerato. Per spiegare questo comportamento “globale” le ipotesi di degrado proposte sono le seguenti:

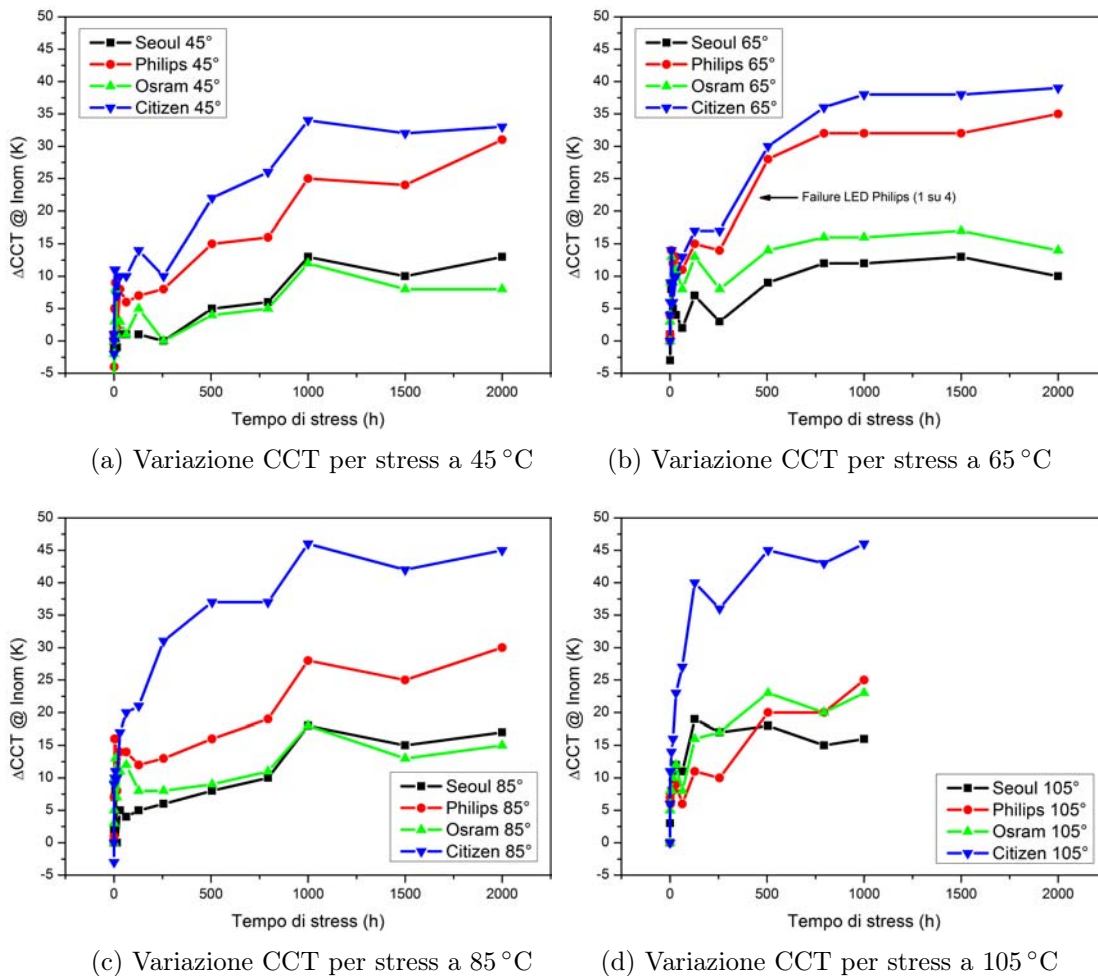


Figura 6.49: Confronto tra gli andamenti della CCT a corrente nominale per le quattro tipologie di LED in esame al variare della temperatura di stress.

1. un particolare deterioramento del package, come l'imbrunimento dell'housing plastico o la perdita di trasmissività del materiale incapsulante;
2. la passivazione del drogante accettore.

L'attuale condizione di degrado dei dispositivi, unita all'impossibilità di eseguire un'analisi ottica diretta sulle superfici interne del package, disponibile solamente alla conclusione degli stress test, non permette al momento di individuare con assoluta certezza il meccanismo fisico alla base del fenomeno osservato. D'altra parte, data la tendenza di quest'ultimo ad interessare in egual modo tanto l'emissione del semiconduttore quanto quella di fosfori, e dato il simile effetto riscontrato su tre diversi dispositivi, due dei quali con medesimo package, l'ipotesi più probabile per cui propendere è la seconda. Infatti, i tipici fenomeni di degrado del package riportati in letteratura prevedono una decrescita preferenziale dell'emissione nel giallo, la quale, ragionevolmente,

non dovrebbe manifestarsi in modo così simile per dispositivi provenienti da tre distinti produttori. Di contro, l'ipotesi di degrado preferenziale fatta sembrerebbe in antitesi con la rilevata stabilità della resistenza serie di almeno due delle tre tipologie di campioni esaminati (Osram e Philips): i principali effetti della passivazione del drogante accettore, dovuta tipicamente alla formazione di complessi H-N, prevedono infatti tanto una variazione della distribuzione di carica all'interno della zona attiva, quanto un aumento di resistività delle regioni quasi neutre e dei contatti ohmici. Non essendo presente un ingente aumento di R_{on} per le due serie di campioni sopra citate, la validità dell'ipotesi proposta richiederebbe o di individuare la causa della decrescita di potenza ottica nella diminuzione dell'efficienza d'iniezione dei portatori all'interno delle QW, oppure di supporre, in modo quasi contraddittorio, la presenza di un fenomeno di current crowding tale però da non intaccare il comportamento elettrico dei dispositivi. Come già accennato, se l'evoluzione dei parametri di controllo non permetterà di inferire nuove conclusioni o di confermare le precedenti, ulteriori metodi di esame quali l'analisi ottica del package, la microscopia d'emissione ed il confronto fra i profili di carica apparente di dispositivi stressati e vergini (misure C-V) potranno meglio chiarire il meccanismo fisico protagonista del degrado ottico ad elevate temperature di stress.

Per quanto riguarda la variazione delle proprietà cromatiche dei dispositivi, riassunta in figura 6.49 in termini di aumento relativo di temperatura di colore, possiamo dire che lo shift maggiore, verso bianchi più freddi, è stato accumulato dai dispositivi che hanno raggiunto la temperatura di giunzione più elevata (Citizen-105 @ $T_j=151.8^\circ\text{C}$, figura 6.49d), nonché dagli unici LED che, almeno nelle prime ore di stress, hanno mostrato una variazione del rapporto tra emissione luminosa gialla e blu. I LED che hanno subito il minor degrado, da questo punto di vista, sono i Seoul, il cui shift cromatico, apparentemente non proporzionale alla temperatura di stress, è inferiore ai 17 K (nel caso peggiore): la situazione è in accordo con le temperature di giunzione stimate, che per questi LED, basati su un approccio a doppio chip, risultano essere le più basse in qualsiasi condizione di stress .

Capitolo 7

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi ha proposto la caratterizzazione affidabilistica di quattro diverse varietà di LED mid-power a luce bianca prodotte da altrettante aziende leader nel mercato del solid-state lighting. Lo scopo primario dello studio effettuato è stato quello di valutare, per l'appunto in termini di affidabilità, se le sempre più diffuse soluzioni illuminanti basate su queste economiche sorgenti luminose possano ritenersi una valida alternativa al più tradizionale approccio basato su LED ad alta potenza.

Poiché per i dispositivi optoelettronici basati su GaN le alte temperature raggiunte in regime operativo costituiscono ancora la principale causa di deterioramento, tanto per il chip di semiconduttore quanto per il package, l'esperimento di degrado accelerato per i campioni in esame è stato condotto sottoponendo questi ultimi a cicli di stress termico ed elettrico in apposite camere climatiche con temperature ambientali comprese tra i 45 °C ed i 105 °C. Lo stress è stato interrotto a precisi intervalli di tempo, più ridotti nelle prime ore di vita dei dispositivi, in modo da permetterne una completa caratterizzazione elettrica (caratteristiche I-V) ed ottica (spettro, flusso luminoso, coordinate cromatiche, temperatura di colore, CRI ed efficienza luminosa).

L'inizio degli stress test, di durata massima pari a 2000 ore, è stato preceduto dalla caratterizzazione termica dei LED finalizzata a determinarne l'esatta temperatura di giunzione raggiunta durante l'ageing accelerato. I risultati di queste misurazioni, che hanno inoltre permesso di modellizzare la gestione del calore dei device in termini di resistenza termica, hanno rivelato una certa similitudine ($\pm 10^\circ\text{C}$) nelle temperature di giunzione relative ai tre dispositivi basati sul medesimo package 5630 (LED Seoul, Philips e Osram), mentre i più piccoli LED Citizen, sprovvisti di pad termico dedicato e di potenza dissipata solamente il 20% inferiore, hanno raggiunto temperature dai 20 °C ai 30 °C maggiori rispetto agli altri sample stressati nella stessa condizione ambientale. Lo svantaggio termico di questi LED si è rivelato altamente penalizzante

negli stress a temperature più elevate, nei quali, tra le quattro tipologie sotto esame, hanno mostrato il maggior degrado, sia in termini di potenza ottica che di cromaticità.

Le caratterizzazioni elettro-ottiche effettuate sui LED durante l'esperimento d'invecchiamento accelerato hanno rivelato la presenza di diversi meccanismi di degrado, la cui effettiva entità, nella maggior parte dei casi, è risultata dipendere dalla temperatura di stress.

Per i LED Seoul, nello specifico, l'analisi della variazione della caratteristica I-V per basse tensioni dirette ha rivelato la formazione di difetti all'interno della regione attiva del semiconduttore: poiché i livelli profondi associati a tali anomalie cristalline favoriscono un percorso di ricombinazione dei portatori alternativo a quello primario nelle quantum-well, l'insorgere di questi difetti comporta un aumento del rate di ricombinazione non-radiativa con la conseguente diminuzione dell'efficienza d'emissione del dispositivo. Il fatto che la massima decrescita di potenza ottica (-2.36 %) sia stata rilevata per i dispositivi stressati a 65 °C, e non per quelli invecchiati a temperatura più elevata, dà un parziale conferma dell'ipotesi secondo cui il meccanismo appena citato sia il maggior responsabile del degrado di questi LED: infatti, poiché la formazione di difetti reticolari nella regione attiva è tipicamente un processo attivato dalla corrente, e poiché la corrente di polarizzazione è stata la stessa per tutti i campioni di uno specifico tipo, ciò fa pensare che il degrado osservato nelle prime 2000 h di stress sia più dipendente dalla qualità cristallina dei campioni vergini che dalla specifica temperatura operativa. Da questo parametro, invece, dipende un secondo meccanismo di degrado, testimoniato in questo caso dall'aumento della tensione operativa dei dispositivi. Le alte temperature raggiunte dal chip di semiconduttore, infatti, possono innescare la passivazione del drogante accettore (Mg) ad opera delle impurità d'Idrogeno presenti nel cristallo. Ciò causa un aumento di resistività delle regioni quasi neutre del diodo ed un potenziale degrado dei contatti ohmici, che perdendo la propria capacità di iniettare uniformemente la corrente su tutta l'area del dispositivo ne causano un *crowding* localizzato con conseguenti diminuzione della superficie d'emissione effettiva ed incrementato dell'auto-riscaldamento: entrambi fenomeni che comportano una perdita di efficienza radiativa da parte del LED.

Al contrario dei LED Seoul, i Philips hanno generalmente dimostrato una forte stabilità della propria caratteristica I-V, che, esclusa la formazione e/o il riassorbimento di blandi cammini di conduzione parassiti osservati a basse correnti su due campioni, non ha mostrato particolari variazioni. Anche le proprietà ottiche si sono rivelate solide per questi dispositivi, i quali hanno ceduto il 2.4 % di flusso luminoso solamente nella condizione di stress più proibitiva. Sfortunatamente, non si può dire lo stesso della

resistenza verso gli over-stress elettrici: l'involontaria polarizzazione a 350 mA per un tempo di 10 s dei campioni stressati a 65 °C ha infatti provocato la failure di uno dei quattro LED in serie, divenuto un aperto in seguito all'evento. L'ispezione ottica ha rilevato una carbonizzazione del semiconduttore nei pressi del contatto di anodo: la rimozione dell'incapsulante ed una più accurata analisi microscopica, programmate per la fine del ciclo di stress, riveleranno ulteriori dettagli sul tipo di danno.

I LED Osram, con una corrente nominale di 120 mA, hanno mostrato il maggior flusso luminoso e la maggior efficienza (115 lm/W) tra le quattro tipologie di LED analizzate. Per basse temperature di stress, 45 e 65 °C, la tenuta di potenza ottica nelle prime 2000 h di funzionamento si è rivelata molto buona, con una perdita complessiva inferiore all'1%. Dato l'incremento della corrente per basse tensioni di polarizzazione, assente invece per i campioni dello stress di prova condotto su PCB in FR-4 a 100 mA, la diminuzione di potenza ottica è associabile alla formazione di difetti all'interno della regione attiva del LED. In questo caso, tale processo è anche testimoniato dall'andamento temporale delle curve L-I, che per basse correnti d'iniezione riportano una decrescita più marcata rispetto a quella visibile a correnti più elevate. Questa disparità si appiana per temperature di stress più elevate, segno dell'attivazione di un ulteriore processo di degrado, non ancora ben identificato, che tende a influenzare in modo uniforme l'intera curva di potenza ottica, lasciando però inalterata la caratteristica I-V ad alte correnti e la cromaticità della luce emessa.

I dispositivi Citizen, causa le alte temperature di giunzione raggiunte durante gli stress, hanno subito molteplici degradi delle proprie caratteristiche elettro-ottiche. Rispetto ai 3 device già analizzati, questi ultimi sono gli unici a mostrare un chiaro deterioramento delle proprietà ottiche del package, testimoniato da una decrescita del rapporto tra picco d'emissione fosforica ed emissione naturale del chip. Questo degrado, che si concentra principalmente nelle prime 100-200 h di funzionamento, è risultato essere proporzionale alla temperatura di stress: la rilevata differente composizione fosforica dei LED Citizen, unita alla presenza del fenomeno anche per le più blande condizioni di stress, suggerisce che la causa sia da cercare nella perdita d'efficienza di conversione del materiale fosforico otticamente attivo piuttosto che nel deperimento del package plastico. La caratterizzazione I-V effettuata tramite parameter analyzer HP4155A ha permesso di monitorare l'evolversi dell'intera caratteristica tensione-corrente dei dispositivi, che tanto in inversa quanto in diretta ha rivelato la presenza di processi di degrado del chip di semiconduttore. Nel primo caso, l'aumento della corrente di leakage testimonia la comparsa di difetti cristallini i cui stati trappola associati fungono da mediatori per la conduzione tramite tunnelling in polarizzazione inversa. La caratte-

ristica in diretta, invece, mostra un significativo aumento della tensione operativa dei dispositivi all'aumentare del tempo e della temperatura di stress: queste circostanze, unite ad una decrescita della potenza ottica più marcata per alte correnti d'iniezione, suggeriscono l'instaurarsi del fenomeno di current crowding.

Lo specifico andamento temporale della potenza ottica dei LED Citizen stressati a 105 °C è ripreso, con minore entità, da quello dei LED Philips e Osram. Tuttavia, se nel primo caso le variazioni della caratteristica I-V aiutano ad individuare nella passivazione del drogante accettore il meccanismo di degrado dominante, per le altre due specie di dispositivi la relativa "stabilità elettrica" sembrerebbe contraddire l'ipotesi appena esposta. L'attuale progresso nel processo di caratterizzazione affidabilistica dei dispositivi non permette con certezza di inferire conclusioni sull'origine di questo fenomeno di degrado apparentemente comune. Se i risultati sperimentali che saranno ottenuti protraendo lo stress-test sino a 6000 h, in accordo con la normativa IES LM-80-08, non forniranno ulteriori indizi sul tipo di processo in atto, si rivelerà necessario il ricorso, peraltro già programmato, a tecniche di caratterizzazione più approfondite ed invasive.

Dati alla mano, le quattro varietà di LED mid-power esaminate si sono dimostrate buone candidate per l'implementazione in soluzioni d'illuminazione distribuita, previa però un'ingegnerizzazione della struttura termica di supporto che garantisca temperature di giunzione non superiori ai 100-110 °C. Anche se il blando degrado della potenza ottica non ha reso possibile una corretta stima del tempo di vita dei dispositivi, l'andamento dei parametri di controllo mostrato nelle prime 1000 ore di stress a 105 °C suggerisce che simili LED, raggiunte temperature operative superiori alla soglia sopra citata, vadano incontro ad una failure ottica ben prima delle 40000 ore di vita richieste dal mercato per questa tipologie di sorgenti luminose. Dato il basso costo di questi LED ed il contenuto mutuo riscaldamento su PCB comune adeguatamente dissipata, una loro più spinta (in termini di numero) integrazione ed un pilotaggio con corrente sub-nominale sono la scelta ottimale per la realizzazione di illuminanti ad alto flusso luminoso, economici ed affidabili, specialmente per quanto riguarda i dispositivi con package più ridotto, per i quali è l'elevata resistenza termica intrinseca ad influire maggiormente sulla temperatura di giunzione finale raggiunta in condizione operative.

Bibliografia

- [1] NREL, “Best solar cells efficiencies.” <http://www.nrel.gov/>.
- [2] W. A. H. Rushton, “Review lecture. pigments and signals in colour vision,” *Journal of Physiology*, vol. 220, pp. 1–31, February 1972.
- [3] N. Ohta, *Colorimetry fundamentals and applications*. Chichester, West Sussex, England Hoboken, NJ, USA: J. Wiley, 2005.
- [4] E. F. Schubert, *Light-Emitting Diodes, 2nd edition*. Cambridge University Press, 2006.
- [5] M. R. Luo, “A review of chromatic adaptation transforms,” *CIE*, vol. 160, 2004.
- [6] C. Corporation, “March 2014 press release.” <http://www.cree.com/News-and-Events/Cree-News/Press-Releases/2014/March/300LPW-LED-barrier>, 2014.
- [7] J. K. Kim, H. Luo, E. F. Schubert, J. Cho, C. Sone, and Y. Park, “Strongly enhanced phosphor efficiency in gainn white light-emitting diodes using remote phosphor configuration and diffuse reflector cup,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 44, no. 5L, p. L649, 2005.
- [8] CREE, “White led and remote phosphor comparison.” <http://www.cree.com//media/Files/Cree/LED2014>.
- [9] X. Guo, J. Graff, and E. Schubert, “Photon recycling semiconductor light emitting diode,” in *Electron Devices Meeting, 1999. IEDM '99. Technical Digest. International*, pp. 600–603, Dec 1999.
- [10] A. P. Alivisatos, “Perspectives on the physical chemistry of semiconductor nanocrystals,” *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 100, no. 31, pp. 13226–13239, 1996.

- [11] Nanosys, “Nanosys qdef led backlight technology at sid-2011.” <http://www.qled-info.com/nanosys-qdef-led-backlight-technology-at-sid-2011/>, 2011.
- [12] C.-y. Cho, I.-K. Park, M.-K. Kwon, J.-Y. Kim, S.-J. Park, D. R. Jung, and K. W. Kwon, “Phosphor-free white light-emitting diode using ingan/gan multiple quantum wells grown on microfacets,” *Proc. SPIE*, vol. 7058, pp. 70580N–70580N–6, 2008.
- [13] I.-K. Park, J.-Y. Kim, M.-K. Kwon, C.-Y. Cho, J.-H. Lim, and S.-J. Park, “Phosphor-free white light-emitting diode with laterally distributed multiple quantum wells,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 9, pp. –, 2008.
- [14] H. P. Maruska and J. J. Tietjen, “The preparation and properties of vapor deposited single crystalline gan,” *Applied Physics Letters*, vol. 15, no. 10, pp. 327–329, 1969.
- [15] J. Pankove, E. Miller, and J. Berkeyheiser, “Gan blue light-emitting diodes,” *Journal of Luminescence*, vol. 5, no. 1, pp. 84 – 86, 1972.
- [16] S. Yoshida, S. Misawa, and S. Gonda, “Improvements on the electrical and luminescent properties of reactive molecular beam epitaxially grown gan films by using aln coated sapphire substrates,” *Applied Physics Letters*, vol. 42, no. 5, pp. 427–429, 1983.
- [17] I. Akasaki, H. Amano, Y. Koide, K. Hiramatsu, and N. Sawaki, “Effects of aln buffer layer on crystallographic structure and on electrical and optical properties of gan and gaaln films grown on sapphire substrate by movpe,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 98, no. 1-2, pp. 209 – 219, 1989.
- [18] S. Nakamura, “Gan growth using gan buffer layer,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 10A, p. L1705, 1991.
- [19] I. Akasaki, H. Amano, M. Kito, and K. Hiramatsu, “Photoluminescence of mg-doped p-type gan and electroluminescence of gan p-n junction led,” *Journal of Luminescence*, vol. 48 - 49, Part 2, no. 0, pp. 666 – 670, 1991.
- [20] J. A. V. Vechten, J. D. Zook, R. D. Horning, and B. Goldenberg, “Defeating compensation in wide gap semiconductors by growing in h that is removed by low temperature de-ionizing radiation,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. 11R, p. 3662, 1992.

-
- [21] M. A. Khan, R. A. Skogman, J. M. Van Hove, S. Krishnankutty, and R. M. Kolbas, "Photoluminescence characteristics of algan-gan-algan quantum wells," *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 13, pp. 1257–1259, 1990.
- [22] S. Nakamura, M. Senoh, and T. Mukai, "P-gan/n-ingan/n-gan double-heterostructure blue-light-emitting diodes," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 1A, p. L8, 1993.
- [23] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, "P-type conduction in mg-doped gan treated with low-energy electron beam irradiation (leebi)," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 28, no. 12A, p. L2112, 1989.
- [24] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, "Candela class high brightness ingan/algan double heterostructure blue light emitting diodes," *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 13, pp. 1687–1689, 1994.
- [25] S. Nakamura, "The roles of structural imperfections in ingan-based blue light-emitting diodes and laser diodes," *Science*, vol. 281, no. 5379, pp. 956–961, 1998.
- [26] N. Grandjean, J. Massies, F. Semond, S. Y. Karpov, and R. A. Talalaev, "Gan evaporation in molecular-beam epitaxy environment," *Applied Physics Letters*, vol. 74, pp. 1854–1856, Mar 1999.
- [27] O. Brandt, Y. J. Sun, L. Däweritz, and K. H. Ploog, "Ga adsorption and desorption kinetics on m-plane gan," *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 165326, Apr 2004.
- [28] S. Nakamura, M. Senoh, S.-i. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, and K. Chocho, "Ingan/gan/algan-based laser diodes with modulation-doped strained-layer superlattices grown on an epitaxially laterally overgrown gan substrate," *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 2, pp. 211–213, 1998.
- [29] A. Krost and A. Dadgar, "Gan-based optoelectronics on silicon substrates," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 93, no. 1–3, pp. 77 – 84, 2002.
- [30] T. Egawa and B. A. B. A. Shuhaimi, "High performance ingan leds on si (111) substrates grown by mocvd," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 43, no. 35, p. 354008, 2010.
- [31] H. Ishikawa, K. Asano, B. Zhang, T. Egawa, and T. Jimbo, "Improved characteristics of gan-based light-emitting diodes by distributed bragg reflector grown on si," *physica status solidi (a)*, vol. 201, no. 12, pp. 2653–2657, 2004.

- [32] S. Inc., “Gan on si hb led.” <http://electroiq.com/blog/2011/06/gan-on-si-hb-led-demo/>.
- [33] X. Xu, R. Vaudo, C. Loria, A. Salant, G. Brandes, and J. Chaudhuri, “Growth and characterization of low defect gan by hydride vapor phase epitaxy,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 246, no. 3 - 4, pp. 223 – 229, 2002. Proceedings of the International Workshop on Bulk Nitride Semicon ductors.
- [34] P. Perlin, T. Suski, H. Teisseyre, M. Leszczynski, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, P. Bogusławski, J. Bernholc, J. C. Chervin, A. Polian, and T. D. Moustakas, “Towards the identification of the dominant donor in gan,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 296–299, Jul 1995.
- [35] C. G. Van de Walle, C. Stampfl, and J. Neugebauer, “Theory of doping and defects in III V nitrides,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 189, pp. 505–510, June 1998.
- [36] G. F. Shuji Nakamura, Stephen Pearton, *The Blue Laser Diode: The Complete Story*. Springer, 2000.
- [37] M. E. Lin, Z. Ma, F. Y. Huang, Z. F. Fan, L. H. Allen, and H. Morkoc, “Low resistance ohmic contacts on wide band-gap gan,” *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 8, pp. 1003–1005, 1994.
- [38] T.-C. Wen, S.-C. Lee, W.-I. Lee, T.-Y. Chen, S.-H. Chan, and J.-S. Tsang, “Activation of p-type gan in a pure oxygen ambient,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 40, no. 5B, p. L495, 2001.
- [39] Q. Liu and S. Lau, “A review of the metal-gan contact technology,” *Solid-State Electronics*, vol. 42, no. 5, pp. 677 – 691, 1998.
- [40] S. Pearton, F. Ren, A. Zhang, and K. Lee, “Fabrication and performance of gan electronic devices,” *Materials Science and Engineering: R: Reports*, vol. 30, no. 3-6, pp. 55 – 212, 2000.
- [41] A. Weimar, A. Lell, G. Bruderl, S. Bader, and V. Haerle, “Investigation of low-resistance metal contacts on p-type gan using the linear and circular transmission line method,” *physica status solidi (a)*, vol. 183, no. 1, pp. 169–175, 2001.
- [42] R.-H. Horng, D.-S. Wu, Y.-C. Lien, and W.-H. Lan, “Low-resistance and high-transparency ni/indium tin oxide ohmic contacts to p-type gan,” *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 18, pp. 2925–2927, 2001.

-
- [43] D. L. Hibbard, S. P. Jung, C. Wang, D. Ullery, Y. S. Zhao, H. P. Lee, W. So, and H. Liu, “Low resistance high reflectance contacts to p-gan using oxidized ni/au and al or ag,” *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 2, pp. 311–313, 2003.
- [44] W. Shockley and W. T. Read, “Statistics of the recombinations of holes and electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 835–842, Sep 1952.
- [45] X. Li, P. W. Bohn, and J. J. Coleman, “Impurity states are the origin of yellow-band emission in gan structures produced by epitaxial lateral overgrowth,” *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 26, pp. 4049–4051, 1999.
- [46] R. Muller, *Device electronics for integrated circuits*. New York, NY: John Wiley & Sons, 2003.
- [47] E. Schubert, *Physical Foundations of Solid-State Devices*. Rensselaer Polytechnic Institute, 2006.
- [48] N. Hunt, E. Schubert, D. Sivco, A. Cho, and G. Zyzik, “Power and efficiency limits in single-mirror light emitting diodes with enhanced intensity,” *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 2169–2171, Nov 1992.
- [49] J. M. Shah, Y.-L. Li, T. Gessmann, and E. F. Schubert, “Experimental analysis and theoretical model for anomalously high ideality factors ($n \gg 2.0$) in algan/gan p-n junction diodes,” *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 4, pp. 2627–2630, 2003.
- [50] T.-Y. Seong, *III-nitride based light emitting diodes and applications*. Dordrecht: Springer, 2013.
- [51] Z.-Q. Fang, D. Reynolds, and D. Look, “Changes in electrical characteristics associated with degradation of ingan blue light-emitting diodes,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 29, no. 4, pp. 448–451, 2000.
- [52] K. Tadatomo, H. Okagawa, Y. Ohuchi, T. Tsunekawa, Y. Imada, M. Kato, and T. Taguchi, “High output power ingan ultraviolet light-emitting diodes fabricated on patterned substrates using metalorganic vapor phase epitaxy,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 40, no. 6B, p. L583, 2001.
- [53] V. Haerle, B. Hahn, S. Kaiser, A. Weimar, S. Bader, F. Eberhard, A. Plossl, and D. Eisert, “High brightness leds for general lighting applications using the new thingan-technology,” *physica status solidi (a)*, vol. 201, no. 12, pp. 2736–2739, 2004.

- [54] M. Meneghini, L. R. Trevisanello, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "A review on the reliability of gan-based leds," *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on*, vol. 8, pp. 323–331, June 2008.
- [55] M. Meneghini, A. Tazzoli, G. Mura, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "A review on the physical mechanisms that limit the reliability of gan-based leds," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 57, pp. 108–118, Jan 2010.
- [56] M. Meneghini, M. Dal Lago, N. Trivellin, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Degradation mechanisms of high-power leds for lighting applications: An overview," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 50, pp. 78–85, Jan 2014.
- [57] M. Meneghini, A. Tazzoli, R. Butendeich, B. Hahn, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Soft and hard failures of ingan-based leds submitted to electrostatic discharge testing," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 31, pp. 579–581, June 2010.
- [58] M. D. Lago, M. Meneghini, N. Trivellin, G. Mura, M. Vanzi, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Hot-plugging of led modules: Electrical characterization and device degradation," *Microelectronics Reliability*, vol. 53, no. 9-11, pp. 1524 – 1528, 2013. European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis.
- [59] M. Meneghini, M. D. Lago, N. Trivellin, G. Mura, M. Vanzi, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Chip and package-related degradation of high power white {LEDs}," *Microelectronics Reliability*, vol. 52, no. 5, pp. 804 – 812, 2012. Reliability of High-Power {LED} Packaging and Assembly.
- [60] Y. Xi and E. F. Schubert, "Junction temperature measurement in gan ultraviolet light-emitting diodes using diode forward voltage method," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 12, pp. 2163–2165, 2004.