

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Caratterizzazione di dispositivi a giunzione tramite Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)

Relatore:
Prof.ssa Daniela Cavalcoli

Presentata da:
Sara Iaconianni

Correlatore:
Dott. Giovanni Piacentini

Anno Accademico 2017/2018

Caratterizzazione di dispositivi
a giunzione tramite
Deep Level Transient Spectroscopy
(DLTS)

Sara Iaconianni

Abstract

I semiconduttori sono caratterizzati, anche in condizione di equilibrio termodinamico, dalla presenza di stati difettivi, il cui effetto primario è quello di alterare la periodicità del reticolo cristallino [1].

Gli stati difettivi si dividono in due categorie: quelli dovuti a impurezze sostituzionali sono denominati *shallow levels*, gli altri sono chiamati *deep levels*.

Gli *shallow levels* (letteralmente “livelli superficiali”) sono dovuti a impurezze sostituzionali in corrispondenza delle quali un elettrone è debolmente legato, tramite un potenziale di tipo Coulombiano, a un atomo del materiale; per questo motivo le funzioni d’onda elettroniche sono delocalizzate nello spazio. Gli *shallow levels* sono così denominati in quanto tipicamente gli elettroni hanno energie dell’ordine del meV, pertanto queste impurezze introducono stati elettronici vicino al bordo delle bande di valenza e conduzione.

Nel caso dei *deep levels* (letteralmente “livelli profondi”), il potenziale che lega un elettrone allo stato difettivo è più forte di quello Coulombiano, dunque le funzioni d’onda elettroniche risultano essere fortemente localizzate nello spazio. I *deep levels* sono così chiamati poiché gli stati elettronici ad essi associati risultano avere energie collocate vicino al centro dell’*energy gap* del materiale, lontane dal bordo delle bande [2].

L’importanza di studiare i *deep levels* risiede nel fatto che essi influenzano alcune importanti proprietà dei materiali, ad esempio il tempo di vita medio τ dei portatori minoritari, che determina a sua volta diverse caratteristiche in vari dispositivi: il tempo di commutazione di un diodo, l’efficienza radiativa di un LED, la corrente di soglia di un laser. Inoltre, i *deep levels* possono anche essere introdotti volontariamente in un semiconduttore, ad esempio per renderlo semi-isolante.

Esistono diverse tecniche per caratterizzare i *deep levels*: in questo lavoro è presentata quella principale, chiamata *Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS), inizialmente sviluppata nel 1974 da D. V. Lang nei *Bell Laboratories* e brevettata nel 1975 [3].

Tale tecnica si basa sullo studio delle variazioni della capacità associata alla zona di svuotamento di dispositivi a giunzione, dovute ai processi di cattura ed emissione di portatori di carica da parte dei *deep levels*. In particolare si studiano diodi polarizzati inversamente, a cui si applicano periodicamente impulsi di tensione che inducono la cattura dei portatori di carica. Alle fasi di cattura si alternano quelle di emissione, corrispondenti ai momenti in cui non è applicato alcun impulso al diodo: questa

alternanza origina una serie di transienti di capacità che, secondo il modello presentato in questo lavoro di tesi, possono in prima approssimazione essere considerati esponenziali. I transienti di capacità sono acquisiti mentre il campione in esame è sottoposto a un riscaldamento costante, e successivamente sono elaborati in modo da ottenere uno spettro, che costituisce il segnale di DLTS vero e proprio. Lo spettro è caratterizzato da una serie di picchi, ciascuno corrispondente a un *deep level* presente nel materiale: a partire da esso, sfruttando alcuni metodi illustrati in questo elaborato, è possibile calcolare le caratteristiche di ogni *deep level*.

Gli obiettivi di questa tesi sono principalmente due: il primo riguarda l'implementazione del *set-up* sperimentale necessario ad effettuare misure DLTS e lo sviluppo di un *software* atto a controllare il sistema e l'acquisizione dati; il secondo consiste nella caratterizzazione di due campioni (di Si e GaAs) al fine di verificare il corretto funzionamento degli strumenti.

L'apparato sperimentale per la DLTS è stato implementato e ottimizzato con successo, lo stesso si può dire per quanto riguarda lo sviluppo del *software* di controllo.

È stata completata la caratterizzazione dei *deep levels* presenti in un cristallo di Si *n-type* sottoposto a irraggiamento da elettroni ad alta energia, lo studio di un campione di GaAs *n-type* cresciuto sfruttando la tecnica denominata *Liquid Encapsulation Czochralski* (LEC) ha inoltre permesso di indagare i limiti entro cui il modello presentato in questo lavoro può essere applicato.

Indice

Introduzione.....	1
1 Dispositivi a giunzione	5
1.1 Giunzione p-n.....	5
1.1.1 Giunzione p-n a circuito aperto	5
1.1.2 Giunzione p-n come dispositivo rettificante	8
1.1.3 Contatti ohmici	10
1.2 Giunzione Schottky metallo-semiconduttore.....	11
1.2.1 Semiconduttore n-type	11
1.2.2 Ampiezza della zona di svuotamento.....	13
1.3 Caratteristica corrente-tensione (I-V).....	15
1.3.1 Caratteristica I-V di una giunzione p-n.....	15
1.3.2 Caratteristica I-V di una giunzione Schottky.....	16
1.4 Caratteristica capacità-tensione (C-V)	17
1.4.1 Capacità associata alla zona di svuotamento	17
1.4.2 Approssimazione della zona di svuotamento	20
2 Fondamenti e applicazione della Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)	23
2.1 Deep levels in dispositivi a giunzione.....	23
2.1.1 Classificazione degli stati difettivi nei semiconduttori.....	23
2.1.2 Processi di cattura ed emissione di portatori nei deep levels	25
2.1.3 Effetti dei deep levels nei dispositivi a giunzione	30
2.1.4 Transienti di capacità	35
2.2 Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)	39
2.2.1 Principi generali.....	39
2.2.2 Il concetto di rate window.....	41
2.2.3 Transienti di capacità non esponenziali	46

3 Materiali e metodi	47
3.1 Materiali.....	47
3.1.1 Giunzione Schottky Al-GaAs n-type	47
3.1.2 Omogiunzione p ⁺ -n di Silicio.....	49
3.1.3 Struttura dei diodi analizzati.....	51
3.2 Metodi sperimentali.....	52
3.2.1 Interpretazione delle misure di I-V e set-up sperimentale.....	52
3.2.2 Interpretazione delle misure di C-V e set-up sperimentale.....	53
3.2.3 Set-up sperimentale per le misure di DLTS.....	60
4 Risultati	69
4.1 Giunzione Schottky Al-GaAs n-type.....	69
4.1.1 Caratteristica I-V.....	69
4.1.2 Prima fase di test del SULA e caratteristica C-V.....	72
4.1.3 Seconda fase di test del SULA e misure DLTS.....	75
4.2 Omogiunzione p ⁺ -n di Silicio	85
4.2.1 Caratteristica I-V.....	85
4.2.2 Caratteristica C-V.....	86
4.2.3 Misure DLTS	87
Conclusioni	97
Appendice A: programma per l'acquisizione dati della DLTS	101
Bibliografia	109

Introduzione

La condizione di equilibrio termodinamico di un cristallo semiconduttore implica la presenza di stati difettivi, così chiamati poiché il loro effetto primario è quello di alterare la periodicità del reticolo cristallino [1].

Gli stati difettivi possono essere fundamentalmente divisi in due categorie: quelli dovuti a impurezze sostituzionali sono denominati *shallow levels*, gli altri sono chiamati *deep levels*.

Gli *shallow levels* sono dovuti a impurezze sostituzionali in corrispondenza delle quali le funzioni d'onda elettroniche risultano delocalizzate. Gli elettroni sono debolmente legati ai siti sostituzionali tramite un potenziale di tipo Coulombiano: per questo motivo possono essere studiati sfruttando un modello idrogenoide adattato, in cui cioè si tengono in considerazione il confinamento dell'elettrone nel potenziale periodico dovuto al reticolo cristallino e gli effetti di *screening* sul potenziale Coulombiano dovuti alla presenza delle altre cariche presenti nel materiale. Gli *shallow levels* (letteralmente "livelli superficiali") sono così chiamati in quanto le tipiche energie degli elettroni sono molto piccole (dell'ordine di qualche meV), dunque queste impurezze introducono stati elettronici disponibili vicino al bordo delle bande di valenza e conduzione, particolarmente importanti per il drogaggio dei semiconduttori [3].

Nel caso dei *deep levels*, il potenziale associato allo stato difettivo è più forte di quello Coulombiano, dunque le relative funzioni d'onda elettroniche risultano essere fortemente localizzate nello spazio. I *deep levels* (letteralmente "livelli profondi") sono così chiamati poiché gli stati elettronici ad essi associati risultano avere energie collocate vicino al centro dell'*energy gap* del materiale, lontane dal bordo delle bande [2].

I motivi che rendono importante lo studio dei *deep levels* sono molteplici:

- influenzano alcune importanti proprietà dei materiali, ad esempio il tempo di vita medio τ dei portatori minoritari. Questo aspetto è particolarmente importante in quanto τ determina a sua volta diverse caratteristiche di un dispositivo, come ad esempio il tempo di commutazione di un diodo, l'efficienza radiativa di un LED, la corrente di soglia di un laser.
- Gli elettroni confinati in un sistema di *quantum wells* possono essere trattati come se occupassero un *deep level* la cui energia di attivazione corrisponde alla differenza energetica tra lo stato confinato e il top della barriera [5].

- I *deep levels* possono essere introdotti volontariamente in un semiconduttore, ad esempio per renderlo semi-isolante.
- I *deep levels* in un semiconduttore possono essere nativi, tuttavia, specialmente quando presenti in concentrazioni non trascurabili rispetto agli *shallow levels*, sono spesso collegati ai metodi di crescita e ai trattamenti subiti dal materiale: proprio per questo motivo lo studio di tali difetti risulta essere utile anche per identificare campioni ignoti e/o catalogarli in base a come sono stati cresciuti e trattati [6].

Non esiste una teoria univoca che permetta di caratterizzare quantitativamente i *deep levels* sfruttando solo le informazioni sulla struttura atomica degli stati difettivi associati: per questo motivo le loro caratteristiche (ad esempio l'energia di attivazione dei livelli associati) devono essere misurate sperimentalmente.

In questo lavoro di tesi è presentata la tecnica di misura più utilizzata per la caratterizzazione dei livelli profondi, chiamata *Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS): essa fu sviluppata da D. V. Lang nei *Bell Laboratories* nel 1974, e fu poi brevettata nel 1975 [4]. La DLTS verte sullo studio delle variazioni della capacità associata alla zona di svuotamento di dispositivi a giunzione. I diodi, durante l'esperimento, sono riscaldati a un *rate* costante a partire da una temperatura prossima a quella dell'Azoto liquido fino alla temperatura ambiente. Essi sono inoltre polarizzati inversamente: le variazioni di capacità sono indotte applicando periodicamente ai dispositivi impulsi di tensione, che hanno lo scopo di indurre la cattura dei portatori di carica da parte dei *deep levels*. Le fasi di cattura sono alternate a quelle di emissione, che si verificano nei momenti in cui non è applicato alcun impulso al diodo: questa alternanza origina una serie di transienti di capacità, che in prima approssimazione possono essere considerati esponenziali. I transienti, dopo essere stati acquisiti, sono elaborati in modo da restituire il segnale di DLTS vero e proprio, che ha la forma di uno spettro caratterizzato da tanti picchi quanti sono i *deep levels* presenti nel materiale. Sfruttando alcuni metodi, presentati in questo lavoro di tesi, è possibile ricavare da tale spettro le caratteristiche dei difetti in esame, vale a dire l'energia di attivazione e la sezione di cattura apparenti e la concentrazione dei livelli.

Gli obiettivi della tesi sono principalmente due:

- implementare e ottimizzare il *set-up* sperimentale necessario ad effettuare le misure di DLTS, sviluppando contestualmente un *software* che controlli gli strumenti utilizzati e permetta di acquisirne le misure;
- sfruttare la tecnica e i metodi standard per caratterizzare in modo completo i *deep levels* presenti nel Silicio *n-type* irraggiato da elettroni ad alta energia e nel GaAs *n-type*.

L'elaborato è strutturato nel seguente modo:

- nel Capitolo 1 sono presentate le caratteristiche generali di un dispositivo a giunzione, prestando particolare attenzione alla capacità associata alla zona di svuotamento;
- nella prima parte del Capitolo 2 sono illustrati i principali effetti che i *deep levels* hanno sulla capacità associata alla zona di svuotamento di dispositivi a giunzione, successivamente sono illustrati i principi teorici su cui si basa la tecnica di DLTS e i metodi che permettono di caratterizzare i *deep levels* sfruttando lo spettro di DLTS;
- il Capitolo 3 è dedicato alla presentazione dei due campioni esaminati in questo lavoro, in particolare è sottolineato il legame che intercorre tra la tecnica di crescita o il trattamento subito dal campione e le caratteristiche dei *deep levels* presenti in esso. Nella seconda parte del Capitolo si trova la descrizione dettagliata del *set-up* sperimentale implementato e ottimizzato, i dettagli del *software* sviluppato per questo lavoro di tesi sono approfonditi in Appendice;
- nel Capitolo 4 sono presentati i risultati ottenuti, corredati da una discussione dettagliata e seguiti dalle conclusioni generali sul lavoro svolto.

Capitolo 1

Dispositivi a giunzione

Nella prima parte di questo capitolo sono presentati i dispositivi a giunzione, ponendo particolare attenzione nello studio della loro struttura a bande e nella spiegazione del meccanismo alla base del loro comportamento rettificante [7].

Nella seconda parte, alla luce delle considerazioni precedenti, sono studiate le risposte (in corrente e capacità) dei dispositivi all'applicazione di una tensione variabile.

1.1 Giunzione p-n

Una giunzione p-n si forma introducendo, in un singolo cristallo semiconduttore, da un lato impurità di tipo accettore (lato p) e dall'altro impurità di tipo donore (lato n).

Si consideri ad esempio il Silicio (gruppo IV): ogni atomo ha quattro elettroni di valenza, legati in modo covalente al reticolo. Le impurità di tipo donore sono costituite da atomi pentavalenti (gruppo V), che hanno un elettrone di valenza in più rispetto al Silicio: tale elettrone non forma un legame covalente con nessuno degli atomi circostanti, ed essendo debolmente legato è quindi facile eccitarlo alla banda di conduzione. I donori sono chiamati così proprio perché introducono, nel lato n, elettroni in eccesso (che sono detti portatori maggioritari). Le impurità di tipo accettore sono invece costituite da atomi trivalenti (gruppo III), che hanno un elettrone di valenza in meno rispetto al Silicio: questo significa che gli accettori introducono, nel lato p, un eccesso di lacune (che sono, in questo caso, i portatori maggioritari).

Un semiconduttore non drogato è detto intrinseco. Esso è caratterizzato da una densità di lacune p_i e una densità di elettroni n_i (dette densità intrinseche dei portatori di carica) tali per cui all'equilibrio termodinamico vale la relazione: $p_i = n_i$. In un semiconduttore drogato le concentrazioni dei portatori di carica dipendono appunto dal drogaggio, e sono pertanto diverse da quelle intrinseche: indichiamo con p la densità delle lacune e con n la densità degli elettroni.

1.1.1 Giunzione p-n a circuito aperto

Si consideri la giunzione p-n mostrata in Fig. 1.1 (a). Nell'istante in cui si forma la giunzione, nel lato sinistro la concentrazione p delle lacune è maggiore della concentrazione intrinseca p_i , analogamente nel lato destro la concentrazione n degli elettroni è maggiore di quella intrinseca n_i : ciò significa che attraverso la giunzione si manifesta un gradiente di densità di carica, pertanto le lacune tendono a diffondere verso il lato n e gli elettroni verso il lato p .

Gli elettroni, diffondendo verso sinistra, si lasciano alle spalle gli atomi donori ionizzati: nel lato n , vicino alla giunzione, si crea quindi una regione in prima approssimazione priva di elettroni, e con una densità di carica fissa positiva pari a eN_d (con e = carica elettrica della lacuna e N_d = densità delle impurità di tipo donore). Nel lato p gli elettroni provenienti da destra saturano i legami covalenti liberi delle impurità di tipo accettore, quindi vicino alla giunzione si crea una regione in prima approssimazione priva di lacune, e con densità di carica fissa negativa pari a $-eN_a$ (con $-e$ = carica dell'elettrone e N_a = densità delle impurità di tipo accettore) (Fig. 1.1 (b) e (c)). La zona intorno alla giunzione (sia dal lato p che dal lato n) perde quindi le cariche libere maggioritarie, ed è per questo chiamata zona di svuotamento. In condizione di equilibrio questa regione deve essere complessivamente neutra, cioè $eN_d - eN_a = 0$. Conseguenza della condizione di neutralità è che l'ampiezza x_1 (x_2) della zona svuotata nel lato p (n) è inversamente proporzionale alla concentrazione del drogante N_a (N_d) (si noti che in Fig. 1.1 (b) si è supposto un drogaggio maggiore per il lato p , e quindi la regione di svuotamento si estende maggiormente nel lato n).

La densità di carica spaziale ρ ai lati della giunzione origina un campo elettrico diretto da destra a sinistra: si raggiunge l'equilibrio quando il campo è abbastanza elevato da contrastare il processo di diffusione, cioè quando la corrente di diffusione di lacune (ed elettroni) è uguale e opposta alla rispettiva corrente di deriva. Consideriamo l'equazione di Poisson:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.1)$$

dove V è il potenziale, nella regione di svuotamento, associato al campo elettrico e ϵ è la costante dielettrica del materiale in esame. Integrando la (1.1) si ottiene per l'intensità del campo elettrico E l'espressione:

$$E = -\frac{dV}{dx} = \int_{-x_1}^{x_2} \frac{\rho}{\epsilon} dx \quad (1.2)$$

cioè l'intensità del campo è proporzionale all'integrale della densità di carica nella zona di svuotamento, infatti in Fig. 1.1 (d) si nota che in corrispondenza della giunzione x_0 , ove $\rho=0$, l'intensità del campo è minima.

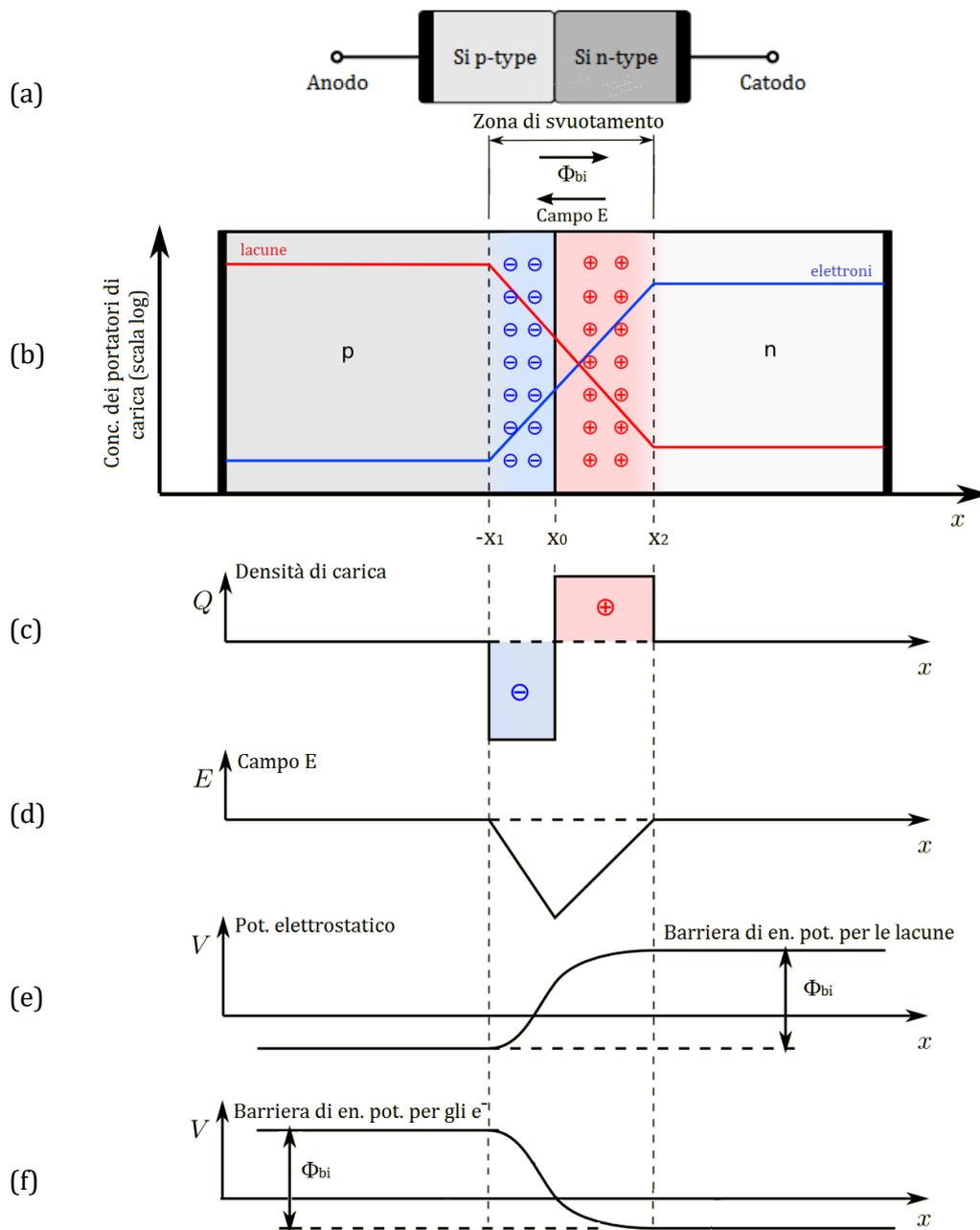


Figura 1.1: Schema di una giunzione p-n, comprendente: (a) rappresentazione generica; (b) diagramma della distribuzione dei portatori; (c) densità di carica nello spazio; (d) intensità del campo elettrico nello spazio; (e) potenziale elettrostatico nello spazio e barriera di energia potenziale per le lacune (siccome energia potenziale = potenziale x carica, tale barriera è proporzionale al potenziale); (f) barriera di energia potenziale per gli elettroni (invertita rispetto al caso precedente perché la carica dell'elettrone è negativa) [8].

La variazione del potenziale elettrostatico nella regione di svuotamento è illustrata in Fig. 1.1 (e), e corrisponde all'integrale, cambiato di segno, della curva di intensità del campo elettrico E. Questa variazione costituisce una barriera di energia potenziale che si oppone all'ulteriore diffusione delle lacune attraverso la giunzione; la barriera che si oppone alla diffusione degli elettroni verso il lato p ha la stessa forma e risulta invertita (Fig. 1.1 (f)), poiché la carica dell'elettrone è negativa.

Si può quindi notare che in condizione di circuito aperto (e quindi di equilibrio) e di drogaggio spazialmente uniforme agli estremi della regione di svuotamento si ha una caduta di potenziale, chiamata potenziale di *built-in* [1]:

$$\phi_{bi} = V(x_2) - V(-x_1) = V_T \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \quad (1.3)$$

dove si usano la tensione termica $V_T = K_B T / q$ (con K_B costante di Boltzmann, T temperatura assoluta e q carica dell'elettrone) e la legge di azione di massa per i semiconduttori all'equilibrio: $n_i^2 = n \cdot p$ (con n e p concentrazione di elettroni e lacune nel materiale).

1.1.2 Giunzione p-n come dispositivo rettificante

La caratteristica elettrica fondamentale di una giunzione p-n è che essa è un elemento rettificante, ovvero facilita il flusso delle cariche in una direzione e lo contrasta nella direzione opposta.

Per comprendere questo meccanismo è utile tenere a mente che, come già detto, a circuito aperto una giunzione p-n ha una caduta di potenziale ϕ_{bi} agli estremi della zona di svuotamento, che dipende dalla temperatura a cui si trova il dispositivo e dal drogaggio dei due lati (eq. 1.3). Moltiplicando la carica per il potenziale di *built-in* si ottiene il valore di energia relativo al *band-bending* alla giunzione in condizione di equilibrio (Fig. 1.2 (a)), che corrisponde all'altezza della barriera di energia potenziale che i portatori maggioritari devono superare per attraversare la giunzione. All'equilibrio il *band-bending* è tale da rendere il livello di Fermi costante in tutto il dispositivo, quindi non si ha un flusso di carica netto attraverso la giunzione.

Si esaminano di seguito i casi in cui il dispositivo sia polarizzato inversamente e direttamente, giustificando qualitativamente le proprietà rettificanti della giunzione considerando come cambia l'altezza di barriera in funzione del *bias* esterno applicato.

Come mostrato in Fig. 1.2 (b), la giunzione ha una polarizzazione inversa V_R quando al lato p è applicata una tensione negativa, e al lato n una tensione positiva. In questa situazione i portatori maggioritari (rispettivamente elettroni nel lato n e lacune nel lato p) si allontanano dalla giunzione, dunque la zona di svuotamento (di ampiezza complessiva x_d) si allarga, e aumenta l'intensità del campo elettrico alla giunzione (che si oppone alla diffusione delle cariche maggioritarie attraverso di

essa).

Dal punto di vista del *band-bending* la polarizzazione inversa implica quindi un aumento, pari a qV_R , dell'altezza della barriera di energia potenziale che i portatori maggioritari devono superare per attraversare la giunzione, e ciò provoca una riduzione del flusso di tali portatori.

Ovviamente la zona di svuotamento non si può estendere all'infinito, e il limite è sia fisico (legato alle dimensioni del dispositivo) che termodinamico. Per avere un flusso continuo di lacune verso sinistra è infatti necessario che la parte p ne sia costantemente rifornita, dunque deve esistere un flusso di lacune provenienti dal lato n. Sappiamo però che nel lato n i portatori di tipo p sono minoritari, dunque la corrente dovuta alle lacune che attraversano la giunzione è bassissima (nominalmente nulla), ed è dovuta allo scarso numero di coppie elettrone-lacuna generate termicamente all'interno del cristallo nel lato n. Questa debole corrente è denominata corrente di saturazione inversa: la sua intensità aumenta all'aumentare della temperatura, ed è indipendente dal valore della polarizzazione inversa V_R .

Considerazioni analoghe si applicano agli elettroni generati termicamente nel lato p.

In modo alternativo si può spiegare il fenomeno della conduzione in polarizzazione inversa notando che i portatori minoritari per attraversare la giunzione devono semplicemente "scendere" dalla collina di energia potenziale, e quindi non risultano influenzati dall'aumento qV_R dell'altezza di barriera.

Come illustrato in Fig. 1.2 (c), la giunzione ha una polarizzazione diretta V_F quando al lato p è applicata una tensione positiva, e al lato n una tensione negativa.

In questa situazione diminuisce l'ampiezza della regione di svuotamento, e cala, di conseguenza, il campo elettrico alla giunzione (che si oppone al flusso dei portatori maggioritari attraverso di essa).

In modo alternativo si può spiegare l'aumento del flusso di portatori maggioritari notando che siccome si restringe la zona di svuotamento si ha una diminuzione del *band-bending*, ovvero l'altezza della barriera di energia potenziale si abbassa di una quantità pari a qV_F . In conseguenza di ciò i portatori maggioritari attraversano la giunzione più facilmente, creando una corrente di iniezione di portatori minoritari nel lato verso cui fluiscono.

La corrente prodotta dalle lacune che diffondono dal lato p al lato n (corrente di iniezione di portatori minoritari) fluisce nella stessa direzione della corrente prodotta dagli elettroni che diffondono dal lato n al lato p, quindi la corrente totale che attraversa la giunzione è data dalla somma delle correnti minoritarie di lacune ed elettroni.

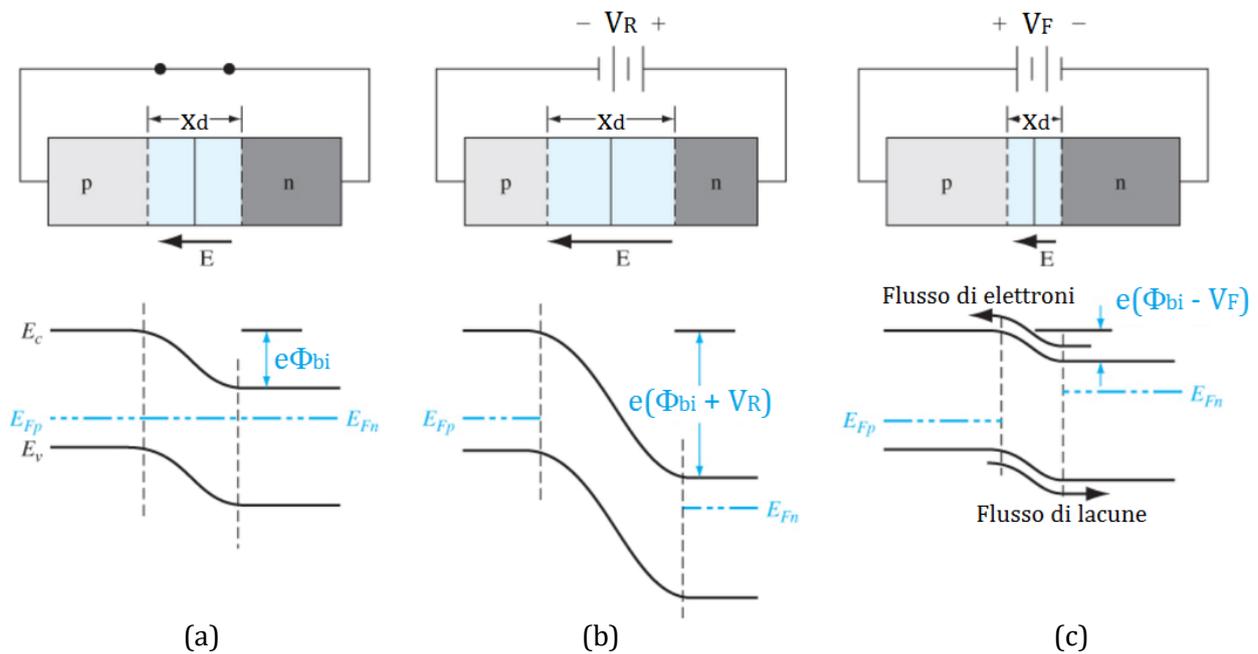


Figura 1.2: Schema di una giunzione p-n e della struttura a bande in diverse condizioni di polarizzazione. E_c e E_v indicano rispettivamente il bordo inferiore della banda di conduzione e il bordo superiore della banda di valenza, E_{Fp} e E_{Fn} indicano i livelli di Fermi nel lato p e n. (a) Giunzione a circuito aperto; (b) giunzione polarizzata inversamente; (c) giunzione polarizzata direttamente. Immagine adattata da [9].

1.1.3 Contatti ohmici

Nel paragrafo precedente si è fatta l'ipotesi che la tensione di polarizzazione esterna si localizzi direttamente ai capi della giunzione, con l'effetto di innalzare o abbassare l'altezza della barriera di energia.

Per giustificare tale assunzione occorre specificare che il contatto elettrico tra il semiconduttore e il circuito di polarizzazione esterno è realizzato introducendo due giunzioni metallo-semiconduttore alle estremità del diodo: l'ipotesi è che tali giunzioni non siano rettificanti, ma che abbiano un comportamento ohmico. Questo significa che si assume che i potenziali di contatto ai capi di queste giunzioni siano costanti, indipendenti dalla direzione e dall'intensità della corrente; in questo modo è possibile giustificare l'ipotesi che l'intera tensione esterna applicata si manifesti come variazione dell'altezza della barriera di energia potenziale [10].

1.2 Giunzione Schottky metallo-semiconduttore

Una giunzione metallo-semiconduttore non è necessariamente ohmica, ma in particolari condizioni può avere anche proprietà rettificanti, sfruttando le quali si possono costruire diodi diversi da quelli descritti nella sezione precedente (basati su una giunzione semiconduttore-semiconduttore) [11].

La trattazione che segue si basa su tre approssimazioni:

- il contatto metallo-semiconduttore è ideale (è un contatto su scala atomica, all'interfaccia non vi è alcun ossido né densità di carica, tra i due materiali non avviene scambio diffusivo);
- si studia la struttura a bande nello spazio reale (e non nello spazio dei momenti);
- si considera il modello di Schottky-Mott, relativo al caso limite in cui non vi sono stati di superficie nell'*energy gap* del semiconduttore.

È importante notare che il modello di Schottky-Mott sottintende una forte semplificazione, poiché ovviamente il dispositivo in esame ha una dimensione fisica finita e dunque in corrispondenza della superficie si interrompe la periodicità del reticolo del semiconduttore. Questo costituisce a tutti gli effetti una fonte di difetti reticolari, che generano necessariamente livelli elettronici nel *band gap* (che sono appunto gli stati di superficie).

1.2.1 Semiconduttore n-type

Consideriamo dapprima separatamente un metallo e un semiconduttore *n-type* (Fig. 1.3 (a)). Definiamo per entrambi i materiali la funzione lavoro W , che rappresenta la barriera di energia potenziale che è necessario superare per portare un elettrone dal livello di Fermi E_F al livello di vuoto E_{vac} [1]:

$$W = q\phi = E_F - E_{vac} \quad (1.4)$$

dove ϕ indica il potenziale presente tra E_F e E_{vac} .

La funzione lavoro W_m relativa al metallo è più interessante di quella W_s relativa al semiconduttore, poiché nel caso del metallo E_F è in banda di conduzione, e quindi è occupato. Si noti inoltre che W_m è una proprietà assoluta del metallo, mentre W_s dipende anche dal drogaggio del semiconduttore (che determina la distanza $E_C - E_F$ tra il fondo della banda di conduzione e il livello di Fermi): per questi materiali è più utile riferirsi all'elettronegatività χ_s , che è una proprietà assoluta dei semiconduttori definita come [12]:

$$q\chi_s = E_{vac} - E_C \quad (1.5)$$

Per realizzare un contatto Schottky utilizzando un semiconduttore *n-type* è necessario che $|\phi_m| > |\phi_s|$. Quando i due materiali sono messi in contatto e non è applicato alcun bias esterno il sistema deve essere in condizione di equilibrio, cioè il livello di Fermi deve essere costante nel dispositivo. Per far sì che ciò accada si crea un flusso di elettroni che dal semiconduttore diffondono verso il metallo. In conseguenza di ciò nel semiconduttore, vicino all'interfaccia, si crea una zona svuotata dagli elettroni con una densità di carica positiva (dovuta agli atomi ionizzati) e quindi il fondo della banda di conduzione E_C si allontana da E_F (Fig. 1.3 (b)).

All'interfaccia tra i materiali si crea quindi una barriera di energia potenziale ϕ_{Bn} (chiamata barriera Schottky) dovuta al *band-bending* e definita come:

$$q\phi_{Bn} = q\phi_m - q\chi_s \quad (1.6)$$

È importante notare che l'altezza della barriera Schottky risulta essere indipendente dal drogaggio del semiconduttore.

Per capire il meccanismo che rende rettificante il contatto Schottky consideriamo ora una giunzione polarizzata direttamente, in cui è applicata una tensione positiva al metallo e una tensione negativa al semiconduttore (Fig. 1.3 (c)). In questa situazione il *band-bending* diminuisce, dunque gli elettroni che fluiscono dal semiconduttore al metallo devono superare una barriera di energia potenziale che risulta inferiore rispetto al caso di equilibrio, e quindi si crea un flusso netto di portatori maggioritari attraverso la giunzione.

Viceversa, come mostrato in Fig. 1.3 (d), se si applica una tensione negativa al metallo e una tensione positiva al semiconduttore si ha un aumento (rispetto al caso di equilibrio) dell'altezza della barriera di energia potenziale che devono superare gli elettroni per diffondere dal metallo al semiconduttore. Questo incremento fa sì che solo pochissimi elettroni (quelli eccitati termicamente) abbiano sufficiente energia per attraversare la barriera, dunque la corrente attraverso la giunzione è bassissima (nominalmente nulla).

Seguendo una trattazione analoga si può dimostrare che per realizzare un contatto Schottky utilizzando un semiconduttore *p-type* è necessario che $|\phi_m| < |\phi_s|$.

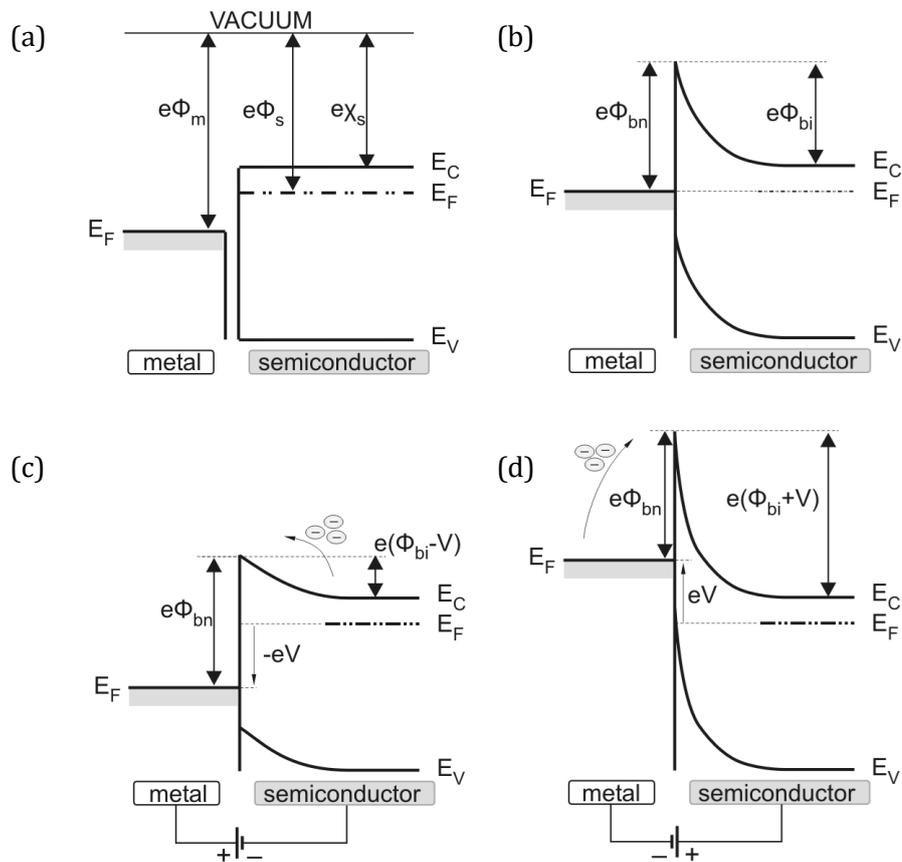


Figura 1.3: Schema della struttura a bande di una giunzione Schottky in diverse condizioni di polarizzazione. (a) Metallo e semiconduttore non sono a contatto; (b) i materiali sono a contatto e il *bias* esterno è nullo; (c) giunzione polarizzata direttamente; (d) giunzione polarizzata inversamente [13].

1.2.2 Ampiezza della zona di svuotamento

Si consideri la giunzione metallo-semiconduttore *n-type* studiata nel paragrafo precedente, in cui si può notare che la zona di svuotamento si estende solo dal lato del semiconduttore.

Supponendo che la zona sia completamente svuotata dagli elettroni la distribuzione della densità di carica risulta essere (Fig. 1.4 (a)):

$$\rho = \begin{cases} eN_d & \text{per } 0 \leq x < x_d \\ 0 & \text{altrove} \end{cases} \quad (1.7)$$

dove e indica la carica elettrica delle lacune.

Considerando le equazioni (1.1), (1.2) e (1.7) si ricava per l'andamento del campo elettrico nella regione di svuotamento la seguente espressione (Fig. 1.4 (b)):

$$|E(x)| = -\frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - x_d) \quad (1.8)$$

dove ϵ_s indica la costante dielettrica relativa del semiconduttore considerato. L'intensità del campo elettrico è massima per $x=0$, cioè in corrispondenza dell'interfaccia, e vale:

$$|E_{\max}| = \frac{eN_d x_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (1.9)$$

L'espressione del potenziale nella regione di svuotamento risulta invece essere (Fig. 1.4 (c)):

$$V(x) = \frac{eN_d}{2\epsilon_s \epsilon_0} (x - x_d)^2 \quad (1.10)$$

Il potenziale all'interfaccia, corrispondente al potenziale di *built-in*, vale quindi:

$$V(0) = \phi_{bi} = \frac{eN_d x_d^2}{2\epsilon_s \epsilon_0} \quad (1.11)$$

Dalla (1.11) si può quindi ricavare l'espressione per l'ampiezza della regione svuotata:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0}{eN_d} \phi_{bi}} \quad (1.12)$$

Infine, in caso alla giunzione sia applicata una tensione esterna V_{ext} la (1.12) assume la forma:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0}{eN_d} (\phi_{bi} - V_{\text{ext}})} \quad (1.13)$$

Si noti che la larghezza della zona di svuotamento è inversamente proporzionale alla radice del drogaggio del semiconduttore: questo significa che più il materiale è drogato e più la zona svuotata si restringe. Quando il valore di x_d è sufficientemente piccolo i portatori di carica possono attraversare la zona di svuotamento per effetto tunnel, dunque la giunzione, per drogaggi abbastanza elevati, perde il suo carattere rettificante (in altre parole il contatto metallo-semiconduttore diventa ohmico).

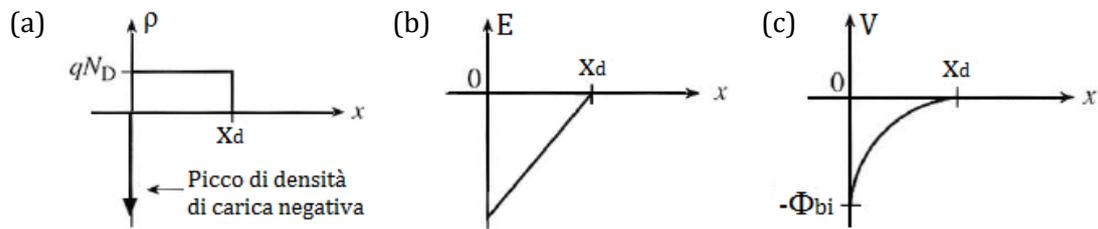


Figura 1.4: Andamento di quantità caratteristiche in corrispondenza di una giunzione metallo-semiconduttore *n-type*. (a) Distribuzione della densità di carica (si noti il picco δ -like di carica negativa che si forma all'interfaccia, dalla parte del metallo); (b) andamento del campo elettrico che si instaura alla giunzione; (c) andamento del potenziale elettrostatico alla giunzione.

1.3 Caratteristica corrente-tensione (I-V)

La caratteristica I-V di una giunzione è estremamente importante, poiché permette di ottenere molte informazioni sul dispositivo.

Ad esempio, dalla curva I-V si evince il comportamento elettrico della giunzione (cioè se ha proprietà rettificanti o ha carattere ohmico), si possono modellizzare i fenomeni di trasporto che hanno luogo nel dispositivo e le barriere di energia potenziale che influenzano il moto dei portatori di carica, si può valutare la bontà dei contatti elettrici realizzati, si possono trarre conclusioni sulla concentrazione e la natura dei difetti presenti nel dispositivo [14, 15].

1.3.1 Caratteristica I-V di una giunzione p-n

Trattando il moto dei portatori di carica alla giunzione col modello diffusivo, la caratteristica I-V è descritta dall'equazione di Shockley [16]:

$$J = J_s \left\{ \exp \left[\frac{eV}{k_B T} \right] - 1 \right\} \quad (1.14)$$

dove J indica la densità di corrente che fluisce attraverso la giunzione, e indica la carica dell'elettrone, V indica la tensione applicata alla giunzione, J_s indica la densità di corrente di saturazione.

J_s è data dalla somma delle correnti di saturazione J_n e J_p di elettroni e lacune che diffondono attraverso la giunzione, creando così un'iniezione di portatori minoritari nel lato verso cui fluiscono [17]:

$$J_s = J_p + J_n = e \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \quad (1.15)$$

dove D_p e D_n sono i coefficienti di diffusione di lacune ed elettroni, L_p e L_n sono le lunghezze di

diffusione di lacune ed elettroni, p_{n0} indica la concentrazione di lacune nel lato n all'equilibrio e n_{p0} indica la concentrazione di elettroni nel lato p all'equilibrio.

1.3.2 Caratteristica I-V di una giunzione Schottky

Utilizzando nuovamente il modello diffusivo la caratteristica I-V di un contatto Schottky è descritta ancora dalla (1.14): questo significa che le caratteristiche corrente-tensione di giunzione p-n e giunzione Schottky hanno la stessa forma funzionale.

L'espressione della corrente di saturazione è però diversa nei due casi. Per un contatto Schottky formato da un metallo e un semiconduttore di tipo n essa assume la forma [16]:

$$J_s = \frac{e^2 D_n N_C}{K_B T} \sqrt{\frac{e(\phi_{bi}-V)2N_d}{\epsilon_s}} \left[\exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{K_B T}\right) \right] \quad (1.16)$$

dove N_C indica la densità degli stati elettronici al fondo della banda di conduzione. Si noti che la corrente di saturazione, secondo questo modello, risulta essere fortemente dipendente dal *bias* esterno applicato V , mentre la dipendenza dalla temperatura è più debole.

La forma della caratteristica I-V di un dispositivo rettificante è illustrata in Fig. 1.5 (a). Come già detto all'inizio di questa sezione, la curva corrente-tensione permette di riconoscere immediatamente il comportamento elettrico del dispositivo in esame, ad esempio la I-V di un contatto ohmico appare decisamente diversa (Fig. 1.5 (b)).

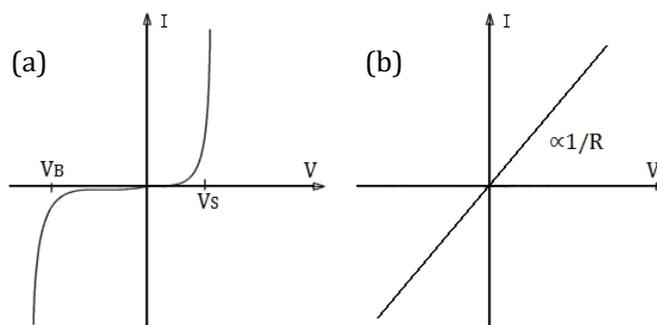


Figura 1.5: (a) Caratteristica I-V di un contatto rettificante. Si noti che anche quando la giunzione è polarizzata direttamente la corrente è inizialmente quasi nulla, finché non si raggiunge un valore di tensione di soglia V_s , oltre il quale la corrente aumenta con la tensione. In polarizzazione inversa la corrente che fluisce attraverso la giunzione è praticamente nulla per un ampio range di tensioni negative, ma oltre la cosiddetta tensione di *break down* V_B si ha un brusco aumento della corrente, nonostante il carattere rettificante della giunzione. (b) Caratteristica I-V di un contatto ohmico. Coerentemente con la legge di Ohm la caratteristica è una retta con pendenza pari all'inverso della resistenza del dispositivo.

1.4 Caratteristica capacità-tensione (C-V)

Studiare le variazioni della capacità associata alla zona di svuotamento di dispositivi a giunzione è molto importante e utile, poiché permette di ottenere informazioni sulla densità e il profilo di drogaggio, e sulla concentrazione dei centri elettricamente attivi.

Inoltre, come è spiegato nel Capitolo 2, studiare i transienti di capacità indotti da impulsi di tensione permette di ottenere informazioni sui livelli profondi presenti nel semiconduttore.

1.4.1 Capacità associata alla zona di svuotamento

Si consideri una giunzione Schottky formata da un metallo e un semiconduttore drogato n, oppure una giunzione p⁺-n (in cui la parte p è drogata maggiormente e dunque si può considerare la zona di svuotamento solo nel lato n). Supponiamo che il semiconduttore *n-type* abbia un drogaggio spazialmente uniforme.

Come già visto, la zona di svuotamento contiene una distribuzione fissa di carica spaziale positiva, dovuta alla ionizzazione degli atomi donori.

Quando il *bias* esterno (negativo) è incrementato di una piccola quantità ΔV (si usa il modello dei piccoli segnali) l'ampiezza della zona di svuotamento aumenta, e dunque si ha anche un aumento ΔQ della densità di carica spaziale fissa per unità di area.

Definiamo la capacità associata alla zona di svuotamento come [6]:

$$C = A \cdot \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta V} = A \frac{dQ}{dV} \quad (1.17)$$

dove A indica l'area della giunzione.

È importante chiarire che sfruttando il modello dei piccoli segnali si fanno due assunzioni:

- la variazione ΔQ della densità di carica dovuta alla variazione ΔV del *bias* esterno si localizza al bordo della zona di svuotamento (la cui posizione cambia in funzione di ΔV);
- la densità degli elettroni in banda di conduzione vicino al bordo della zona di svuotamento coincide con N_d (cioè si suppone che tutti i donori siano ionizzati).

Al fine di calcolare l'espressione esplicita della capacità è quindi necessario calcolare la carica totale Q contenuta nella regione di svuotamento.

Per farlo si può sfruttare il concetto del *band-bending* V che, in generale, è dato da:

$$V = \phi_{bi} - V_{ext} \quad (1.18)$$

Per un semiconduttore di tipo n, se $V_{\text{ext}} > 0$ (la giunzione è polarizzata direttamente) il *band-bending* totale diminuisce, mentre se $V_{\text{ext}} < 0$ (la giunzione è polarizzata inversamente) la barriera di potenziale V aumenta.

Finora abbiamo sempre supposto che la zona di svuotamento x_d sia completamente svuotata dagli elettroni, e che la distribuzione alla giunzione della densità di carica fissa positiva sia descritta dalla 1.7. In realtà il profilo di distribuzione degli elettroni liberi nella zona di svuotamento è descritto da:

$$n(x) = n_0 \left[\exp \left(\frac{-eV(x)}{K_B T} \right) \right] \quad (1.19)$$

dove n_0 indica la concentrazione di elettroni all'equilibrio nel materiale neutro (cioè per $x > x_d$); siccome si ipotizza che nel materiale neutro tutti i donori sono ionizzati si ha che $n_0 = N_d$. Si può quindi notare che il profilo di distribuzione degli elettroni non si annulla istantaneamente in x_d , e dunque la distribuzione della densità di carica fissa positiva nella zona di svuotamento, prima approssimata dalla (1.7), può essere espressa più precisamente da (Fig. 1.6):

$$\rho(x) = e\{N_d - n(x)\} \quad (1.20)$$

L'equazione di Poisson (1.1), relativa a un punto di ascissa x interno alla zona di svuotamento, può quindi essere così esplicitata:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_s \epsilon_0} \left\{ N_d - n_0 \exp \left(\frac{-eV(x)}{K_B T} \right) \right\} \quad (1.21)$$

Integrando la (1.22) si ottiene, per l'andamento dell'intensità del campo elettrico:

$$E^2(x) = \frac{2e}{\epsilon_s \epsilon_0} \left\{ N_d \left[-V(x) - \frac{K_B T}{e} \right] + \frac{K_B T}{e} N_d \exp \left(\frac{-eV(x)}{K_B T} \right) \right\} \quad (1.22)$$

La carica spaziale totale Q (per unità di area) nella regione di svuotamento si calcola applicando il teorema di Gauss a tutta l'area:

$$\frac{1}{\epsilon_s \epsilon_0} \int \rho \, dv = \oint E \, dS \quad (1.23)$$

dove dv indica l'elemento di volume e dS l'elemento di area.

Dalla (1.23) si ottiene:

$$\frac{1}{\epsilon_s \epsilon_0} Q A = -E_s A \quad (1.24)$$

dove E_s è il campo elettrico localizzato sulla superficie di interfaccia tra metallo e semiconduttore (cioè in corrispondenza del punto $x = 0$).

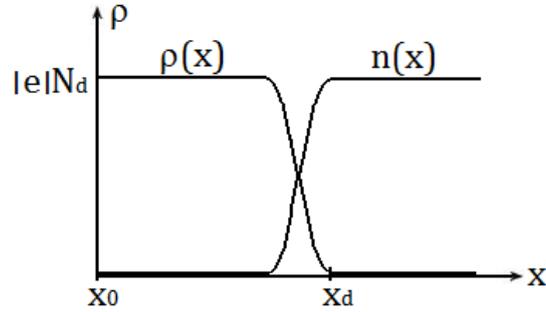


Figura 1.6: distribuzione $n(x)$ degli elettroni liberi e della densità di carica positiva $\rho(x)$ nella zona di svuotamento. Si noti che i portatori di carica liberi non si annullano immediatamente al bordo della zona di svuotamento, ma la loro distribuzione presenta una coda che si estende nella regione a partire da x_d .

Il valore di E_s è dato dalla radice negativa della (1.23), dove si inserisce il valore di potenziale $V = V(0)$ (che corrisponde al *band-bending* all'interfaccia). Dalla (1.24) si ottiene quindi:

$$Q = (2\varepsilon_s\varepsilon_0eN_d)^{1/2} \left\{ V - \frac{k_B T}{e} \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{k_B T}\right) \right] \right\}^{1/2} \quad (1.25)$$

Sapendo che a temperatura ambiente $k_B T/e \sim 0.025$ V e in polarizzazione inversa $V > \phi_{bi}$ (che per i semiconduttori più comuni vale ~ 0.7 V) si può assumere che $V \gg k_B T/e$ anche in x_d , quindi nella (1.25) il termine esponenziale può essere trascurato. Considerando la (1.17) si ottiene quindi l'espressione della capacità associata alla zona di svuotamento:

$$C = A \left(\frac{\varepsilon_s\varepsilon_0eN_d}{2} \right)^{1/2} \left(V - \frac{k_B T}{e} \right)^{-1/2} \quad (1.26)$$

Si noti che rappresentando C^{-2} in funzione del bias esterno applicato si ottiene una retta con pendenza proporzionale a N_d^{-1} e la cui intercetta è data da $(\phi_{bi} - k_B T/e)$ [18].

Impostando inoltre la condizione al contorno $V(x_d) = 0$ (il potenziale elettrostatico si annulla al bordo della regione di svuotamento), la (1.20) viene a coincidere con l'espressione semplificata (1.7). In questa approssimazione il *band-bending* totale V (corrispondente al potenziale elettrostatico all'interfaccia) si può ricavare dalla (1.13), e vale:

$$V = \frac{eN_d}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} x_d^2 \quad (1.27)$$

Supporre che $V \gg k_B T/e$ ovunque costituisce la cosiddetta approssimazione della zona di svuotamento, che (insieme alla condizione al contorno $V(x_d) = 0$) equivale ad assumere che la zona di svuotamento sia completamente priva di elettroni, e che la distribuzione di carica positiva fissa abbia

la forma a gradino data dalla (1.7).

Sfruttando tale approssimazione si può inserire la (1.27) nella (1.26), ottenendo così la seguente espressione per la capacità C associata alla regione di svuotamento:

$$C = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 A}{x_d} \quad (1.28)$$

che è analoga all'espressione della capacità di un condensatore a facce piane parallele poste a distanza x_d , con area delle piastre data da A e dielettrico tra le piastre con permittività $\varepsilon = \varepsilon_s \cdot \varepsilon_0$.

1.4.2 Approssimazione della zona di svuotamento

Come già specificato, la (1.28) si ottiene nell'approssimazione della zona di svuotamento, che può essere così riassunta:

- la zona del semiconduttore compresa tra $0 \leq x \leq x_d$ è completamente svuotata dagli elettroni, e ha una distribuzione di carica spaziale positiva $\rho(x) = eN_d$;
- la zona *bulk* del semiconduttore, che si estende per $x > x_d$, è elettricamente neutra;
- al confine tra le due zone (in corrispondenza di x_d) si ha una variazione ben definita della distribuzione di carica spaziale, che si annulla bruscamente nella parte *bulk*.

L'approssimazione della zona di svuotamento implica che le fluttuazioni nella distribuzione della densità di carica (dovute alle variazioni del potenziale esterno applicato) si localizzano esclusivamente in corrispondenza di x_d , siccome nella regione $0 \leq x \leq x_d$ non vi sono cariche libere che possono rispondere alle variazioni del *bias* applicato (si noti che ciò è in accordo con l'assunzione fatta per sfruttare il modello dei piccoli segnali).

Inoltre, in virtù della conformazione a gradino della distribuzione di densità di carica, tale approssimazione implica che l'ampiezza della regione di svuotamento sia ben definita.

È interessante stimare l'errore introdotto dall'approssimazione della zona di svuotamento, anche per capire entro quali limiti è lecito affidarsi a tale semplificazione [6]. Per fare ciò calcoliamo di seguito la reale distribuzione di carica spaziale nell'intorno di x_d .

Assumiamo ancora che nella zona di *bulk* tutti i donori siano ionizzati, dunque $n_0 = N_d$.

Il profilo di distribuzione $n(x)$ degli elettroni liberi nella zona di svuotamento non si annulla istantaneamente in x_d , ma si ha una coda esponenziale nella distribuzione:

$$n(x) = N_d \exp \left\{ \frac{-e^2 N_d}{2 \varepsilon_s \varepsilon_0 K_B T} (x_d - x)^2 \right\} = N_d \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{x_d - x}{L_D} \right)^2 \right\} \quad (1.29)$$

dove L_D è la lunghezza di *screening* di Debye, espressa da:

$$L_D = \left\{ \frac{\epsilon_s \epsilon_0 K_B T}{e^2 N_d} \right\}^{1/2} \quad (1.30)$$

Dalla (1.30) si può notare che la densità di cariche libere nella zona di svuotamento decresce esponenzialmente col quadrato della distanza dal bordo x_d , con un *rate* caratterizzato dalla lunghezza di Debye L_D .

La lunghezza L_D costituisce fondamentalmente un parametro che indica quanto la distribuzione di densità della carica fissa positiva sia approssimabile alla funzione a gradino (1.7). Dalla (1.29) è chiaro che l'approssimazione della zona di svuotamento è tanto più accurata quanto più $x_d > L_D$, o equivalentemente quanto più $V > K_B T/e$.

Le misure di capacità-tensione permettono di calcolare la concentrazione del drogante N_d (eq. 1.26) in corrispondenza del bordo x_d della zona di svuotamento dato dalla (1.27).

Dalle considerazioni appena fatte sull'approssimazione della zona di svuotamento si può quindi dedurre che la risoluzione con cui sperimentalmente si determina l'ampiezza x_d ha un limite fondamentale dell'ordine di L_D .

In altre parole, l'approssimazione della zona di svuotamento introduce un errore tanto più piccolo quanto più $V \gg K_B T/e$.

Come già detto, sfruttando la (1.26) si può ottenere dalla misura di una caratteristica C-V la concentrazione N_d del drogante. È importante però ricordare che abbiamo supposto che tutti i donori siano ionizzati per poter sfruttare il modello dei piccoli segnali, ma questa è appunto solo un'approssimazione, quindi se si volesse essere più rigorosi bisognerebbe sostituire nelle formule la concentrazione N_d con la concentrazione reale $n(x)$ degli elettroni in banda di conduzione.

In altre parole questo significa che la concentrazione N_d ottenuta sfruttando il modello dei piccoli segnali è in realtà la concentrazione apparente del drogante, anche chiamata concentrazione del drogante attivo.

Come è illustrato nel seguente capitolo, quando si considera anche l'influenza dei *deep levels* sulla capacità di giunzione si usa un'approssimazione della zona di svuotamento lievemente modificata. In particolare si assume che l'ampiezza x_d sia ben definita e data dalla (1.28), ma si usa la (1.29) per esprimere la distribuzione degli elettroni nella zona di svuotamento.

Fondamentalmente si considera la presenza dei portatori liberi nella zona di svuotamento, ma si ignora l'effetto di *screening* che hanno sulla distribuzione di densità di carica fissa positiva.

Capitolo 2

Fondamenti e applicazione della Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)

In questo capitolo sono inizialmente esposti i principi fisici alla base della tecnica DLTS, che consente di ricavare informazioni sui *deep levels* presenti in un semiconduttore sfruttando l'andamento esponenziale della capacità associata a una giunzione quando il dispositivo è sottoposto a opportuni stimoli in tensione.

Nella seconda parte del capitolo è illustrata più in dettaglio la tecnica DLTS stessa, che si basa sullo studio dei meccanismi di emissione termica di portatori maggioritari da parte dei *deep levels*.

2.1 Deep levels in dispositivi a giunzione

2.1.1 Classificazione degli stati difettivi nei semiconduttori

Uno stato difettivo può essere definito come uno stato elettronico che si forma all'interno dell'*energy gap* di un semiconduttore in seguito alla presenza di un difetto nel reticolo cristallino, che introduce una perturbazione nella struttura a bande del materiale. Il legame tra la periodicità del reticolo e la struttura a bande si può dimostrare sfruttando il modello di Kronig – Penney, secondo il quale la struttura a bande di un semiconduttore deriva direttamente dalla periodicità nello spazio reale del reticolo cristallino [1]. Questo significa che alterazioni della periodicità del reticolo, o anche solo del passo reticolare, possono produrre una modifica nella struttura a bande del materiale (ad esempio si creano stati energetici disponibili nel *gap* di energie proibite).

Esistono anche stati difettivi risonanti con i livelli continui nelle bande di valenza e conduzione; in questa trattazione tuttavia ci si riferirà solo agli stati situati nell'*energy gap*, che si possono dividere in *shallow levels* e *deep levels*.

Gli *shallow levels* sono determinati dalla presenza nel materiale di impurezze sostituzionali, che possono essere atomi donori o accettori. Considerando l'atomo donore come un atomo di *core* legato a un elettrone, si può calcolare l'energia di attivazione dell'impurezza trattandola come un atomo idrogenoide (e la stessa approssimazione vale anche per l'atomo accettore). Il modello ovviamente deve essere adattato, considerando anche gli effetti di *screening* sull'interazione coulombiana che si hanno nel materiale e la massa efficace dei portatori (che include gli effetti del reticolo) [19].

L'energia di legame di un donore (accettore) risulta poco distante dal bordo della banda di conduzione (valenza). I livelli creati da queste impurezze si chiamano *shallow* (cioè "superficiali") proprio perché lontani dal centro dell'*energy gap* (Fig. 2.1).

Le impurezze sostituzionali introducono una perturbazione minima nel reticolo, quindi comportano modeste modifiche nella struttura a bande del materiale: per questo motivo se ne possono inserire molte nel semiconduttore in esame (si può arrivare a concentrazioni di 10^{19} cm^{-3}), il che permette di sfruttare questi atomi per controllare la concentrazione dei portatori di carica liberi [6].

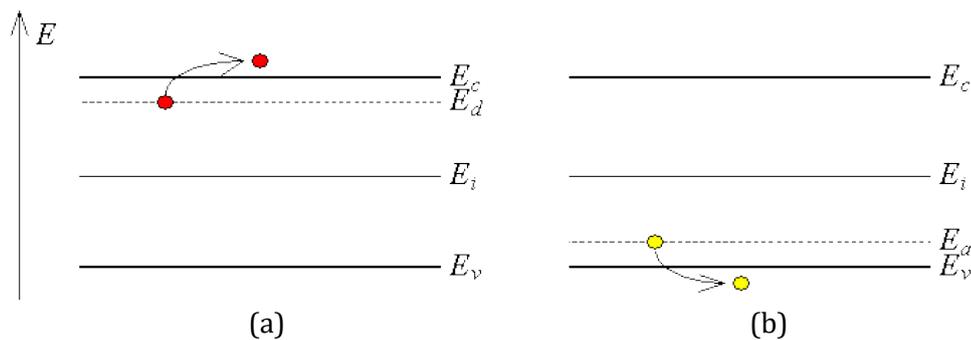


Figura 2.1: (a) Livello *shallow* donore, la cui energia di attivazione è localizzata vicino al fondo della banda di conduzione; (b) livello *shallow* accettore, con energia di attivazione localizzata vicino al top della banda di valenza.

I *deep levels* (livelli "profondi") sono così chiamati perché sono situati più vicino al centro dell'*energy gap* rispetto agli *shallow levels*. Questo avviene perché i *deep levels* hanno un'energia di attivazione maggiore di quella del corrispondente stato idrogenoide.

Si consideri il principio di indeterminazione di Heisenberg:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.1)$$

dove \hbar indica la costante di Planck ridotta e si considera una particella la cui posizione ha incertezza Δx e la cui quantità di moto in direzione x ha un'incertezza Δp_x .

Siccome le funzioni d'onda dei portatori di carica liberi sono fortemente legate ai *deep levels*, dalla

(2.1) è chiaro che per tali particelle si avrà $\Delta x < \Delta p_x$, ovvero la dispersione di un portatore di carica libero nello spazio dei momenti è maggiore di quella nello spazio reale.

Da ciò discendono due importanti proprietà dei *deep levels*:

- interagiscono fortemente col reticolo cristallino;
- tendono ad essere centri di ricombinazione non radiativa (perché la dispersione nello spazio dei momenti comporta un'elevata probabilità di transizioni elettroniche che coinvolgono scambio di fononi) [20].

Proprio a causa di queste due caratteristiche, le misure di luminescenza non sono particolarmente indicate per lo studio dei *deep levels*, mentre risultano molto più efficaci le tecniche di misura di tipo capacitivo che sono esposte di seguito.

2.1.2 Processi di cattura ed emissione di portatori nei deep levels

I processi che definiscono la dinamica dei portatori di carica in un *deep level* sono quattro: emissione e cattura di un elettrone, emissione e cattura di una lacuna [6].

Si consideri un semiconduttore non degenere, con una densità n di elettroni per unità di volume:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

dove N_C indica la densità degli stati al fondo della banda di conduzione:

$$N_C = 2M_C \left(\frac{2\pi m^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.3)$$

M_C è il numero dei minimi della banda di conduzione, m^* è la massa efficace di un elettrone, che considera gli effetti del suo confinamento in una struttura periodica come il reticolo.

Gli elettroni in esame si muovono alla velocità termica:

$$\langle v_n \rangle = \left(\frac{3k_B T}{m^*}\right)^{1/2} \quad (2.4)$$

dunque un *deep level* è esposto a un flusso di elettroni $n\langle v_n \rangle$ per unità di tempo e di area.

Sapendo che i processi di cattura sono caratterizzati da una sezione di cattura σ , si può definire il *rate* di cattura di un elettrone per uno stato libero nel *deep level* come:

$$c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n \quad (2.5)$$

Analogamente, il *rate* di cattura di una lacuna per uno stato occupato nel *deep level* si definisce:

$$c_p = \sigma_p \langle v_p \rangle p \quad (2.6)$$

dove p indica la densità di lacune per unità di volume e v_p è la loro velocità termica, espressa in modo analogo alla (2.2) eccetto per il fatto che, in questo caso, si considera la massa efficace delle lacune.

Lo stato di occupazione del *deep level* è determinato dalla competizione dei quattro processi precedentemente presentati, illustrati in Fig. 2.2 per un semiconduttore *n-type*. Per un *deep level* in cui la concentrazione totale di stati disponibili è N_t e la concentrazione degli stati effettivamente occupati da elettroni è indicata con n_t , si ha:

- emissione di elettroni e cattura di lacune per gli stati n_t occupati dagli elettroni;
- emissione di lacune e cattura di elettroni per gli stati $(N_t - n_t)$ occupati dalle lacune.

Il *rate* di variazione netto del numero di stati occupati da elettroni è espresso da:

$$\frac{dn_t}{dt} = (c_n + e_p)(N_t - n_t) - (e_n + c_p)n_t \quad (2.7)$$

dove e_n e e_p indicano i *rate* di emissione rispettivamente per elettroni e lacune. Riferendosi al caso di un semiconduttore *n-type*, quando $N_t \ll N_d$ i processi di cattura ed emissione non modificano in modo rilevante la concentrazione di portatori di carica liberi nel materiale, pertanto i *rate* di cattura possono essere espressi dalle (2.3) e (2.4) utilizzando valori costanti di n e p [21].

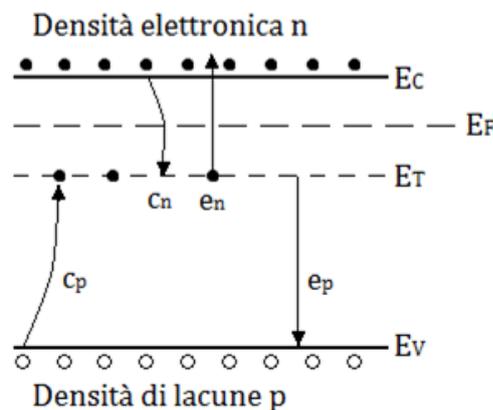


Figura 2.2: Processi di cattura ed emissione per un *deep level* con energia E_T in un materiale *n-type*.

Consideriamo ora il caso in cui il sistema sia in equilibrio termico: in questa condizione i processi di cattura ed emissione devono soddisfare il principio del bilancio dettagliato. Questo significa che non solo $dn_t/dt = 0$, ma anche che i *rate* di processi inversi devono essere uguali:

$$e_n n_t = c_n (N_t - n_t) \quad (2.8)$$

$$e_p(N_t - n_t) = c_p n_t \quad (2.9)$$

si ha così la garanzia che non ci sia un trasferimento netto di elettroni da una banda all'altra.

Lo stato di occupazione del *deep level* in equilibrio termico si può quindi esprimere come:

$$\frac{\widehat{n}_t}{N_t} = \frac{c_n}{c_n + e_n} = \frac{e_p}{e_p + c_p} \quad (2.10)$$

All'equilibrio termico lo stato di occupazione di un *deep level* a energia E_T si può definire anche sfruttando la funzione di distribuzione di Fermi - Dirac [22]:

$$\frac{\widehat{n}_t}{N_t} = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E_T - E_F}{K_B T}\right) \right\}^{-1} \quad (2.11)$$

Combinando la (2.10) e la (2.11) si ottengono, per i *rate* di emissione di elettroni e lacune, le espressioni:

$$\frac{e_n}{c_n} = \exp\left(\frac{E_T - E_F}{K_B T}\right) \quad (2.12)$$

$$\frac{e_p}{c_p} = \exp\left(\frac{E_F - E_T}{K_B T}\right) \quad (2.13)$$

dalle quali si ricava che se $E_F > E_T$ allora $c_n > e_n$ e $e_p > c_p$, quindi lo stato è occupato dagli elettroni; vale il contrario se $E_F < E_T$.

All'equilibrio termico si possono inserire le eq. (2.2) e (2.5) nella (2.12), ottenendo così l'espressione del *rate* di emissione degli elettroni:

$$e_n(T) = \sigma_n \langle v_n \rangle N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{K_B T}\right) \quad (2.14)$$

per il *rate* di emissione delle lacune si ottiene un'espressione analoga:

$$e_p(T) = \sigma_p \langle v_p \rangle N_V \exp\left(-\frac{E_T - E_V}{K_B T}\right) \quad (2.15)$$

dove N_V indica la densità degli stati al top della banda di valenza. Si noti che i *rate* di emissione di elettroni e lacune dipendono dalle rispettive sezioni di cattura dei portatori e dall'energia di separazione tra il *deep level* in esame e il bordo della banda coinvolta nella transizione: questo significa che σ_n , σ_p e E_T possono essere considerate proprietà intrinseche di un *deep level*, dalle quali si possono ricavare altre informazioni sullo stato difettivo.

Assumendo che la sezione di cattura σ_n sia indipendente dalla temperatura, la (2.14) può anche essere scritta come:

$$e_n = \gamma T^2 \sigma_{na} \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{K_B T}\right) = \gamma T^2 \sigma_{na} \exp\left(-\frac{E_{na}}{K_B T}\right) \quad (2.16)$$

$$\text{con } \gamma = 2\sqrt{3} M_C (2\pi)^{3/2} K_B^2 m^* h^{-3} \quad (2.17)$$

dove σ_{na} indica la sezione di cattura apparente, ipotizzata indipendente dalla temperatura, mentre E_{na} indica l'energia di attivazione apparente del *deep level*, calcolata come $E_C - E_T$.

Rappresentando $\ln(e_n/T^2)$ in funzione di T^{-1} si ottiene una retta con pendenza proporzionale a E_{na} , e con ordinata all'origine proporzionale alla sezione di cattura apparente σ_{na} .

È importante sottolineare che la sezione di cattura dipende dalla temperatura, e spesso in modo non banale: in effetti σ_{na} è il valore della sezione di cattura estrapolato per $T = \infty$. Per questo motivo dalla (2.16) si ricavano quantità dette apparenti, ovvero esatte solo nel contesto dell'approssimazione di indipendenza dalla temperatura; nonostante ciò σ_{na} e E_{na} possono essere usati a pieno diritto per caratterizzare il *deep level* (e infatti sono questi i valori relativi ai *deep levels* in vari materiali che si trovano in letteratura).

Dalle eq. (2.14) e (2.15) si può notare che:

- i *deep levels* per cui $(E_C - E_T) < (E_T - E_V)$ (qualitativamente si parla quindi dei *deep levels* nella metà superiore dell'*energy gap*) hanno un *rate* $e_n > e_p$;
- viceversa i *deep levels* nella metà inferiore dell'*energy gap*, per cui $(E_T - E_V) < (E_C - E_T)$, hanno un *rate* $e_p > e_n$;

sfruttando questa differenza si può introdurre il concetto di trappola per i portatori liberi: si definisce trappola per elettroni un *deep level* per cui $e_n > e_p$, trappola per lacune un *deep level* per cui $e_p > e_n$.

L'eq. (2.7), che esprime l'evoluzione nel tempo dello stato di occupazione di un *deep level*, può essere riscritta nella forma:

$$\frac{dn_t}{dt} = a(N_t - n_t) - bn_t \quad (2.18)$$

dove $a = c_n + e_p$ indica la somma dei *rate* dei processi che implicano un aumento del numero di elettroni nel *deep level*, $b = e_n + c_p$ è invece dato dalla somma dei *rate* dei processi che implicano una "perdita" di elettroni da parte del *deep level*.

Azzerando la (2.18) si ricava l'espressione dell'occupazione del *deep level* allo stato stazionario:

$$n_t(\infty) = \frac{a}{a+b} N_t \quad (2.19)$$

La soluzione generale della (2.18) è invece data da:

$$n_t(t) = n_t(\infty) - \{n_t(\infty) - n_t(0)\} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.20)$$

$$\text{con } \tau^{-1} = (a + b) = e_n + c_n + e_p + c_p \quad (2.21)$$

dalla quale si nota che quando lo stato di occupazione di un *deep level* è perturbato, il successivo rilassamento verso lo stato dato dalla condizione stazionaria $n_t(\infty)$ ha un andamento esponenziale nel tempo, ed è regolato dalla costante di tempo τ .

Se nello stato iniziale (quello perturbato) il *deep level* è completamente pieno ($n_t(0) = N_t$) la (2.20) assume la forma:

$$n_t(t) = \frac{a}{a+b} N_t + \frac{b}{a+b} N_t \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.22)$$

e fisicamente ciò corrisponde alla situazione in cui il numero di elettroni nel *deep level* decade esponenzialmente; nel caso in cui invece $n_t(0) = 0$ (cioè il *deep level* è inizialmente vuoto) la (2.20) assume la forma:

$$n_t(t) = \frac{a}{a+b} N_t \left\{1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right\} \quad (2.23)$$

che descrive la situazione in cui gli elettroni nel *deep level* crescono esponenzialmente nel tempo.

I transienti corrispondenti alle due situazioni appena descritte sono illustrati in Fig. 2.3.

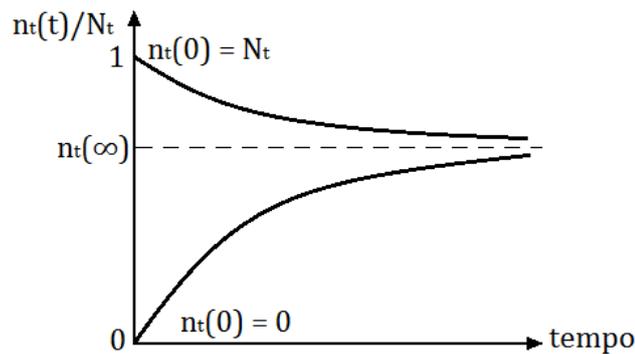


Figura 2.3: Andamento dello stato di occupazione di un *deep level* in un semiconduttore *n-type*. Qualunque sia la condizione iniziale, lo stato di occupazione, dopo la perturbazione, tende a rilassarsi nella condizione data dallo stato stazionario $n_t(\infty)$.

La (2.20) mostra che l'evoluzione dello stato di occupazione di un *deep level* dipende dalla costante di tempo τ , che è data dalla somma dei *rate* di tutti i processi possibili.

Nel caso reale è però possibile semplificare τ determinando, a seconda del tipo di materiale, quali sono i processi più rilevanti e considerando solo i *rate* relativi ad essi [4].

A questo scopo si definiscono i concetti di:

- trappola per maggioritari: è così definito un *deep level* il cui *rate* di emissione termica dei portatori maggioritari è molto più grande del *rate* di emissione termica dei portatori minoritari, cioè $e_{mag} > e_{min}$;
- trappola per minoritari: è così definito un *deep level* per cui $e_{min} > e_{mag}$.

Facendo riferimento alla Fig. 2.4 è quindi facile capire che in un materiale *n-type* una trappola per elettroni è anche una trappola per maggioritari; in un materiale *p-type* sono invece le trappole per lacune ad essere anche trappole per maggioritari. Nel primo caso i processi più rilevanti sono l'emissione e la cattura di elettroni, quindi $\tau \sim e_n + c_n$; nel secondo caso invece $\tau \sim e_p + c_p$.

Fondamentalmente tutti gli esperimenti che studiano la dinamica dei *deep levels* possono essere divisi in due gruppi, a seconda che si studi la risposta delle trappole per maggioritari o per minoritari.

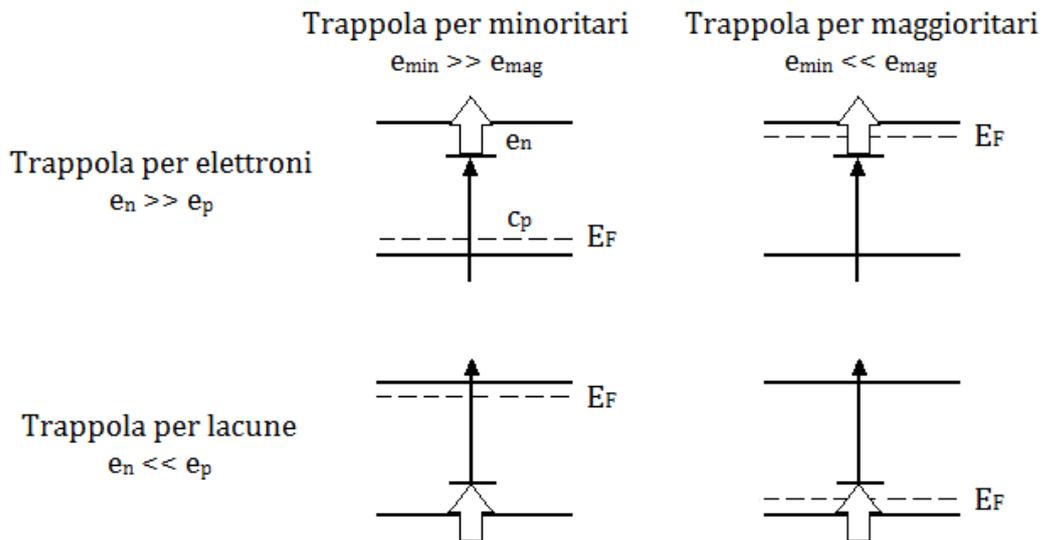


Figura 2.4: Definizione di trappola per maggioritari e minoritari, per elettroni e lacune.

2.1.3 Effetti dei deep levels nei dispositivi a giunzione

Si consideri ora un dispositivo a giunzione, sia essa di tipo Schottky (formata da un metallo e un semiconduttore *n-type*) o p^+-n : in entrambi i casi la zona di svuotamento si può considerare presente solo nel semiconduttore *n-type*, e ci concentriamo sulla risposta delle trappole per maggioritari in

questa regione (cioè analizziamo un *deep level* che nella zona di svuotamento funge da trappola per elettroni).

In assenza di una polarizzazione esterna (Fig. 2.5 (a)) la zona di svuotamento che si forma alla giunzione è la minima possibile, ed ha un valore x_0 dato dalla (1.12). Il semiconduttore è praticamente tutto neutro, e siccome $c_n > e_n$ praticamente tutti gli stati del *deep level* sono occupati da elettroni.

Quando si applica un *bias* esterno negativo V_r (Fig. 2.5 (b)) l'ampiezza della zona di svuotamento aumenta, assumendo il valore x_d : in questa regione non ho elettroni liberi, quindi $c_n \sim 0$, e questo significa che il processo fisico più rilevante diventa l'emissione dei portatori che prima occupavano gli stati del *deep level*. Gli elettroni emessi vengono rapidamente eliminati dalla zona di svuotamento a causa del campo elettrico che si forma alla giunzione, dunque si ha un aumento della densità di carica fissa positiva (e un conseguente aumento della capacità associata alla giunzione).

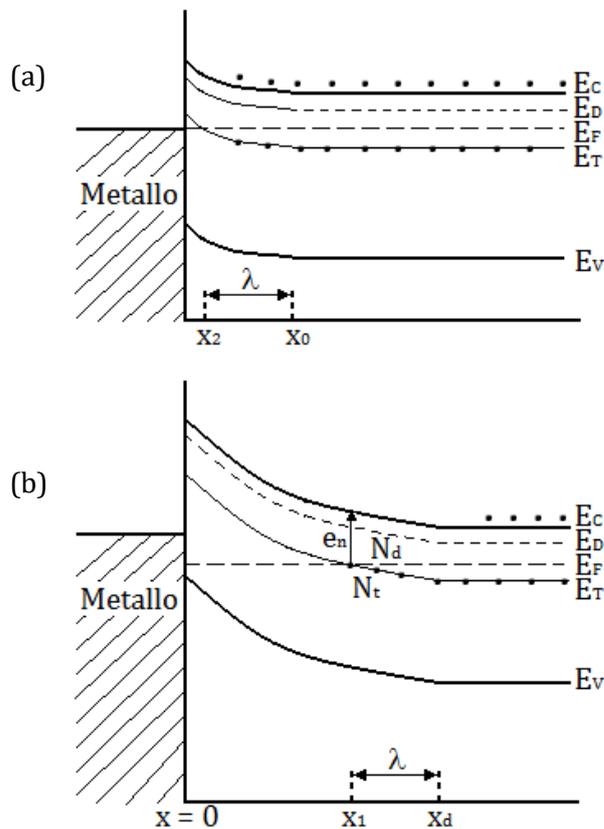


Figura 2.5: Diagrammi della struttura a bande di una giunzione Schottky formata da un metallo e un semiconduttore *n-type*. (a) Alla giunzione non è applicato alcun *bias* esterno, quindi l'ampiezza della zona di svuotamento è minima e la maggior parte del semiconduttore è neutro. (b) Quando si applica una polarizzazione inversa V_r la zona di svuotamento si allarga, il *rate* di cattura elettronico del *deep level* si annulla e dunque il processo fisico rilevante diventa l'emissione di elettroni. Immagine adattata da [6].

Un altro modo per spiegare il processo di emissione da parte del *deep level* è notare che, quando la giunzione è polarizzata inversamente, a causa del *band-bending* l'energia del *deep level* interseca l'energia del livello di Fermi nel punto x_1 .

Ipotizzando di avere trappole di tipo donore (cioè uno stato del *deep level* è elettricamente neutro quando occupato da un elettrone, e carico positivamente quando è libero) la zona di svuotamento si può dividere in due parti (Fig. 2.6 (a)):

- per $x_1 \leq x \leq x_d$ il *deep level* ha energia minore di E_F e quindi è occupato dagli elettroni; in questa regione la densità di carica spaziale fissa positiva è $\rho(x) = eN_d$;
- per $x < x_1$ si ha invece $E_T > E_F$, quindi il *deep level* emette elettroni. Come già detto gli elettroni emessi abbandonano velocemente la zona di svuotamento a causa del campo elettrico presente alla giunzione, di conseguenza la densità di carica fissa positiva aumenta, assumendo il valore: $\rho(x) = e(N_d + N_t)$.

Il ragionamento è analogo nel caso in cui le trappole siano di tipo accettore (cioè uno stato del *deep level* è carico negativamente quando occupato da un elettrone, e elettricamente neutro quando è libero). Lo schema della distribuzione di densità di carica fissa positiva in questo caso è illustrato in Fig. 2.6 (b).

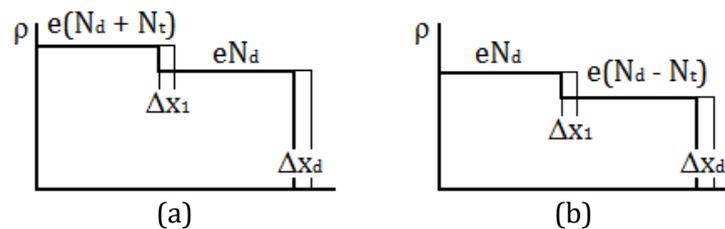


Figura 2.6: Distribuzione della densità di carica fissa positiva nella zona di svuotamento, in presenza di una concentrazione N_t di trappole (a) di tipo donore; (b) di tipo accettore. Nelle immagini sono rappresentate anche le incertezze sulle misure di x_1 e x_d .

La zona $x_1 \leq x \leq x_d$ è chiamata regione di transizione. Per calcolare la sua estensione si assumono come condizioni al contorno per il potenziale elettrostatico alla giunzione: $V(x_d) = 0$ e $V'(x_d) = 0$ (ovvero il potenziale e la sua derivata si annullano al bordo della zona di svuotamento).

Questo significa che la variazione del potenziale elettrostatico nella zona di svuotamento è legata all'energia del bordo inferiore della banda di conduzione dalla relazione:

$$-eV(x) = E_C(x) - E_C(x_d) \quad (2.24)$$

Dalla Fig. 2.5 (b) si nota che nel punto x_1 il *band-bending* è pari all'energia di separazione ($E_F - E_T$) nel materiale neutro, quindi la (2.24) in x_1 assume la forma:

$$-eV(x_1) = E_C(x_1) - E_C(x_d) = E_F - E_T \quad (2.25)$$

Inserendo la (2.25) nella (1.27) si ottiene quindi l'espressione per l'ampiezza della regione di transizione $\lambda = x_d - x_1$:

$$x_d - x_1 = \lambda = \left\{ \frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{e^2N_d} (E_F - E_T) \right\}^{1/2} \quad (2.26)$$

Si noti che la regione di transizione è indipendente dalla tensione applicata e da x_d .

Supponiamo ora di poter considerare $\lambda \ll x_d$. L'emissione di elettroni da parte del *deep level* non è istantanea, bensì è caratterizzata dal *rate* di emissione e_n : questo significa che, nel caso di trappole di tipo donore, la densità di carica fissa positiva non assume immediatamente il valore $\rho(x) = e(N_d + N_t)$, ma avrà un'evoluzione temporale regolata da e_n :

$$\rho(t) = e\{N_d + N_t - n_t(t)\} \quad (2.27)$$

Come già detto, l'aumento della densità di carica fissa positiva comporta un aumento della capacità di giunzione. Siccome quindi tale capacità dipende da $\rho(t)$ si deduce facilmente che anch'essa si evolverà nel tempo. Inserendo la (2.27) nella (1.26) si ricava l'espressione dell'evoluzione temporale della capacità di giunzione per un *bias* costante:

$$C(t) = C(\infty) \left\{ 1 - \frac{n_t(t)}{N_d + N_t} \right\}^{1/2} \quad (2.28)$$

dove $C(\infty)$ indica la capacità allo stato stazionario, che si raggiunge quando $n_t(\infty) = 0$:

$$C(\infty) = A \left\{ \frac{\varepsilon_s\varepsilon_0(N_d + N_t)}{2} \right\}^{1/2} V^{-1/2} \quad (2.29)$$

Nell'ipotesi in cui $N_t, n_t \ll N_d$ si può espandere la (2.28), e la variazione di capacità $\Delta C(t) = C(t) - C(\infty)$ può essere espressa come:

$$\frac{\Delta C(t)}{C(\infty)} = - \frac{n_t(t)}{2N_d} \quad (2.30)$$

Per esprimere l'evoluzione $n_t(t)$ dello stato di occupazione del *deep level* si può sfruttare la (2.22), ponendo $a = c_n + e_p = 0$ e $b = c_p + e_n = e_n$. La (2.30) diventa quindi:

$$\frac{\Delta C(t)}{C(\infty)} = - \frac{N_t}{2N_d} \exp(-e_n t) \quad (2.31)$$

La (2.31) dimostra che la costante di tempo del transiente di capacità associato all'emissione di elettroni da parte del *deep level* è data dal *rate* stesso di emissione del *deep level*, e l'ampiezza del transiente $\Delta C(0)/C(\infty)$ equivale al rapporto $N_t/2N_d$, il che permette di ottenere una stima della concentrazione di stati nel *deep level*. Questa equazione contiene i principi fondamentali della *Deep Level Transient Spectroscopy*, che come sarà illustrato di seguito si basa sullo studio dei transienti di capacità di una giunzione sottoposta a una polarizzazione inversa variabile.

Una volta completato il processo di emissione, se la polarizzazione applicata alla giunzione è riportata a zero il sistema torna ad essere nello stato rappresentato in Fig. 2.5 (a): le trappole catturano gli elettroni (il processo è regolato dal *rate* di cattura c_n), quindi la densità di carica fissa positiva diminuisce, e con essa la capacità associata alla giunzione.

È bene tenere a mente che la trattazione svolta finora si basa su alcune approssimazioni:

- tutte le trappole sono piene prima che inizi il processo di emissione. Riferendosi alla Fig. 2.5 (a) questo significa che si ignora il fatto che gli stati del *deep level* nella regione $0 \leq x \leq x_2$ non sono mai occupati, a causa del minimo *band-bending* presente anche quando la polarizzazione applicata è nulla. In altre parole, quando il *bias* esterno è nullo, si assume che le bande siano ovunque piatte e che non sia presente la zona di svuotamento;
- tutte le trappole si svuotano dagli elettroni durante il processo di emissione. Riferendosi alla Fig. 2.5 (b) questo significa che si ignora il fatto che nella regione $x_1 \leq x \leq x_d$ le trappole sono in realtà sempre occupate dagli elettroni;
- durante il processo di emissione la capacità alla giunzione aumenta: questo può essere spiegato considerando l'aumento di densità carica fissa positiva, o equivalentemente la diminuzione dell'ampiezza della zona di svuotamento. Tuttavia, avendo ipotizzato $N_t \ll N_d$, lo spostamento di x_d in fase di emissione viene trascurato;
- considerando il processo di cattura del *deep level*, si ammette la presenza di elettroni nella zona di svuotamento: essi sono quelli dovuti alle code di Debye della distribuzione elettronica $n(x)$. Come già detto alla fine del Capitolo 1 ciò equivale ad usare un'approssimazione della zona di svuotamento modificata: si ammette la presenza di elettroni nella regione $x < x_d$ (per giustificare la fase di cattura del *deep level*) ma non si considera l'influenza di tali elettroni sulla distribuzione di densità di carica fissa positiva, che si esprime ancora con la (1.7).

In conclusione, studiare i *deep levels* in una zona di svuotamento presenta numerosi vantaggi:

- è possibile monitorare lo stato di occupazione di uno o più *deep levels* misurando la variazione nel tempo della capacità alla giunzione;

- la tecnica permette di studiare *deep levels* con una concentrazione di stati N_t molto bassa, fino a $\sim 10^{-4}N_d$;
- generalmente l'evoluzione dell'occupazione di un *deep level* inizialmente pieno è determinata da tutti i processi di cattura ed emissione (eq. 2.2). In una regione di svuotamento è però possibile trascurare il *rate* di cattura c_n , e di conseguenza il transiente di capacità misurato può considerarsi legato solo al processo di emissione del *deep level*;
- è possibile studiare anche il processo di cattura di maggioritari di un *deep level*: per farlo è sufficiente ridurre (o azzerare) la polarizzazione inversa applicata alla giunzione.

2.1.4 Transienti di capacità

L'eq. (2.31) è stata ottenuta assumendo che all'inizio del processo di emissione tutti gli stati del *deep level* sono occupati da elettroni, mentre alla fine di tale processo il *deep level* risulta essere completamente svuotato dai portatori di carica.

Queste semplificazioni non sempre sono giustificate nel contesto di un esperimento reale, e anzi spesso introducono errori nel calcolo della concentrazione di trappole N_t . Per questo motivo si procede ora a una trattazione in cui si tiene in considerazione la regione di transizione λ , che determina quali stati del *deep level* sono sempre occupati dai portatori e quali invece ne sono sempre privi.

Si consideri una giunzione Schottky metallo-semiconduttore *n-type* a cui è applicata una debole polarizzazione inversa $V_r \sim 0$ (Fig. 2.7 (a)). Per $x > x_0$ il materiale è neutro, $c_n \gg e_n$ e quindi il *deep level* è completamente occupato dagli elettroni. Nella regione $x \leq x_0$ invece, secondo l'approssimazione della zona di svuotamento, non sono presenti elettroni liberi, e la loro densità si azzerava bruscamente in corrispondenza di x_0 .

In realtà abbiamo visto che il profilo di distribuzione dei portatori liberi entro la zona di svuotamento segue l'eq. (1.29): la densità elettronica, a partire da x_0 , decresce esponenzialmente con un *rate* caratterizzato dalla lunghezza di Debye L_D (eq. 1.30). Tuttavia se L_D è piccola rispetto all'estensione x_0 della zona di svuotamento, la distribuzione $n(x)$ può essere approssimata a una funzione "a gradino", e quindi si può assumere che in x_2 il *deep level* passi bruscamente dall'essere occupato dagli elettroni all'esserne privo.

Dalla (2.12) si ricava che il *rate* di cattura c_n nel punto x_2 (dove $E_T = E_F$) ha lo stesso valore del *rate* di emissione, cioè $c_n(x_2) = e_n$.

Supponiamo ora di aumentare il *bias* esterno applicato alla giunzione (Fig. 2.7 (b)): il primo effetto è quello dell'aumento dell'ampiezza della zona di svuotamento, che assume il valore x_d , di conseguenza il punto in cui $E_T = E_F$ si sposta, e assume il valore x_1 .

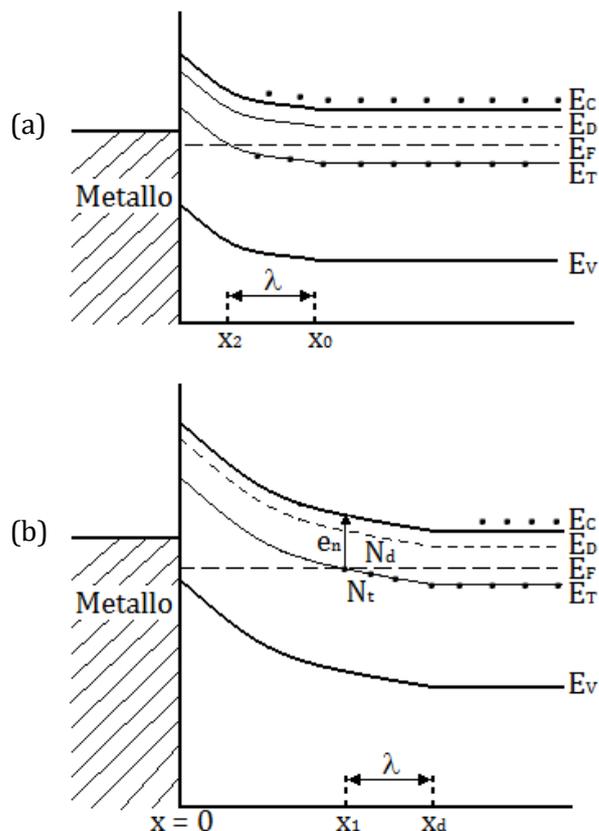


Figura 2.7: Struttura a bande di una giunzione Schottky formata da un metallo e un semiconduttore *n-type*. (a) Alla giunzione è applicato un debole *bias* esterno $V_r \sim 0$. La zona di svuotamento ha ampiezza x_0 , l'energia del *deep level* E_T è pari all'energia del livello di Fermi nel punto x_2 . (b) Quando si aumenta la polarizzazione inversa V_r la zona di svuotamento si allarga e assume il valore x_d , di conseguenza il punto in cui si ha $E_T = E_F$ si sposta, e viene indicato con x_1 . Immagine adattata da [6].

Come si nota in Fig. 2.7 (b) le trappole nella regione $x < x_1$ hanno energia maggiore di quella del livello di Fermi: il loro *rate* di cattura $c_n \sim 0$, quindi il processo fisico più rilevante è quello di emissione. Questo significa che gli stati del *deep level* precedentemente occupati (quelli nella zona $x > x_2$) si rilassano emettendo portatori liberi. Nella regione $x > x_1$ si ha invece $c_n > e_n$, quindi le trappole restano occupate, pur trovandosi all'interno della zona di svuotamento.

Anche in questo caso si assume che $L_D \ll x_d$, quindi in x_1 la transizione dello stato di occupazione del *deep level* da libero a occupato è considerata puntuale.

La conseguenza del non trascurare l'estensione della regione di transizione λ è che il volume in cui le trappole sono osservate non è $x_d - x_0$, bensì $x_1 - x_2$: come è esposto di seguito, questo comporta una modifica della (2.30), che viene in un certo senso generalizzata.

Durante la fase di emissione del *deep level* l'aumento della capacità alla giunzione è associato a una diminuzione dell'ampiezza della zona di svuotamento. L'evoluzione nel tempo della posizione del punto x_d è espressa da:

$$\{N_d x_d + N_t x_1\} \frac{dx_d}{dt} - n_t(t) x_1 \frac{dx_d}{dt} = \frac{1}{2} [x_1^2(t) - x_2^2] \frac{dn_t}{dt} \quad (2.32)$$

dove $dx_1 = dx_d$ perché si suppone uniforme il drogaggio N_d , e dunque λ è costante (eq. 2.26).

In generale la (2.32) non è un'equazione lineare, poiché la variazione della posizione di x_d in fase di emissione comporta una variazione del volume di osservazione delle trappole $x_1 - x_2$; tuttavia se la concentrazione degli stati del *deep level* è molto inferiore alla concentrazione del drogaggio ($N_t \ll N_d$) il membro a sinistra dell'equazione è dominato da N_d , quindi i termini di ordine N_t possono essere ignorati, e la quantità $x_1 - x_2$ risulta essere costante.

In altre parole, se $N_t \ll N_d$ il movimento di x_d durante il processo di emissione è trascurabile e la (2.32) assume la forma:

$$N_d x_d \frac{dx_d}{dt} = \frac{1}{2} (x_1^2 - x_2^2) \frac{dn_t}{dt} \quad (2.33)$$

Dalla (1.28) si ricava che $dC/C = -dx_d/x_d$, quindi sfruttando la (2.33) il transiente di capacità può essere espresso come:

$$\frac{1}{C} \frac{dC}{dt} = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_1^2 - x_2^2}{x_d^2} \right\} \frac{1}{N_d} \frac{dn_t}{dt} \quad (2.34)$$

Il transiente di capacità $\Delta C(t)$ misurato rispetto alla capacità $C(\infty)$ che si raggiunge allo stato stazionario (cioè quando il processo di emissione è concluso) si ottiene integrando la (2.34):

$$\frac{\Delta C(t)}{C} = \frac{C(t) - C(\infty)}{C} = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_1^2 - x_2^2}{x_d^2} \right\} \frac{n_t(t) - n_t(\infty)}{N_d} \quad (2.35)$$

esprimendo lo stato di occupazione del *deep level* $n_t(t)$ con l'equazione generale (2.20), la (2.35) assume la forma:

$$\Delta C(t) = \Delta C_0 \exp(-t/\tau) \quad (2.36)$$

$$\text{con } \frac{\Delta C_0}{C} = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_1^2 - x_2^2}{x_d^2} \right\} \frac{n_t(0) - n_t(\infty)}{N_d} \quad (2.37)$$

Considerando il processo di emissione da parte di trappole per maggioritari, l'evoluzione $n_t(t)$ dello stato di occupazione del *deep level* può essere scritta ponendo $a = c_n + e_p = 0$ e $b = c_p + e_n = e_n$ nella (2.22). Possiamo inoltre porre $n_t(\infty) = 0$.

La (2.36) diventa quindi:

$$\Delta C(t) = -\Delta C_0 \exp(-e_n t) \quad (2.38)$$

$$\text{con } \frac{\Delta C_0}{C} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{x_1^2 - x_2^2}{x_d^2} \right\} \frac{N_t}{N_d} \quad (2.39)$$

Si può quindi notare che nel limite $N_t \ll N_d$ la costante di tempo del transiente di capacità è data dal *rate* di emissione e_n , e l'ampiezza del transiente è legata alla concentrazione di trappole N_t . Inoltre il segno del transiente è legato alle variazioni assolute di carica, e non dipende dall'aver trappole di tipo donore o accettore (Fig. 2.8).

Nel caso in cui si decida di trascurare l'ampiezza della regione di transizione λ si può porre $x_1 \sim x_d$ e si ha inoltre $x_2 \ll x_d$: in questo caso la (2.39) assume la forma più semplice:

$$\frac{\Delta C_0}{C} = \frac{1}{2} \frac{N_t}{N_d} \quad (2.40)$$

che, seppur più imprecisa, permette comunque di avere una stima attendibile almeno dell'ordine di grandezza della concentrazione N_t di trappole.

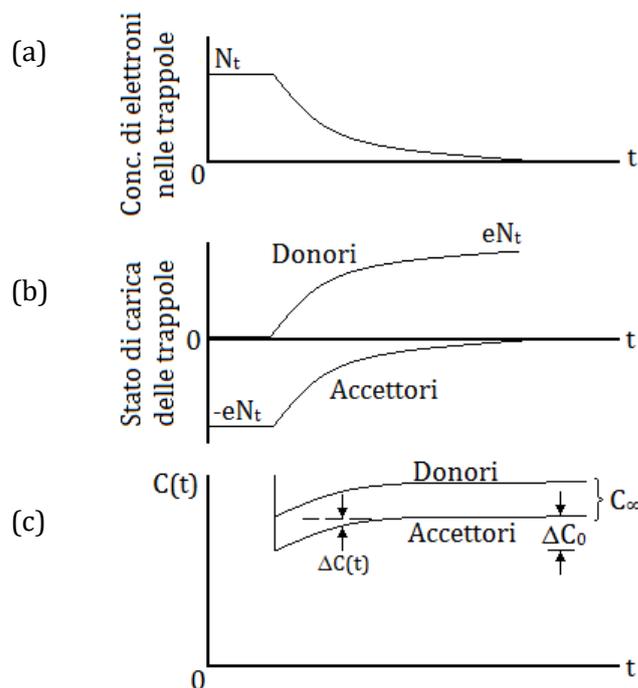


Figura 2.8: (a) Andamento nel tempo della concentrazione $n_t(t)$ di elettroni che popolano il *deep level* durante il processo di emissione; (b) andamento nel tempo della distribuzione di carica fissa positiva durante il processo di emissione; (c) transiente di capacità dovuto all'aumento di carica fissa positiva.

2.2 Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)

2.2.1 Principi generali

La *Deep Level Transient Spectroscopy* è una tecnica basata sullo studio dei transienti di capacità che si verificano in un dispositivo a giunzione in presenza di *deep levels*, quando essi sono in fase di emissione. Consideriamo una giunzione Schottky (metallo-semiconduttore *n-type*) o *p⁺-n*: in entrambi i casi la zona di svuotamento si estende principalmente dal lato del semiconduttore *n-type*, dove assumiamo di avere trappole per portatori maggioritari (quindi nel nostro caso elettroni).

Il diodo studiato è sottoposto a una polarizzazione inversa pulsata, che varia da un valore V_p (quasi nullo) a un valore V_r , con un periodo t_r (Fig. 2.9).

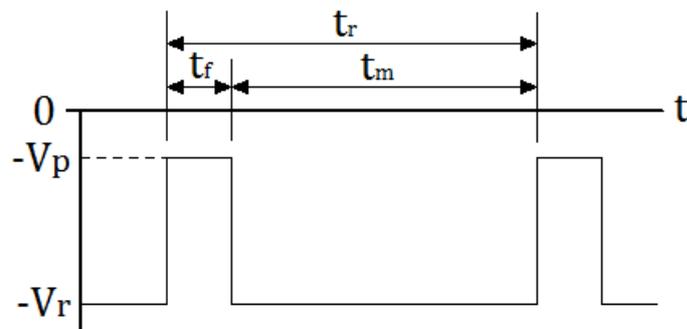


Figura 2.9: Schema del *bias* applicato alla giunzione in esame. Il *bias* esterno varia tra un valore V_r applicato per un tempo t_m e un valore V_p (quasi nullo) mantenuto costante per un tempo $t_f \ll t_m$. L'impulso, che ha ampiezza $|V_r - V_p|$, è ripetuto e ha periodo t_r .

Supponiamo di applicare inizialmente alla giunzione la tensione V_r (Fig. 2.10 (a)). Dopo un tempo t_m il *bias* esterno assume il valore V_p , e resta costante per un tempo t_f . Siccome V_p è meno negativo di V_r la zona di svuotamento del diodo diminuisce (eq. 1.13), e dunque nell'intervallo di tempo t_f le trappole nella regione $x_1 - x_2$ catturano i portatori maggioritari (Fig. 2.10 (b)).

Come mostrato in Fig. 2.10 (d) in fase di cattura la capacità associata alla giunzione diminuisce, e in linea di principio il transiente di capacità ottenuto ha una costante di tempo pari all'inverso del *rate* di cattura, dunque dallo studio di tale transiente si potrebbe risalire al valore di c_n . In realtà però, nell'intervallo t_r solitamente il segnale di capacità non ha la forma di un transiente e non contiene informazioni utili: ciò è dovuto a limiti della strumentazione usata.

Quando il *bias* è riportato al valore V_r (Fig. 2.10 (c)) l'ampiezza della zona di svuotamento aumenta nuovamente, e le trappole in $x_1 - x_2$ emettono elettroni a un *rate* e_n . In conseguenza di ciò la capacità

associata alla giunzione aumenta, e ha un andamento esponenziale la cui costante di tempo τ corrisponde a e_n^{-1} :

$$C(t) = C(\infty) + \Delta C_0 \exp(-t/\tau) \quad (2.41)$$

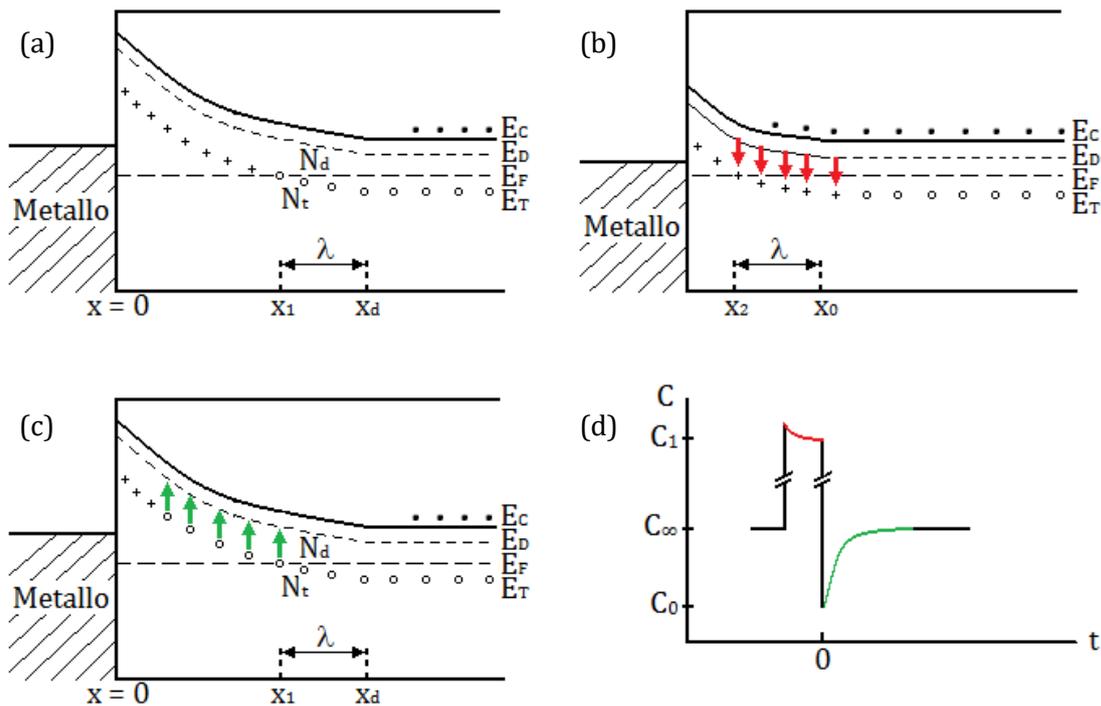


Figura 2.10: Schema dei processi di cattura ed emissione da parte di un *deep level* di tipo donore presente in una giunzione Schottky sottoposta a una polarizzazione inversa variabile. (a) Inizialmente è applicata alla giunzione la tensione V_r . (b) Quando, dopo un tempo t_m , si applica al dispositivo una tensione V_p (meno negativa) l'ampiezza della zona di svuotamento diminuisce istantaneamente, e quindi la capacità della giunzione aumenta. Le trappole presenti nel volume di osservazione $x_1 - x_2$ iniziano a catturare i portatori maggioritari con un *rate* c_n , riducendo così la densità di carica fissa positiva nella zona di svuotamento: in conseguenza di ciò si ha una diminuzione di capacità (rappresentata dal transiente rosso in figura (d)). (c) Tornando alla tensione V_r la zona di svuotamento si allarga istantaneamente e quindi la capacità diminuisce. Le trappole nella regione $x_1 - x_2$ iniziano ad emettere elettroni con un *rate* e_n , dunque aumenta la densità di carica fissa positiva nella zona di svuotamento, di conseguenza si osserva un transiente di capacità (rappresentato in verde in figura (d)) con un andamento esponenziale caratterizzato dalla costante di tempo $\tau = e_n^{-1}$ [4].

Da quanto esposto finora è quindi chiaro che una caratteristica molto importante della DLTS è la ripetibilità degli impulsi di tensione applicati. Il cuore della tecnica risiede tuttavia nel concetto di *rate window*, di seguito esposto [6].

2.2.2 Il concetto di rate window

Si consideri ora un dispositivo in cui sono presenti due *deep levels*, quindi due tipi di trappole diverse, ognuna caratterizzata dalla sua energia di attivazione E_{na} e sezione di cattura apparente σ_{na} .

Ricordando che il *rate* di emissione dipende dalla temperatura secondo la (2.14) è chiaro che, rappresentando $\ln(e_n^{-1})$ in funzione di T^{-1} si ottengono per i due tipi di trappola due rette diverse (Fig. 2.11 (a)).

Selezionare una *rate window* significa concentrarsi su uno specifico valore di $e_n^{-1} = \tau = \tau_{ref}$, che può essere scelto arbitrariamente all'inizio dell'esperimento di DLTS. Durante la misura il diodo è scaldato a un *rate* costante e all'aumentare della temperatura aumenta il *rate* di emissione e_n di ciascuna trappola, quando esso viene a coincidere con quello scelto all'inizio della misura si ha un picco nel segnale di DLTS (Fig. 2.11 (b)).

Come vedremo di seguito l'altezza di un picco è proporzionale alla quantità ΔC_0 , e questo permette di calcolare la concentrazione N_t delle trappole del *deep level*, sfruttando la (2.39).

Inoltre ripetere la misura di DLTS selezionando di volta in volta *rate window* diverse permette, per ogni *deep level*, di associare a ogni τ_{ref} la temperatura a cui le trappole hanno $e_n = \tau_{ref}^{-1}$ (questa è infatti la temperatura a cui si ha il picco del segnale di *output*). Una volta ottenuti questi dati, sfruttando la (2.16) si può rappresentare $\ln(e_n/T^2)$ in funzione di T^{-1} e si ricavano così E_{na} e σ_{na} per ogni *deep level*.

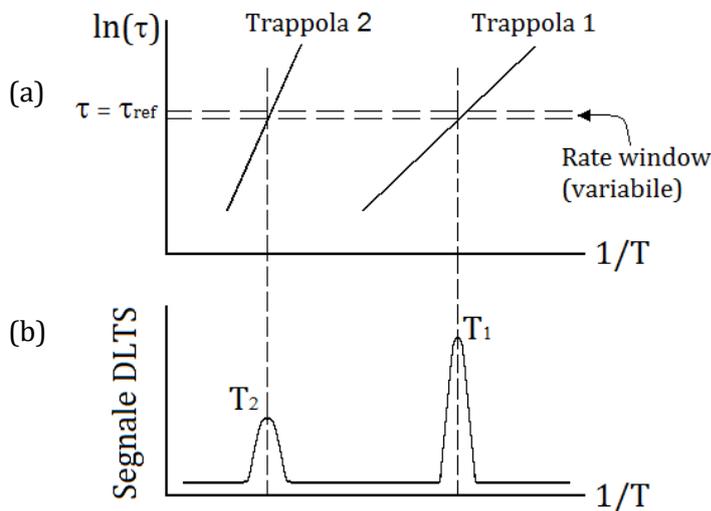


Figura 2.11: (a) Variazione della costante di tempo τ per l'emissione di elettroni da parte di due *deep levels* in funzione della temperatura. τ_{ref} indica la *rate window* selezionata all'inizio della misura di DLTS. (b) Il segnale di DLTS forma un picco, per ciascuno dei due *deep levels*, in corrispondenza della temperatura per cui il *rate* di emissione delle trappole coincide con la *rate window* selezionata.

Esistono vari modi per selezionare una *rate window*: in questa trattazione si espone il metodo della *double boxcar*, che è quello utilizzato per ottenere i risultati esposti nel Capitolo 4.

Durante l'intervallo di tempo t_m si acquisisce il transiente di capacità dovuto all'emissione di elettroni da parte delle trappole nel volume $x_1 - x_2$. Per selezionare una *rate window* si scelgono due istanti di tempo t_1 e t_2 nell'intervallo t_m , e si misurano i rispettivi valori di capacità $C(t_1)$ e $C(t_2)$ (Fig. 2.12 (a)).

È importante che l'istante t_1 sia compatibile col tempo di risposta del capacimetro: lo strumento non è in grado di misurare con precisione la variazione pressoché istantanea di capacità indotta dalla variazione di tensione $|V_r - V_p|$, quindi al tempo $t = 0$ la misura dello strumento è inattendibile, ed è necessario che l'istante t_1 sia successivo all'intervallo di tempo necessario allo strumento per assestarsi.

Il segnale S di *output* della DLTS è proporzionale alla differenza $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$, come mostrato in Fig. 2.12 (b). In modo equivalente si può dire che il segnale S è ottenuto integrando la somma delle misure $C(t_1)$ e $C(t_2)$ moltiplicate per i corrispondenti valori della funzione peso $w(t)$ illustrata in Fig. 2.12 (c).

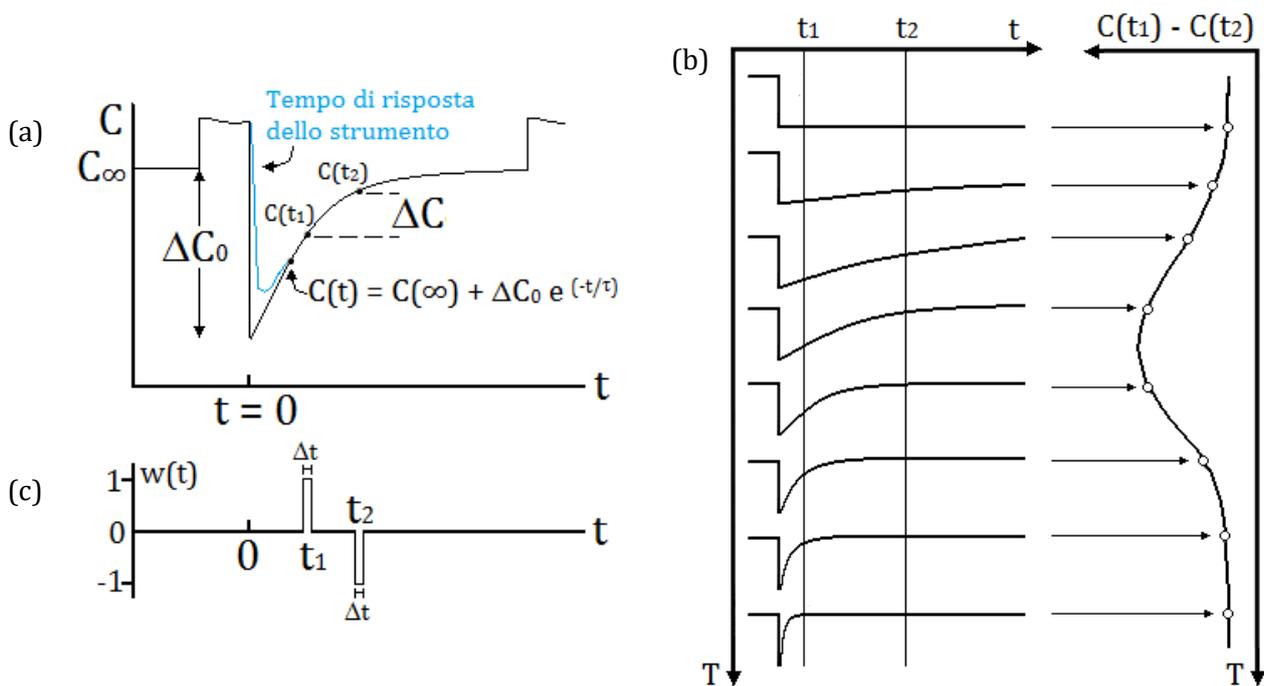


Figura 2.12: Principi su cui si basa la costruzione del segnale di DLTS. (a) Selezionare una *rate window* significa designare due istanti temporali t_1 e t_2 , successivi al tempo di risposta dello strumento, in corrispondenza dei quali si misura il valore del transiente capacitivo. (b) Il segnale S di DLTS a una data temperatura è proporzionale alla differenza $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$. (c) Equivalentemente si può dire che S è dato dall'integrale della somma dei valori $C(t_1)$ e $C(t_2)$ moltiplicati per i corrispondenti valori della funzione peso $w(t)$ illustrata in figura. Si noti che $w(t)$ assume rispettivamente i valori 1 e -1 non solo in corrispondenza degli istanti t_1 e t_2 , ma anche in un intorno Δt di essi. Immagine adattata da [6].

Quando, per una determinata temperatura, l'inverso del *rate* di emissione di un *deep level* $e_n^{-1} = \tau$ è tale per cui $\tau \gg t_2$ (Fig. 2.13 (a)), oppure $\tau \ll t_1$ (Fig. 2.13 (c)) si ha che la differenza ΔC risulta molto piccola, e dunque il segnale di DLTS è quasi nullo. Al contrario si ha una forte segnale di DLTS quando il valore $\tau \sim t_1, t_2$ (Fig. 2.13 (b)), o in altre parole quando $\tau = \tau_{ref}$ (che, come si dimostra di seguito, è determinato dagli istanti t_1 e t_2).

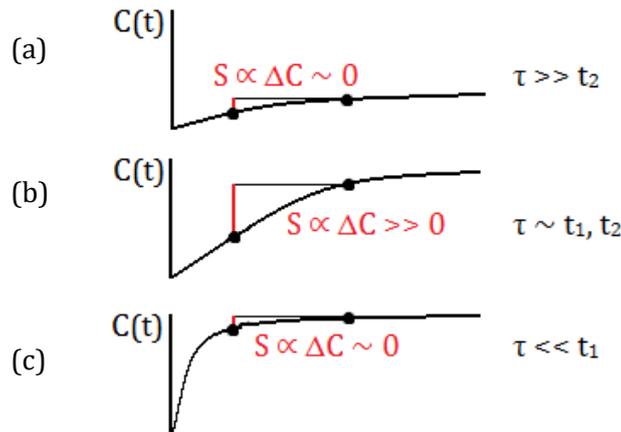


Figura 2.13: Il segnale S di DLTS è proporzionale alla differenza di capacità $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ che si misura tra gli istanti t_1 e t_2 , scelti all'inizio della misura. (a) Quando $\tau \gg t_2$, ovvero quando il *rate* di emissione del livello è molto più basso di quello definito dalla *rate window*, la differenza ΔC è esigua, e quindi $S \sim 0$. (b) Al contrario, quando $\tau \sim t_1, t_2$ (cioè quando $\tau \sim \tau_{ref}$) si ha $S \gg 0$. (c) Analogamente a quando accade nel primo caso descritto, qualora $\tau \ll t_1$ (cioè il *rate* di emissione del livello è molto più alto di quello definito dalla *rate window*) si ha $S \sim 0$.

Quando $\Delta t \ll \tau$, il segnale di *output* S , ipotizzando che il transiente di capacità sia esponenziale, ha la forma:

$$S = \Delta C_0 \{ \exp(-t_1/\tau) - \exp(-t_2/\tau) \} \quad (2.42)$$

la (2.42) mostra che, fissati gli istanti t_1 e t_2 (che determinano la *rate window*), l'ampiezza del segnale di DLTS varia in funzione dell'inverso del coefficiente di emissione del *deep level*, che dipende a sua volta dalla temperatura.

Come già detto, il segnale di DLTS presenta un picco S_{pk} quando, al variare della temperatura, il *rate* di emissione del *deep level* viene a coincidere con la *rate window* inizialmente selezionata tramite i valori t_1 e t_2 . L'espressione del tempo caratteristico τ in corrispondenza del quale si ottiene S_{pk} si ottiene ponendo a zero la derivata della (2.42) fatta in funzione di τ :

$$\tau(T) = \tau_{ref} = (t_2 - t_1) \{ \ln(t_2/t_1) \}^{-1} \quad (2.43)$$

questa equazione è fondamentale, poiché lega la *rate window* alla scelta degli istanti t_1 e t_2 a cui si campiona il segnale di capacità.

Per convenienza si definisce il parametro adimensionale $\beta = t_2/t_1$, e si può così riscrivere la (2.43):

$$e_n = (\tau_{\text{ref}})^{-1} = \frac{\ln\beta}{t_1(\beta-1)} \quad (2.44)$$

Infine, sostituendo la (2.43) nella (2.42) si ottiene l'espressione del segnale di DLTS in corrispondenza del picco:

$$S_{\text{pk}} = \Delta C_0 \left\{ \exp \left[-\frac{\ln\beta}{\beta-1} \right] - \exp \left[-\frac{\beta \ln\beta}{\beta-1} \right] \right\} \quad (2.45)$$

si noti che l'altezza del picco di DLTS dipende solo dal rapporto β tra gli istanti t_1 e t_2 , e non dai loro singoli valori; pertanto se la *rate window* τ_{ref} è modificata (tramite modifica di t_1 e t_2) ma il rapporto β resta costante si otterrà un picco del segnale a temperatura diversa, ma di pari altezza.

La concentrazione delle trappole N_t di un *deep level* si ottiene ricavando ΔC_0 dalla (2.45), e inserendo tale valore nella (2.39). Ricordiamo che l'eq. (2.39) mostra che la relazione tra N_t e ΔC_0 dipende dall'energia E_T del *deep level* tramite l'ampiezza della regione di transizione λ : questo significa che anche se fossero presenti due *deep levels* con la stessa concentrazione di trappole N_t , questi produrrebbero comunque due picchi con altezze diverse, poiché sarebbero diverse le regioni di transizione λ .

Ovviamente, nel limite in cui si può assumere $\lambda \ll x_d$ (così da poterla trascurare) i due livelli producono picchi di altezza uguale, e la concentrazione delle trappole nei due *deep levels* potrebbe essere valutata sfruttando la (2.40).

In Fig. 2.14 (a) sono mostrati, come esempio, una serie di spettri DLTS relativi a diverse *rate window*, in cui però il rapporto β è mantenuto costante (quindi, come si può notare dalla figura, le altezze dei picchi ottenuti per ogni *rate window* sono uguali). Il campione studiato è una barriera Schottky costituita da uno strato di Al e da uno strato di GaAs *n-type* con una concentrazione netta di drogante $(N_d - N_a) \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Il *deep level* presente nel semiconduttore, responsabile del picco nello spettro di DLTS, è stato introdotto irradiando il materiale con elettroni ad alta energia [23].

Osservando gli spettri si nota che il picco del segnale si sposta a temperature inferiori man mano che si seleziona un tempo caratteristico di emissione più lungo (cioè man mano che il *rate* di emissione selezionato tramite la *rate window* diminuisce): ciò è coerente con la (2.14), che mostra come il *rate* e_n aumenti all'aumentare della temperatura.

In Fig. 2.14 (b) è mostrato l'*Arrhenius plot* relativo al *deep level* in esame. Il grafico è ottenuto acquisendo vari spettri di DLTS impostando di volta in volta una *rate window* diversa, e

rappresentando poi $\ln(T_{pk}^2\tau_{ref})$ in funzione di T^{-1} .

L'Arrhenius plot è anche chiamato "firma" del *deep level*, in quanto raccoglie le sue principali caratteristiche (da esso si possono infatti ricavare le quantità apparenti E_{na} e σ_{na} tramite la (2.16)).

Nonostante gli spettri di DLTS possano sembrare il metodo più immediato e di facile consultazione per confrontare i *deep levels* presenti in campioni diversi in realtà un confronto tramite gli Arrhenius plot costituisce il metodo migliore, specialmente se le misure sono state fatte in laboratori diversi. Ciò è dovuto al fatto che gli spettri DLTS sono pesantemente affetti dalle fluttuazioni nella misura della temperatura e della capacità, e quindi non è molto attendibile confrontare campioni basandosi su di essi.

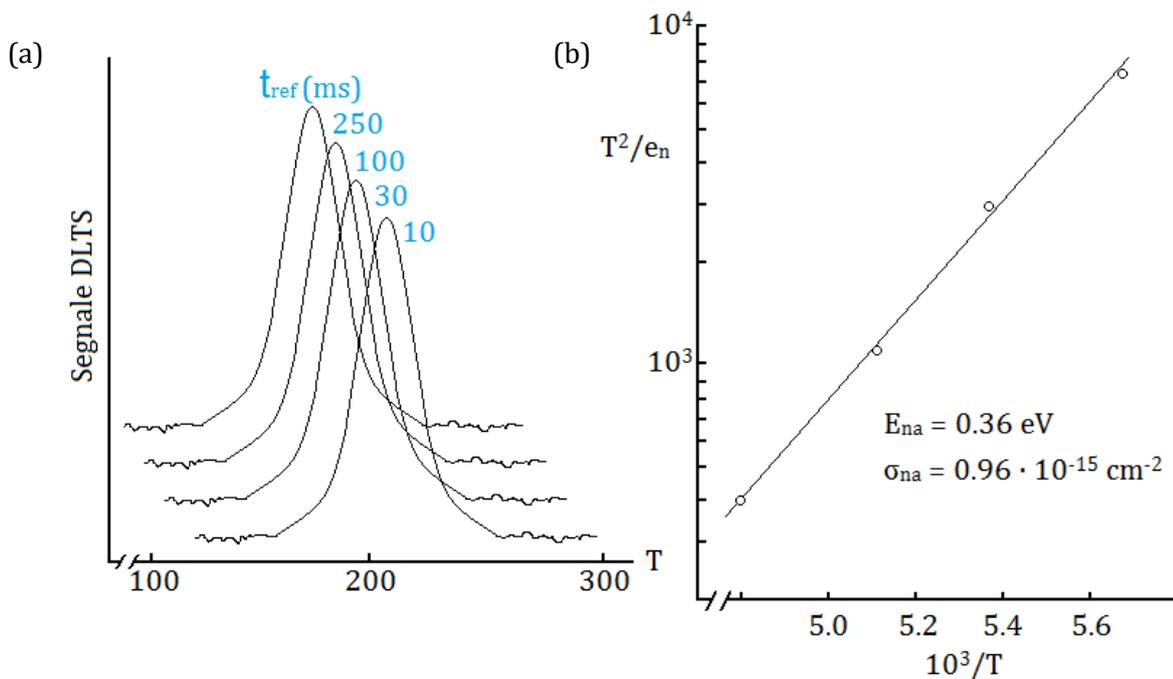


Figura 2.14: (a) Spettri DLTS ottenuti per una barriera Schottky costituita da Al e GaAs *n-type* contenente un *deep level* introdotto tramite irraggiamento da elettroni ad alta energia. Ogni spettro è relativo a una diversa *rate window* e lo zero del segnale è addizionato a multipli di una costante, in modo da separare le curve per visualizzarle meglio. (b) Arrhenius plot costruito sfruttando i dati rappresentati in Fig. (a). Sono indicati i valori apparenti di energia di attivazione del *deep level* e sezione di cattura delle trappole [23].

2.2.3 Transienti di capacità non esponenziali

Tutta la trattazione svolta in questo capitolo si basa sull'assunzione che il transiente di capacità dovuto all'emissione di portatori maggioritari da parte delle trappole sia esponenziale.

Sono tuttavia abbastanza frequenti i casi in cui questa condizione non è soddisfatta, come avviene, tra l'altro, per la giunzione Schottky Al-GaAs descritta nel Capitolo 3. Quando ciò si verifica le relazioni finora derivate non possono più essere utilizzate se lo scopo è quello di ottenere misure precise dei parametri dei *deep levels*, tutt'al più tali espressioni possono essere sfruttate per ottenere stime dell'ordine di grandezza dei parametri.

La non esponenzialità del transiente capacitivo può essere dovuta, fondamentalmente, a tre fattori:

- la concentrazione N_t delle trappole del *deep level* non è molto inferiore alla concentrazione netta del drogaggio (si indica tale concentrazione con N_d nel caso di un semiconduttore di tipo n). Se $N_t \sim N_d$ decade l'ipotesi fatta nella Sezione 2.1.4, secondo la quale durante la fase di emissione delle trappole il bordo della zona di svuotamento x_d può essere considerato fisso, dunque il volume di osservazione $x_1 - x_2$ si può ritenere costante e la (2.32) può quindi essere linearizzata.

- Il *rate* di emissione e_n non può essere espresso dalla (2.16).

Ciò avviene quando l'intensità del campo elettrico E che si instaura alla giunzione raggiunge valori elevati; in questa condizione infatti l'effetto Poole - Frenkel (per il quale il *rate* di emissione e_n risulta accresciuto da un campo E) non può più essere ignorato [24]. Quando l'effetto Poole - Frenkel diventa rilevante, il *rate* e_n sviluppa una dipendenza dalla posizione in cui è valutato: questo effetto spaziale può essere minimizzato scegliendo opportuni valori di polarizzazione V_p e V_r , in modo che $x_1 \sim x_2$ e quindi il volume di osservazione $x_1 - x_2$ sia abbastanza piccolo da poter considerare e_n costante al suo interno. Un altro metodo per minimizzare l'effetto Poole - Frenkel è utilizzare campioni con un drogaggio relativamente basso (indicativamente inferiore a $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) in modo che l'ampiezza della zona di svuotamento sia abbastanza piccola da non poter sostenere un campo elettrico molto forte.

- Infine, il transiente di capacità potrebbe non essere esponenziale a causa di una dipendenza spaziale del *rate* e_n dovuta a difetti presenti nel reticolo cristallino. Il *rate* di emissione dipende infatti dalla differenza di energia $E_C - E_T$ tra il fondo della banda di conduzione e il *deep level* (eq. 2.16): tale valore può essere modificato localmente se la struttura a bande risulta essere perturbata dalla presenza di difetti reticolari.

Per quanto appena detto, è chiaro che un problema di questo tipo è più diffuso nei semiconduttori costituiti da leghe (ad esempio il GaAs), durante la crescita delle quali è più facile sviluppare difetti reticolari [25].

Capitolo 3

Materiali e metodi

Nella prima parte di questo capitolo sono presentati i materiali esaminati, e in particolare sono descritte le loro caratteristiche più rilevanti nel contesto delle misure svolte.

Nella seconda parte del capitolo sono descritti i metodi sperimentali con cui sono state fatte le varie misure; particolare attenzione è dedicata al *set-up* sperimentale relativo alle misure di *Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS) e al programma sviluppato al fine di controllare la strumentazione e acquisire i dati.

3.1 Materiali

3.1.1 Giunzione Schottky Al-GaAs n-type

L'Arseniuro di Gallio (GaAs) (la cui struttura cristallina di tipo Zinco blenda è mostrata in Fig. 3.1) è un semiconduttore composto, formato da atomi di Gallio (gruppo III) legati ad atomi di Arsenico (gruppo V) secondo un rapporto stechiometrico 1:1. Il GaAs ha un *energy gap* diretto, che a temperatura ambiente ($T = 300\text{ K}$) assume il valore di 1.42 eV [1].

Il cristallo di GaAs utilizzato per costruire la giunzione Schottky esaminata in questo lavoro è stato cresciuto sfruttando la tecnica LEC (*Liquid Encapsulation Czochralski*) [26]: in un crogiuolo di Silicio sono stati posti policristalli di GaAs e Silicio (in modo da ottenere il drogaggio di tipo n). Oltre a queste sostanze è stato aggiunto nel crogiuolo uno strato di Anidride Borica (B_2O_3) spesso 1 cm . Il tutto è stato inserito in un sistema ad alta pressione e scaldato, fino a raggiungere la completa fusione del contenuto del crogiuolo: a questo punto lo strato di B_2O_3 ha ricoperto il composto di GaAs n-type (da qui il termine "*encapsulation*"), e unitamente all'alta pressione applicata ha limitato la sublimazione dell'Arsenico, che è molto volatile [27].

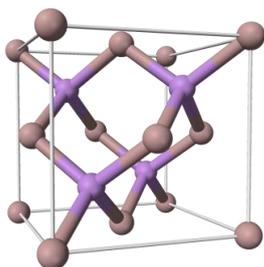


Figura 3.1: schema della struttura atomica dell'Arseniuro di Gallio. In viola sono rappresentati gli atomi di As, in marrone quelli di Ga [28].

Il cristallo è stato infine ottenuto introducendo nel crogiuolo, dall'alto, un seme di GaAs cristallino: una volta entrato in contatto col composto fuso, come avviene per la tecnica Czochralski semplice, esso è stato allontanato dal crogiuolo a un *rate* costante, in modo da spostare verso l'alto l'interfaccia solidoliquido e favorire così la crescita del lingotto di GaAs. Durante il processo di crescita seme e crogiuolo ruotano in senso opposto, in modo da minimizzare la convezione nel composto fuso e ottenere così un cristallo con una bassa concentrazione di difetti di superficie.

Dal lingotto di GaAs sono stati ottenuti diversi *wafer*, ciascuno collocato a una certa distanza dal seme: questa potrebbe sembrare un'ovvietà, ma è bene sottolinearlo in quanto durante l'avanzamento del processo di crescita la composizione del contenuto del crogiuolo cambia, diventando sempre più ricca di Gallio: questo si traduce nell'avere un rapporto Ga/As che cresce con la distanza d del *wafer* dal seme.

Il campione esaminato in questo lavoro è stato ricavato dal *wafer* posto più vicino al seme, con un valore di $d = 0.77$ cm. Proprio per questo motivo il rapporto $\text{Ga/As} = 1.049$ è quello più basso.

La giunzione Schottky è stata realizzata evaporando sotto vuoto sul GaAs un *dot* di Alluminio di 1 mm di diametro.

L'effetto più marcato della variazione del rapporto Ga/As in funzione dalla distanza dal seme si ha sulla concentrazione N_t dei *deep levels* presenti nel GaAs.

Osservando uno spettro di DLTS di questo semiconduttore si nota la presenza di tre *deep levels*, denominati EL_6 , EL_5 e EL_2 : per ognuno di loro la concentrazione N_t diminuisce man mano che il rapporto Ga/As aumenta. Alla luce di ciò si può facilmente dedurre che il campione da noi esaminato è quello che tra tutti ha la più alta concentrazione di trappole N_t in ogni *deep level*.

Un'interpretazione della diminuzione di N_t al crescere del rapporto Ga/As può essere data considerando prima di tutto che le trappole in GaAs sono legate ai difetti di punto del materiale: ad esempio, le trappole del livello EL_2 sono spesso associate agli scambi di carica che avvengono nella

lega, in conseguenza dei quali un atomo di As può occupare un sito destinato al Ga formando così un difetto di punto chiamato *antisite* As_{Ga} .

Da questa considerazione di carattere generale si deduce quindi che per capire il legame tra la concentrazione di trappole N_t e il rapporto Ga/As bisogna concentrarsi sulla dipendenza del numero di difetti in un cristallo dalla sua stechiometria. Sottolineiamo che lo stato di equilibrio termodinamico del cristallo richiede l'esistenza di una concentrazione non nulla di vacanze di Gallio e di Arsenico, che non sono però legate alla concentrazione di trappole N_t : per questo motivo tali vacanze non devono essere considerate nel contesto qui delineato.

All'aumentare del rapporto Ga/As, la concentrazione delle vacanze di Gallio V_{Ga} diminuisce: in conseguenza di ciò, affinché sia mantenuto l'equilibrio, deve esserci un aumento delle vacanze di Arsenico V_{As} [29].

Inoltre, se la concentrazione del drogante (nel nostro caso il Silicio) è minore di 10^{17} cm^{-3} si può dimostrare che il *rate* di generazione dei difetti interstiziali As_i è trascurabile, e quindi il numero di tali difetti è determinato praticamente solo da quelli nativi.

Nella situazione appena descritta l'aumento delle vacanze V_{As} ha l'effetto di provocare una diminuzione della concentrazione di interstiziali As_i (tra cui anche gli *antisite* As_{Ga}) e di conseguenza si ha una diminuzione della concentrazione N_t nei *deep levels* [30].

3.1.2 Omogiunzione p⁺-n di Silicio

Il Silicio (Si) (la cui struttura cristallina di tipo Diamante è mostrata in Fig. 3.2) è un materiale semiconduttore appartenente al gruppo IV. È un materiale a *gap* indiretto, a temperatura ambiente (pari a circa 300 K) il suo *energy gap* ha un valore pari a 1.12 eV [1].

Il Silicio è definito un semiconduttore a *gap* indiretto poiché, al contrario del caso dell'Arseniuro di Gallio, la sua struttura a bande è caratterizzata dall'aver il minimo assoluto di energia della banda di conduzione che, nello spazio dei momenti, non coincide con il massimo della banda di valenza.

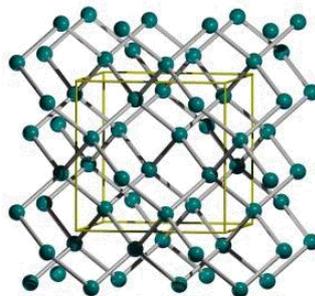


Figura 3.2: schema della struttura atomica del Silicio [28].

Come già spiegato nella Sezione 2.1.1, è possibile dimostrare che le deviazioni dalla periodicità del reticolo (ad esempio dovute alla presenza di difetti) inducono variazioni nella struttura a bande del materiale: ad esempio possono crearsi i *deep levels*, ovvero stati energetici accessibili agli elettroni situati vicino alla metà dell'*energy gap*.

Da ciò si deduce che un modo per introdurre *deep levels* in un materiale può essere ad esempio quello di danneggiarlo, al fine di perturbarne la periodicità del reticolo. Questo è esattamente il principio per cui il Silicio *n-type* analizzato in questo lavoro è stato sottoposto a un irraggiamento da elettroni ad alta energia (dell'ordine del MeV): il danneggiamento prodotto dall'esposizione al fascio di elettroni ha permesso di introdurre nell'*energy gap* del materiale i *deep levels* da caratterizzare.

L'irraggiamento da elettroni ad alta energia ha anche lo scopo di valutare quanto il cristallo sia *radiation resistant*, ovvero fino a quale *range* di energia degli elettroni incidenti la sua struttura cristallina sia resistente a questo tipo di danneggiamento.

Si presenta ora brevemente l'apparato sperimentale che permette di creare il fascio di elettroni da inviare sul materiale [31].

Il fascio primario è prodotto da un *electron gun*, costituito da un tubo di vetro in cui si fa il vuoto, provvisto alle sue estremità di un anodo e un catodo, tra i quali è applicata una differenza di potenziale. Il catodo (a cui è applicato un potenziale negativo) è formato da un filamento metallico che viene riscaldato sfruttando l'effetto di una corrente che lo attraversa: per effetto termoionico gli elettroni vengono emessi dal materiale, e sono accelerati verso l'anodo (a cui è applicato un potenziale positivo). Per produrre un fascio di elettroni in uscita di fronte all'anodo è posta una griglia metallica a cui è applicata una debole differenza di potenziale: essa ha lo scopo di deviare una parte degli elettroni in arrivo dal catodo, impedendogli di raggiungere l'anodo. La geometria di anodo e griglia è molto importante, poiché da essa dipende la direzione del campo elettrico che determina forma e direzione del fascio elettronico in uscita dal dispositivo.

Successivamente gli elettroni del fascio primario sono ulteriormente accelerati e collimati tramite un sistema di lenti elettromagnetiche, in modo da dirigere sul campione che deve essere irradiato un fascio elettronico la cui posizione ed energia sono perfettamente controllate.

L'irraggiamento da elettroni ad alta energia può essere sfruttato per ottenere diversi risultati: nel caso in cui lo scopo sia quello di danneggiare il materiale al fine di introdurre *deep levels* nell'*energy gap* è necessario che la temperatura del campione non superi quella ambiente durante il processo. Il motivo di ciò risiede nel fatto che un consistente aumento di temperatura equivarrebbe a sottoporre il campione a un *annealing*, che avrebbe l'effetto di rimuovere i difetti reticolari che si vogliono introdurre nel materiale. Per controllare l'aumento di temperatura indotto dall'irraggiamento da elettroni solitamente è implementato un sistema di raffreddamento per il campione.

I difetti reticolari che si formano in seguito all'irraggiamento da elettroni ad alta energia hanno la caratteristica di essere uniformemente distribuiti nel materiale, e si estendono per diversi millimetri al di sotto della superficie colpita dal fascio elettronico [32].

I difetti reticolari introdotti determinano la formazione di tre *deep levels* nell'energy gap del Silicio, denominati A_1 , A_2 e A_3 . I *deep levels* che si formano in seguito all'irraggiamento sono sempre gli stessi, infatti non dipendono dall'energia del fascio incidente per un ampio *range* di valori, almeno da 0.8 a 12 MeV [33].

Per quanto riguarda la concentrazione delle trappole nei *deep levels* si ha invece una dipendenza dall'energia del fascio incidente, in particolare N_t aumenta con l'energia degli elettroni incidenti.

Il *deep level* A_1 è dovuto alla vacanza di Ossigeno V_O , ed è stato il primo ad essere caratterizzato.

I *deep levels* A_2 e A_3 corrispondono invece a differenti stati di carica della divacanza V_{2^2} : in particolare un *deep level* è associato alla transizione dello stato di carica ($2^- / -$), mentre l'altro è associato alla transizione ($- / 0$) [34].

Un'importante conseguenza del fatto che, essenzialmente, i *deep levels* A_2 e A_3 sono legati allo stesso difetto reticolare è che la loro concentrazione N_t è, almeno in linea di principio, la stessa.

3.1.3 Struttura dei diodi analizzati

Per effettuare le misure descritte nelle prossime pagine, sia la giunzione Schottky Al-GaAs *n-type* sia la giunzione p⁺-n di Si sono state montate su una basetta di Rame (Fig. 3.3).

Nel caso della giunzione Schottky Al-GaAs *n-type* sono stati realizzati:

- un contatto ohmico tra la basetta di Rame e il GaAs sul retro del campione;
- un contatto ohmico tra il *dot* di Alluminio e una placchetta d'Oro posta sulla basetta di Rame, sotto al campione in esame.

Per quanto riguarda invece la giunzione p⁺-n di Si sono stati realizzati:

- un contatto ohmico tra la basetta di Rame e il Si *p⁺-type* sul retro del campione;
- un contatto ohmico tra la regione attiva di Si *n-type* e una placchetta d'Oro posta sulla basetta di Rame, sotto al campione in esame.

Per entrambi i diodi questa configurazione ha permesso di poterli polarizzare senza dovere, di volta in volta, realizzare contatti direttamente sul dispositivo stesso; i contatti tra il campione e il generatore di tensione possono infatti essere realizzati collegando lo strumento alla basetta di Rame e alla placchetta d'Oro.

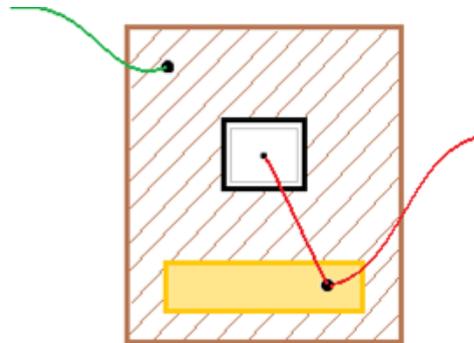


Figura 3.3: Schema della struttura dei campioni analizzati in questo lavoro. Il filo verde è in contatto con il GaAs della giunzione Schottky e con il Si p^+ -type dell'omogiunzione, il filo rosso è invece in contatto con la *dot* di Al della giunzione Schottky e con la regione attiva di Si n -type dell'omogiunzione. Alla luce di ciò è chiaro che per polarizzare inversamente il dispositivo bisogna collegare la tensione negativa al filo verde e la tensione positiva a quello rosso.

3.2 Metodi sperimentali

3.2.1 Interpretazione delle misure di I-V e set-up sperimentale

Misurare la caratteristica I-V del diodo in esame è un importante *step* preliminare alla misura di C-V e di DLTS.

Dal profilo I-V si può leggere il valore della tensione (negativa) di *break down*, e si può quindi capire qual è il limite massimo della polarizzazione inversa che si può applicare alla giunzione durante la misura della caratteristica C-V e della DLTS. Dalla curva I-V si possono inoltre ricavare il valore della resistenza in serie del diodo e del suo fattore di idealità.

Le misure di corrente-tensione sono state fatte usando un elettrometro Keithley 6517A.

Lo strumento, una volta collegato al campione in esame, è controllato in remoto da PC tramite un programma che richiede di impostare i seguenti parametri:

- intervallo delle tensioni applicate [V_{\min} , V_{\max}];
- ampiezza degli *step* di tensione ΔV applicati al campione;
- intervallo temporale Δt che intercorre tra variazioni di tensione consecutive.

Le caratteristiche I-V sono state sempre misurate a temperatura ambiente.

Il tipico *set-up* sperimentale di una misura I-V è illustrato nel diagramma a blocchi della Fig. 3.4.

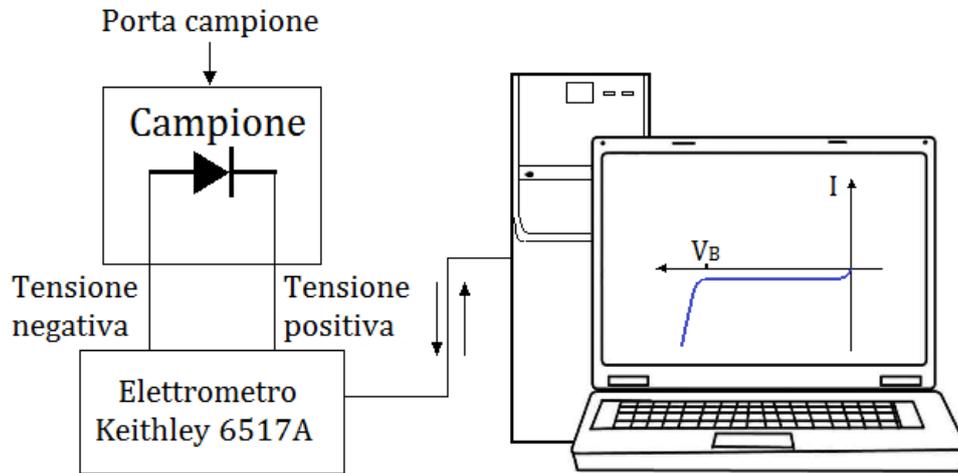


Figura 3.4: schema del *set-up* sperimentale per l'acquisizione della caratteristica I-V.

3.2.2 Interpretazione delle misure di C-V e *set-up* sperimentale

La caratteristica capacità-tensione è ottenuta misurando punto per punto la capacità associata alla zona di svuotamento dei dispositivi esaminati in funzione della polarizzazione inversa applicata, che viene fatta variare lentamente.

La capacità è misurata determinando la componente della corrente di giunzione con uno sfasamento di $\pi/2$ rispetto a un segnale di test AC, sovrapposto al *bias* esterno DC che costituisce la tensione di polarizzazione del dispositivo.

Se il segnale di test ha una frequenza abbastanza alta e un'ampiezza sufficientemente piccola da non indurre una risposta del diodo allora il dispositivo ha il comportamento previsto dal modello dei piccoli segnali. Nel nostro caso questa condizione è soddisfatta, in quanto l'ampiezza del segnale di test del capacitometro usato è dell'ordine del mV, e la frequenza è di 1 MHz.

Per elaborare i dati si è supposto inoltre che valga sempre $V \gg K_B T/e$, cioè è stata sfruttata l'approssimazione della zona di svuotamento esposta nella Sezione 1.4.

Un tipico profilo C-V relativo a un campione con drogaggio uniforme è mostrato in Fig. 3.5.

Il metodo sperimentale è caratterizzato da alcuni limiti, che si possono dividere in tre categorie [6]:

- i. limiti fondamentali inerenti al modello fisico usato;
- ii. limiti dovuti allo strumento;
- iii. limiti dovuti a particolari caratteristiche del diodo in esame (ad esempio legati alla presenza di *deep levels* nella zona di svuotamento, alla corrente di saturazione inversa e alla resistenza in

serie).

È importante considerare questi fattori al fine di interpretare correttamente i profili C-V ottenuti.

i. Limiti inerenti al modello fisico usato

Teoricamente usando l'approssimazione della zona di svuotamento il punto x_d è ben definito, e dunque la precisione con cui lo si determina dipende solo dalla risoluzione dello strumento usato. In realtà abbiamo però visto che la distribuzione della densità di carica fissa positiva al bordo della zona di svuotamento è caratterizzata da un effetto di *screening* (eq. 1.29) per cui questa varia su una lunghezza di $\sim 3L_D$. Questo significa che:

- la risoluzione con cui si determina l'ampiezza della zona di svuotamento ha un limite fisico fondamentale dell'ordine di L_D ;
- la concentrazione apparente di drogaggio N_d ottenuta dal profilo C-V è una sorta di valore mediato sulla distanza $3L_D$.

I due campioni esaminati in questo lavoro hanno un drogaggio spazialmente uniforme, quindi il fatto che N_d sia una media sulla distanza $3L_D$ non produce praticamente nessun effetto sul valore stesso della concentrazione.

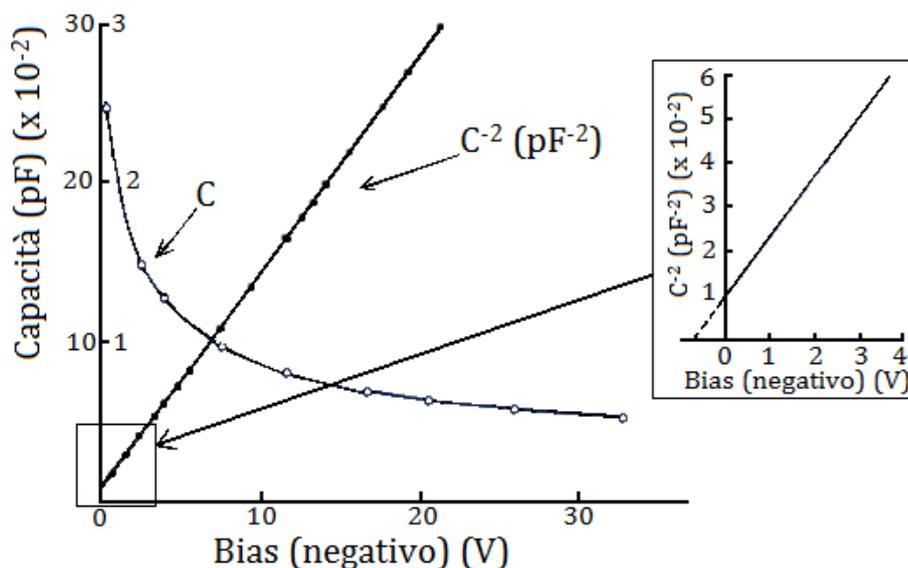


Figura 3.5: Profili C-V e C^{-2} vs. V relativi a una giunzione Schottky realizzata con un semiconduttore di tipo n uniformemente drogato. Si nota che la pendenza del grafico C^{-2} vs. V (proporzionale a N_d^{-1}) è costante, proprio in virtù del drogaggio spazialmente uniforme. Nel riquadro sulla destra si può osservare il dettaglio del profilo C^{-2} vs. V quando il *bias* applicato è piccolo: dall'intercetta con l'asse delle ascisse si può determinare il valore del potenziale di *built-in* ϕ_{bi} . Immagine adattata da [6].

ii. Limiti dovuti al capacimetro usato

Siccome la risoluzione con cui si determina x_d ha un limite fisico fondamentale dell'ordine di L_D è auspicabile che la risoluzione permessa dallo strumento sia maggiore di quella data dal limite di L_D . Sapendo che il valore di N_d è ricavato dalla caratteristica C-V è chiaro che per stimare l'errore da cui è affetta questa quantità è necessario considerare l'accuratezza degli strumenti utilizzati per tracciare la caratteristica.

Si può dimostrare che il contributo principale all'errore su N_d è dato dall'incertezza della misura di capacità, infatti le incertezze sulla tensione applicata e sulla misura dell'area del diodo risultano avere solo un piccolissimo effetto sull'errore di N_d . Sottolineiamo che ciò è vero nonostante l'incertezza sulla misura dell'area attiva sia spesso alta, poiché tipicamente l'interfaccia p-n (o metallo-semiconduttore) del diodo è piccola e non ha una forma molto precisa.

iii. Limiti dovuti al particolare diodo in esame

(a) Presenza di *deep levels*

Se nella zona di svuotamento sono presenti *deep levels*, come avviene per i campioni esaminati in questo lavoro, questi potrebbero avere effetti indesiderati sulla caratteristica C-V.

Si consideri una giunzione (sia essa un contatto Schottky metallo-semiconduttore *n-type* o *p⁺-n*) polarizzata inversamente (Fig. 3.6 (a)): x_0 indica l'estensione della zona di svuotamento e x_2 è il punto in cui $E_T = E_F$. Come già detto nel Capitolo 2, quando la tensione applicata alla giunzione aumenta di ΔV (Fig. 3.6 (b)) la zona di svuotamento aumenta di una quantità Δx_d , assumendo il valore x_d . Come conseguenza di ciò, il punto in cui $E_T = E_F$ si sposta, e viene denotato con x_1 , e la densità di carica spaziale fissa positiva dovuta ai donori ionizzati aumenta di $eN_d\Delta x_d$. Dopo un tempo sufficientemente lungo rispetto al tempo caratteristico di emissione del *deep level* si ha un ulteriore aumento della densità di carica fissa positiva pari a $eN_t\Delta x_1$, dovuto all'emissione di elettroni dal *deep level* in corrispondenza del punto x_1 .

Quando la tensione applicata alla giunzione è nuovamente diminuita si ha un calo dell'ampiezza della zona di svuotamento, di conseguenza il *deep level* cattura elettroni, con un *rate* caratteristico $c_n(x_2)$.

Nei punti in cui si ha $E_T = E_F$ vale anche $e_n = c_n$ (eq. 2.12). Questo significa che la risposta del *deep level* in prossimità del punto di intersezione col livello di Fermi è determinata dal *rate* di emissione e_n . Consideriamo per comodità il punto x_1 , ragionamenti analoghi valgono in prossimità di x_2 .

Sia ω la frequenza del segnale di test: se $e_n < \omega$ il *deep level* non risponde alla sollecitazione del segnale di test, mentre ciò avviene se $e_n > \omega$. In quest'ultimo caso nel punto x_1 si ha una continua oscillazione (pari a $eN_t\Delta x_1$) della densità di carica fissa positiva, che si sovrappone alle variazioni della densità di carica dovute al graduale aumento del *bias* applicato al dispositivo.

Per ottenere un buon profilo C-V è quindi necessario che:

- l'intervallo di tempo tra un livello di tensione applicata e lo *step* successivo sia lungo rispetto a e_n^{-1} , in modo da lasciare al *deep level* il tempo di emettere gli elettroni, così da misurare la reale capacità associata alla zona di svuotamento (cioè quella a regime);
- la frequenza del segnale alternato di test sia alta, in modo che il *deep level* non risponda a questo stimolo, ma solo alla variazione crescente di tensione.

La capacità misurata quando $e_n < \omega$ è detta capacità ad alta frequenza C_H ; quella che si misura nel caso in cui $e_n > \omega$ è chiamata capacità a bassa frequenza C_L . Nel secondo caso si ottengono valori di x_d e N_d che non corrispondono a quelli reali, è quindi molto importante capire in quali limiti si lavora.

In sostanza la presenza di *deep levels* nella regione di svuotamento comporta avere una capacità dipendente dalla frequenza a cui si misura, che può diminuire da C_L a C_H man mano che la frequenza aumenta.

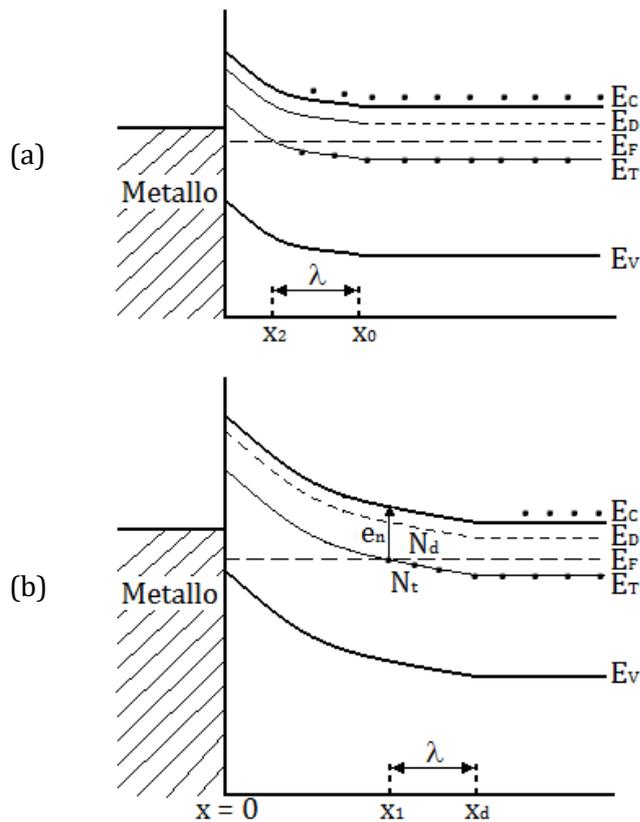


Figura 3.6: Diagrammi della struttura a bande di una giunzione Schottky costruita con un metallo e un semiconduttore *n-type*. Nel semiconduttore è presente un *deep level* con energia E_T e con una densità N_t di stati elettronici. (a) Alla giunzione è applicata una debole polarizzazione inversa; (b) il *bias* esterno negativo è aumentato. Immagine adattata da [6].

(b) Altre caratteristiche elettriche

Il primo limite che bisogna considerare è quello relativo all'ampiezza massima raggiungibile per la zona di svuotamento: essa è determinata dalla tensione di *break down*, ovvero la tensione oltre la quale si ha un forte passaggio di corrente nel diodo anche se è polarizzato inversamente.

Bisogna poi considerare che nella trattazione svolta finora si è assunto che il diodo abbia un comportamento ideale:

- il dispositivo si comporta come un condensatore semplice, la cui capacità è solo quella associata alla zona di svuotamento;
- le variazioni del *bias* applicato si localizzano interamente ai bordi della zona di svuotamento.

Ovviamente il diodo è però un dispositivo reale, dunque è necessario valutare attentamente l'influenza delle deviazioni dall'idealità sui risultati ottenuti.

In particolare il diodo ha una corrente di saturazione inversa non nulla, una resistenza in serie non necessariamente piccola, non è detto che le variazioni della tensione esterna si traducano interamente in variazioni di tensione agli estremi della zona di svuotamento.

In Fig. 3.7 è rappresentato il circuito equivalente di un diodo reale: R_I è la resistenza associata alla corrente di saturazione inversa, R_S è la resistenza in serie del diodo, C è la capacità della zona di svuotamento. La capacità C_m misurata sfruttando un segnale di test di frequenza ω è legata alla capacità reale della giunzione C dalla formula [35]:

$$C_m = \frac{C}{1 + \omega^2 R_S^2 C^2} \quad (3.1)$$

se $R_S = 0$ la capacità misurata C_m coincide con quella effettiva, anche in presenza di una corrente di saturazione inversa non trascurabile. Se invece (come accade nella realtà) $R_S \neq 0$ si ha $C_m < C$ e inoltre C_m risulta essere inversamente proporzionale alla frequenza ω del segnale di test.

Nel caso reale quindi, per ottenere una caratteristica C-V attendibile, è necessario che $R_S \ll R_I$ e che $R_S \ll (\omega C)^{-1}$. La prima condizione è solitamente soddisfatta in ogni dispositivo con buone proprietà di funzionamento; la seconda condizione può invece essere più problematica da soddisfare, specialmente per dispositivi molto drogati, in cui la C è grande. In quest'ultimo caso in linea di principio si potrebbe diminuire l'area della giunzione al fine di diminuirne la capacità, tuttavia in questo modo aumenterebbe anche l'errore associato alla capacità misurata, perché essa risulterebbe affetta da effetti di bordo localizzati ai confini della zona di svuotamento.

I due diodi analizzati per questo lavoro hanno una capacità dell'ordine del pF = 10^{-12} F; la frequenza del segnale di test è di 1 MHz e quindi $\omega = 2\pi \cdot 10^6$ s⁻¹; per cui $(\omega C)^{-1} \sim 10^6$. Questo significa che i profili C-V sono attendibili se $R_S \ll 10^6$ Ω . Il valore di R_S può essere stimato dalla pendenza della caratteristica I-V nel tratto lineare che si ottiene applicando al diodo una forte tensione positiva.

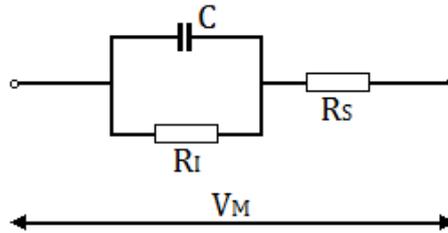


Figura 3.7: circuito equivalente di un diodo reale. C indica la capacità associata alla zona di svuotamento, R_I è la resistenza associata alla corrente di saturazione inversa, R_S è la resistenza in serie del diodo, V_M indica la tensione applicata. Si noti che nel caso reale il *bias* esterno risulta essere applicato a tutto il circuito equivalente, e non solo ai capi del condensatore che rappresenta la capacità della giunzione.

Nell'assumere che il diodo in esame si comporti come un dispositivo ideale si suppone anche che il potenziale di *built-in* ϕ_{bi} sia indipendente dal *bias* esterno applicato.

Nel caso di una giunzione Schottky reale non è detto che ciò sia vero, e questo è dovuto al fatto che all'interfaccia tra metallo e semiconduttore è solitamente presente uno strato di ossido spesso qualche decina di Å, che si forma sulla superficie del semiconduttore quando essa è esposta all'atmosfera (cioè prima di formare il contatto Schottky).

Quando al dispositivo si applica una tensione negativa V_R , ai capi dello strato di ossido si ha una caduta di potenziale V_I : questo significa che il potenziale ai capi della zona di svuotamento non ha lo stesso valore di quello applicato. Inoltre variando il *bias* esterno varia anche V_I , quindi la relazione tra la tensione applicata e quella ai capi della zona di svuotamento non è lineare. Tutto ciò ha l'effetto di rendere il potenziale di *built-in* ϕ_{bi} dipendente dal bias applicato, secondo la relazione:

$$\phi_{bi} = \phi_{bi0} + V_F \frac{\Delta\phi_{bi}}{\Delta V_F} \quad (3.2)$$

dove ϕ_{bi0} è il potenziale di *built-in* quando la tensione esterna è nulla e V_F è la tensione positiva applicata dall'esterno.

Un ulteriore effetto della presenza dello strato di ossido è quello di creare uno strato di carica localizzato all'interfaccia nel lato del semiconduttore. Questo accumulo di carica è costituito da elettroni che, a partire dal metallo, giungono nel semiconduttore attraversando lo strato di ossido per effetto tunnel. Gli elettroni accumulati all'interfaccia possono rispondere o meno allo stimolo del segnale di test usato per fare le misure di C-V, e in entrambi i casi contribuiscono alla variazione della capacità del diodo in funzione della tensione applicata.

Per i motivi sopra esposti appare chiaro che, al fine di interpretare correttamente i profili C-V ottenuti, è utile quantificare lo spessore e gli effetti dello strato di ossido presente nella giunzione Schottky.

Un modo per fare ciò è sfruttare il profilo I-V del dispositivo. La densità di corrente che fluisce in polarizzazione diretta è:

$$J = J_s \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{eV_F}{K_B T}\right) \right\} \exp\left(\frac{eV_F}{nK_B T}\right) \quad (3.3)$$

dove n indica il fattore di idealità ed è dato da:

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{\Delta\phi_{bi}}{e\Delta V_F} \quad (3.4)$$

e J_s è la densità di corrente di saturazione inversa [16]:

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{bi0}}{K_B T}\right) \quad (3.5)$$

con A^* che indica la costante di Richardson.

Per una giunzione Schottky ideale $n = 1$, poiché in questo caso si vede dalla (3.4) che il valore di ϕ_{bi} è indipendente dal *bias* applicato.

Per $V_F \gg K_B T/e$ (~ 25 mV a temperatura ambiente) il termine dominante nella (3.3) è il secondo esponenziale, dunque da una rappresentazione di $\ln(J)$ vs. V_F si ottiene una retta la cui pendenza è proporzionale a $1/n$, che può così essere stimato.

Per giunzioni Schottky costruite utilizzando semiconduttori con un drogaggio $N_d < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ si ottiene di solito un fattore di idealità $n \sim 1.02$. Un valore di $n \geq 1.20$ indica una non trascurabile deviazione dall'idealità del comportamento del diodo, che nella maggior parte dei casi è dovuta alla presenza di uno strato di ossido all'interfaccia metallo-semiconduttore, il cui spessore è tale da renderne rilevanti gli effetti sulla caratteristica C-V.

Fortunatamente si può dimostrare che se lo strato di ossido è sottile (cioè $n < 1.20$, come avviene nella maggior parte dei casi) esso influenza poco le misure di capacità e concentrazione del drogante [6].

Le misure delle caratteristiche capacità-tensione sono state fatte sempre a temperatura ambiente, utilizzando un capacimetro SULA, descritto in dettaglio nella Sezione 3.2.3.

Il SULA è progettato per ottenere misure di DLTS, per le quali è necessario solo poter impostare all'inizio i due livelli di tensione V_r e V_p da applicare al campione; una volta decisi, essi non devono più essere variati nel corso della misura. Questo significa che per acquisire una caratteristica C-V è necessario:

- impostare il valore di $V_p = 0$ V;
- variare manualmente la tensione V_r per ottenere ciascun punto della curva, il che rende inevitabilmente lento il processo di acquisizione della caratteristica.

Per risolvere questo inconveniente si è deciso di usare il capacimetro SULA pilotandolo in tensione con un altro strumento, il Boonton 7200. Fondamentalmente il Boonton 7200 fornisce al SULA, tramite il canale dedicato al *bias* esterno, le varie tensioni da applicare al diodo in esame.

Il Boonton 7200 è controllato in remoto da PC tramite un programma che richiede di impostare i seguenti parametri:

- intervallo delle tensioni applicate [V_{\min} , V_{\max}];
- ampiezza degli *step* di tensione ΔV applicati al campione;
- intervallo temporale Δt che intercorre tra variazioni di tensione consecutive;
- numero n dei valori di capacità da acquisire per ogni tensione applicata. La capacità associata a ciascun valore di tensione è costituita dalla media delle n misure acquisite, in modo da migliorare il rapporto segnale/rumore della misura.

Il tipico *set-up* sperimentale di una misura C-V è illustrato schematicamente in Fig. 3.8.

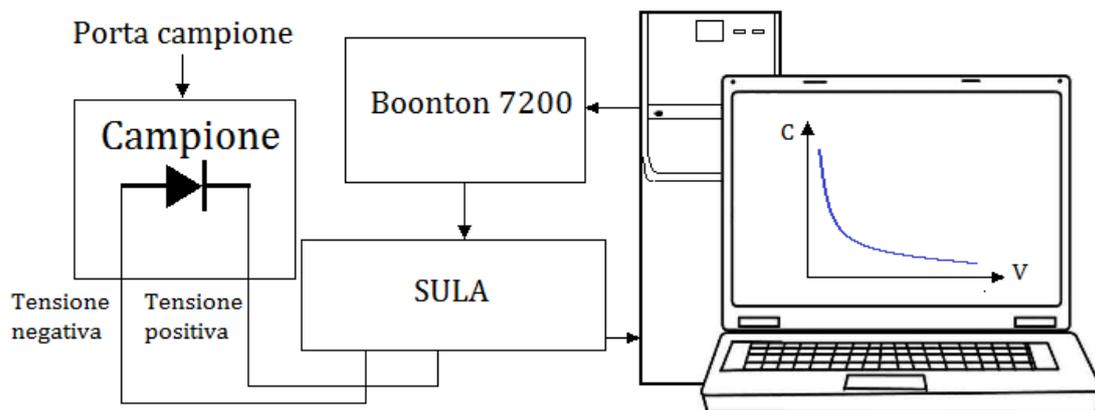


Figura 3.8: Schema a blocchi del *set-up* sperimentale per l'acquisizione della caratteristica C-V.

3.2.3 Set-up sperimentale per le misure di DLTS

Da quanto detto finora è quindi chiaro che per acquisire uno spettro di DLTS è necessario che il diodo in esame sia sottoposto a un riscaldamento controllato e contemporaneamente a una variazione periodica della tensione applicata, che oscilla tra i valori V_r e V_p . Solitamente lo stesso strumento che fornisce al campione i livelli di tensione permette anche di misurarne la capacità: ciò avviene anche nel nostro caso, poiché il capacimetro SULA è in grado di svolgere entrambe le funzioni.

Al fine di estendere il *range* di variazione della temperatura del diodo, esso viene inizialmente raffreddato tramite Azoto liquido, dopodiché la sua temperatura viene regolarmente incrementata

utilizzando il controllore di temperatura LakeShore 332.

Il campione è alloggiato in un criostato Janis ST-100, che ha principalmente due funzioni:

- minimizzare gli scambi termici con l'ambiente circostante, al fine di garantire che la variazione di temperatura del diodo sia dovuta solo all'azione del riscaldatore, controllato da chi effettua la misura;
- fungere da piccola camera da vuoto, quando è collegato a una pompa da vuoto.

Il diagramma a blocchi del *set-up* sperimentale è rappresentato in Fig. 3.9 (a), mentre in Fig. 3.9 (b) è riportata una fotografia dell'apparato.

Tutto il sistema è controllato e coordinato da un *software*, descritto nell'Appendice A, che permette di impostare la *rate* di riscaldamento, acquisire il segnale di capacità misurato dal SULA ed elaborarlo per ottenere lo spettro di DLTS.

Di seguito sono presentati, più in dettaglio, gli strumenti e dispositivi necessari alla misura di DLTS.

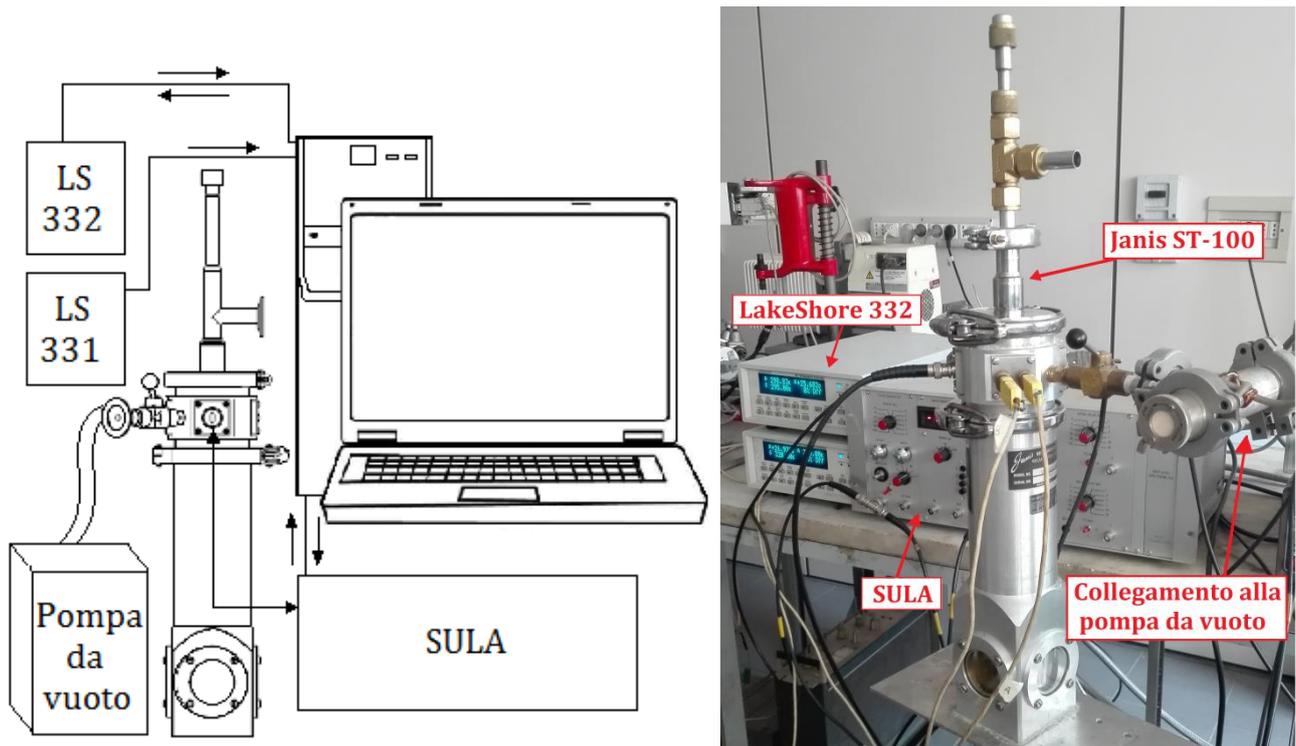


Figura 3.9: (a) Diagramma a blocchi del *set-up* sperimentale per le misure di DLTS; (b) fotografia dell'apparato sperimentale.

Controllori di temperatura LakeShore 331 e 332

Per le misure di DLTS presentate in questo lavoro sono stati utilizzati due dispositivi LakeShore, un modello 331 e un modello 332 (Fig. 3.10) [36, 37]. Il funzionamento per entrambi gli strumenti è praticamente lo stesso; la loro differenza, nell'apparato sperimentale qui descritto, risiede nell'utilizzo:

- il LakeShore 332 è pilotato in remoto da PC, ed è utilizzato per controllare la rampa di temperatura a cui è sottoposto il campione. Esso è collegato a una termocoppia denominata A, che è collocata vicino all'elemento riscaldante, cioè all'estremità del porta campione opposta rispetto a dove è alloggiato il diodo;
- il LakeShore 331 è invece collegato a una termocoppia denominata B, sita in prossimità dell'alloggiamento del diodo. Data la vicinanza tra il dispositivo da caratterizzare e la termocoppia B, il LakeShore 331 è utilizzato principalmente come termometro, e tramite il *software* sono acquisite le sue misure per conoscere la temperatura a cui si trova il campione.

Il LakeShore 332 permette di realizzare il controllo della rampa di temperatura in due modi, ci si può infatti avvalere del *Control Loop 1* o *2*.

Per effettuare le misure riportate in questo lavoro è stato sfruttato il *Control Loop 1*: in questa modalità il controllo della temperatura si basa sul segnale fornito in *output* dall'elemento riscaldatore. Il livello di tale segnale può essere impostato su tre diversi *range* di potenza: basso, medio e alto; la resistenza dell'elemento riscaldante ha, nel nostro caso, un valore di 10 Ω , pertanto ai tre *range* corrispondono rispettivamente le potenze di 100 mW, 1 W e 10 W.

Sfruttare direttamente il segnale di *output* dell'elemento riscaldatore costituisce un metodo di controllo della temperatura diretto e affidabile su un ampio *range*.

Sia il *Control Loop 1* che il *2* possono essere usati in due modalità: *Loop* aperto o *Loop* chiuso. Nel nostro caso la scelta è ricaduta sulla modalità a *Loop* chiuso, perché questa risulta essere quella che permette di controllare l'incremento di temperatura nel modo più preciso. Fondamentalmente la modalità di controllo a *Loop* chiuso è basata su un sistema a *feedback*: l'utente definisce il *setpoint*, ovvero il valore di temperatura finale a cui deve arrivare il campione, l'elemento riscaldatore viene attivato e di conseguenza la temperatura del diodo aumenta. Lo strumento lavora in modo da mantenere il più possibile costante la potenza dissipata sulla resistenza di carico del circuito elettrico in cui è inserito il campione, e per garantire ciò viene variata la potenza dell'elemento riscaldatore. Tale variazione, come già detto, è calcolata sulla base dell'*output* del riscaldatore stesso.

Questa modalità di controllo risulta essere particolarmente adatta nel caso in cui il campione non debba semplicemente raggiungere una certa temperatura, ma debba essere sottoposto a un riscaldamento con un *rate* il più possibile costante: il sistema di *feedback* permette, per l'appunto, di variare opportunamente la potenza dell'elemento riscaldatore al fine di realizzare un incremento di temperatura uniforme nel tempo.

Capacimetro SULA

Il capacimetro SULA è mostrato in Fig. 3.11: come si può osservare lo strumento è composto da vari moduli, ognuno con una diversa funzione; da sinistra a destra si possono distinguere il generatore dei livelli di tensioni V_r e V_p , il capacimetro, e tre correlatori [38]. Di seguito sono descritti solo i primi due moduli, in quanto per le misure di DLTS presentate in questo lavoro di tesi la correlazione è stata implementata via *software*.

Il generatore dei livelli V_r e V_p ha lo scopo principale di fornire al campione gli impulsi di tensione necessari alla misura di DLTS.

Come spiegato nella Sezione 3.2.2, per effettuare misure di capacità si sfrutta un segnale alternato ad alta frequenza: nel caso del SULA tale segnale è fornito proprio dal generatore, che lo sovrappone automaticamente ai livelli di tensione generati. Il segnale di test ha una frequenza pari a 1 MHz e un'ampiezza dell'ordine del mV.

Dal modulo del generatore è possibile impostare:

- il periodo t_r di ripetizione degli impulsi;
- il livello di tensione V_r , agendo sulla manopola dell'*offset* (V_r può assumere valori compresi tra 0 e -13 V);
- il livello di tensione V_p , agendo sulla manopola denominata *amplitude*, che ha l'effetto di regolare l'ampiezza $V_p - V_r$ dell'impulso (che può variare tra 0 e 13 V);
- l'intervallo di tempo t_f (che definisce la larghezza dell'impulso), variando la manopola della *width*.

La larghezza dell'impulso t_f assume il valore:

$$t_f = \frac{(\text{valore impostato})}{10} \cdot (\text{fondo scala}) \quad (3.7)$$

dove il fondo scala può essere impostato agendo sulla manopola sottostante a quella dedicata alla *width*. Il fondo scala può assumere i valori: 1, 10, 100 μs , oppure 1, 10, 100 ms.

In questo modulo sono inoltre presenti:

- un interruttore che permette di annullare l'applicazione periodica del livello V_p ;
- un connettore BNC denominato *ext bias*, tramite il quale si può collegare il SULA a un altro strumento che lo piloti in tensione;
- un connettore BNC (indicato col simbolo di un'onda quadra) il cui *output* è costituito dalla sovrapposizione del segnale di test e del segnale impulsato di tensione. Siccome per effettuare misure di DLTS su un diodo questo deve essere polarizzato inversamente, si deduce che l'*output* di questo connettore debba essere collegato all'anodo del dispositivo in esame.

Il secondo modulo è quello del capacimetro, in cui si trovano:

- i bottoni tramite i quali selezionare la quantità di cui si vuol leggere il valore sul display (capacità del dispositivo, corrente di saturazione inversa, livello V_r o livello V_p). È opportuno evitare di passare da una lettura all'altra durante la misura dei transienti di capacità del diodo, poiché ciò potrebbe introdurre picchi spuri nel segnale di capacità su cui si basa la DLTS;
- la manopola attraverso la quale si può regolare il fondo scala della misura, che può essere impostato a 10, 30, 100, 300 e 1000 pF. Il fondo scala deve essere tale da leggere sul *display* una misura il più vicina possibile all'unità, ma minore di 1.2. Il valore della capacità del campione è data dalla relazione:

$$C \text{ (pF)} = (\text{DPM}) \cdot (\text{fondo scala}) \quad (3.8)$$

dove DPM (*Digital Panel Meter*) indica il valore letto sul display;

- un connettore BNC denominato *in*, al quale si deve collegare il catodo del diodo;
- un connettore BNC denominato *out*, l'output del quale costituisce la misura di capacità del diodo. La relazione tra la tensione V_{out} che si ha effettivamente come *output* di questo connettore e la reale misura di capacità è:

$$C(\text{pF}) = 0.2 \cdot (\text{fondo scala}) \cdot V_{out} \quad (3.9)$$

Del modulo relativo al primo correlatore si utilizzano solamente:

- la manopola per regolare l'amplificazione del segnale relativo al transiente di capacità. Tale manopola è denominata *pre-amp gain* e può essere impostata sui valori: 1, 3, 10, 30, 100, 1000;
- il connettore BNC denominato *pre-amp*. L'*output* di questo connettore è costituito dalla capacità del diodo, amplificata e auto compensata (ciò significa che ai valori di ogni transiente di capacità è sottratto il valore di capacità $C(\infty)$ precedente all'applicazione di V_p). La relazione tra la tensione V_{out} che si ha effettivamente come *output* di questo connettore e la reale misura di capacità è:

$$C(\text{pF}) = \frac{0.2 \cdot V_{out} \cdot (\text{fondo scala})}{(\text{pre-amp gain})} \quad (3.10)$$

dove il fondo scala risulta essere quello impostato nel modulo del capacimetro.



Figura 3.11: Capacimetro SULA.

Criostato Janis ST-100

Il criostato utilizzato per ottenere le misure presentate in questo lavoro è mostrato in Fig. 3.12 (a).

Il criostato può essere collegato a una pompa da vuoto tramite la valvola di evacuazione. Come già detto, in questo esperimento il campione viene raffreddato utilizzando Azoto liquido, questo significa che il range di temperatura che viene scansionato può partire teoricamente da 77 K (solitamente si indaga il range 80 – 350 K). Raggiungere un livello di vuoto di almeno 1 Pa (10^{-5} bar) all'interno del criostato è un'operazione necessaria, poiché quando il campione è a basse temperature la condizione di vuoto permette di evitare che si formi condensa sul diodo (che andrebbe ovviamente a compromettere i risultati ottenuti).

L'apparato è composto da un *dewar* in cui viene inserito il supporto porta campione, costituito da un cilindro cavo alla cui estremità inferiore si trova una placchetta metallica sulla quale viene alloggiato il diodo (Fig. 3.12 (b)), mentre in corrispondenza dell'estremità superiore si trovano tutti i connettori per collegare il dispositivo agli strumenti precedentemente esposti [39].

Una volta assemblato il sistema e azionata la pompa da vuoto, all'interno della cavità del porta campione viene inserito l'Azoto liquido, che ha l'effetto di raffreddare la giunzione in esame. All'interno del cilindro porta campione può essere anche inserita un'asta metallica chiamata massa termica: essa ha lo scopo di rallentare i processi di scambio termico che intercorrono tra il campione e l'Azoto liquido, in questo modo sia il raffreddamento che il riscaldamento del diodo risultano essere più lenti e controllabili.

È importantissimo assicurarsi che il campione (Fig. 3.12 (c)) sia:

- in ottimo contatto termico con la placchetta metallica che lo sostiene, in modo da garantire un

buon controllo della sua temperatura da parte dell'elemento riscaldatore. Per assicurarsi che ciò avvenga, il retro del dispositivo viene solitamente coperto da uno strato di pasta termoconduttiva;

- isolato elettricamente sia dal supporto metallico sia dal *dewar*: questo significa che il diodo non deve toccare le pareti metalliche del criostato né deve toccare direttamente il supporto metallico su cui è alloggiato, per questo motivo tra il supporto e il campione è presente una tessera di materiale isolante.

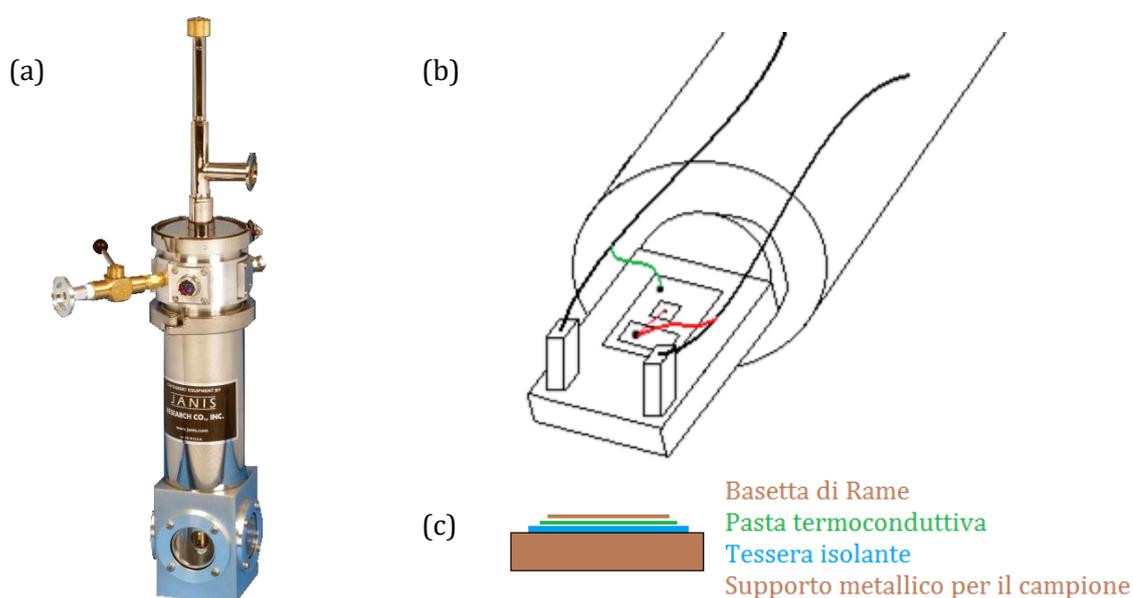


Figura 3.12: (a) Criostato Janis ST-100 [39]. (b) Rappresentazione schematica del campione montato sul suo supporto da inserire nel criostato. I fili neri a cui è collegato il campione sono a loro volta collegati ai connettori BNC che si trovano nella parte superiore del porta campione. (c) Rappresentazione schematica della sezione del campione montato sul suo supporto: come già detto, tra il dispositivo e il porta campione metallico sono presenti una tessera isolante (per garantire l'isolamento elettrico del diodo) e uno strato di pasta termoconduttiva (per garantire il contatto termico tra diodo e riscaldatore).

Come già accennato, all'interno di questo progetto di tesi è stato anche sviluppato il *software* tramite il quale si controllano gli strumenti necessari per effettuare la DLTS e se ne acquisiscono le misure, che vengono poi elaborate al fine di restituire gli spettri di DLTS descritti nella Sezione 2.2.2.

Il nome del programma sviluppato è "DLTS Acquisition Program.vi", le sue principali caratteristiche sono illustrate in Appendice A.

Capitolo 4

Risultati

In questo capitolo sono presentati i risultati relativi allo studio dei due campioni descritti nella Sezione 3.1, vale a dire la giunzione Schottky Al-GaAs *n-type* e l'omogiunzione di Si p⁺-n.

Per entrambi i diodi è stata prima di tutto effettuata la caratterizzazione elettrica, che come già spiegato nel Capitolo 3 è necessaria per effettuare misure DLTS, in quanto:

- le caratteristiche I-V permettono di valutare l'efficienza rettificante del diodo, la deviazione dall'idealità della sua risposta elettrica e il limite massimo di polarizzazione inversa alla quale il dispositivo può essere sottoposto durante la misura DLTS senza che vada in *break down*;
- dalle caratteristiche C-V si può calcolare la concentrazione del drogante attivo N_d .

Successivamente i diodi sono stati caratterizzati tramite la DLTS, il che ha permesso di ricavare informazioni qualitative e quantitative sui *deep levels* presenti rispettivamente nel GaAs *n-type* e nel Si *n-type*.

4.1 Giunzione Schottky Al-GaAs n-type

La presente sezione contiene sia i risultati relativi alle misure di DLTS effettuate sulla giunzione Schottky Al-GaAs *n-type*, sia risultati più strettamente attinenti alla fase di test del capacimetro SULA (il dispositivo in esame è stato infatti sfruttato per testare l'affidabilità dello strumento).

Inoltre, come si esporrà di seguito, il diodo ha anche permesso di valutare i limiti entro i quali il modello esposto in questo lavoro può essere applicato.

4.1.1 Caratteristica I-V

La caratteristica I-V della giunzione Schottky è mostrata in Fig. 4.1.

Tale curva soddisfa i requisiti esposti nella Sezione 1.3.2, ha cioè l'andamento caratteristico di un

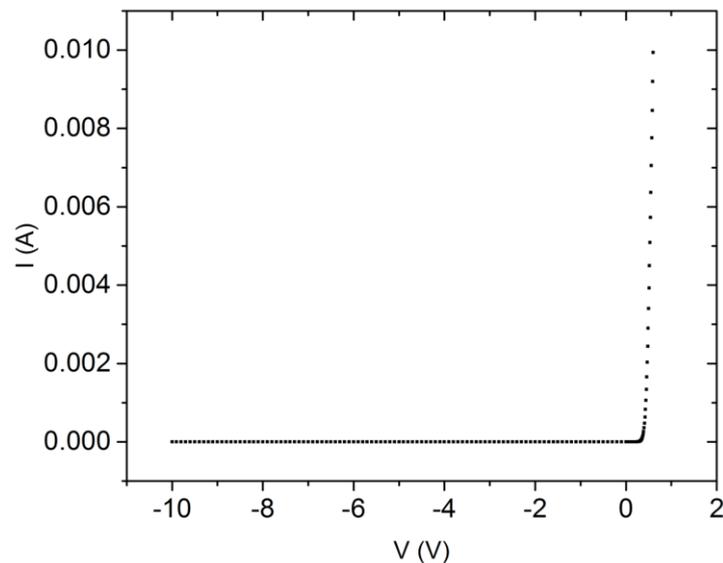


Figura 4.1: Caratteristica I-V della giunzione Schottky Al-GaAs *n-type*.

dispositivo rettificante: la corrente di saturazione inversa (cioè quella che fluisce attraverso il diodo quando esso è polarizzato inversamente) è molto più bassa rispetto a quella che fluisce nel dispositivo polarizzato direttamente, ovvero sottoposto a una tensione maggiore di quella di soglia V_s (la tensione positiva oltre la quale si ha passaggio di corrente nel diodo).

Una valutazione quantitativa delle proprietà rettificanti di una giunzione può essere fatta considerando, per una certa tensione di test V_t , il rapporto η_R tra la corrente che fluisce quando V_t polarizza inversamente il dispositivo e quella che fluisce quando V_t lo polarizza direttamente:

$$\eta_R = \frac{I(-V_t)}{I(V_t)} \quad (4.1)$$

se tale rapporto tende a zero significa che il diodo ha buone proprietà rettificanti.

Nel caso in esame, se si considera $V_t = 0.6 \text{ V}$ si ottiene un valore di $\eta_R = -3.9 \cdot 10^{-7}$, che conferma le buone proprietà rettificanti del dispositivo.

Valutiamo ora separatamente, e più in dettaglio, le parti della caratteristica I-V relative a tensioni negative e positive:

- i. Diodo polarizzato inversamente
 - la corrente di saturazione inversa è dell'ordine di $\sim 10^{-7} \text{ A}$;
 - si può notare che la tensione di *break down* del diodo (che ricordiamo essere la tensione oltre la quale si ha un effetto di conduzione a valanga anche se il diodo è polarizzato inversamente)

ha un valore superiore a -10 V. Come già detto, questo significa quindi che durante le misure di C-V e di DLTS il dispositivo può essere sottoposto a tensioni negative fino a -10 V.

ii. Diodo polarizzato direttamente

- la tensione di soglia ha un valore $V_s \sim 0.35$ V;
- dalla pendenza del tratto lineare (Fig. 4.2) è stato ricavato il valore della resistenza in serie, che risulta essere: $R_s = (6.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \Omega$. Riferendosi a quanto detto nella Sezione 3.2.2 questo valore è sufficientemente piccolo da non interferire con le misure di C-V;
- come già esposto nella Sezione 3.2.2, la pendenza della curva che si ottiene rappresentando $\ln(J)$ in funzione di V (Fig. 4.3) fornisce il valore del fattore di idealità del diodo.

La densità di corrente J è stata ottenuta dividendo i valori di corrente per l'area della regione attiva del dispositivo in esame, misurata con un microscopio ottico: $A = (0.0177 \pm 0.0005) \text{ cm}^2$. Il fattore di idealità risulta essere: $n = (4.20 \pm 0.13)$: questo valore è maggiore di quello indicato come riferimento massimo ($n \sim 1.20$) [6], e ciò potrebbe essere dovuto alla presenza di un importante strato di ossido all'interfaccia tra metallo e semiconduttore. In conseguenza di ciò non è più completamente valida l'approssimazione per cui tutta la tensione applicata cade ai capi della zona di svuotamento, e questo ha ricadute sulle misure di C-V e di DLTS, che risultano essere meno affidabili.

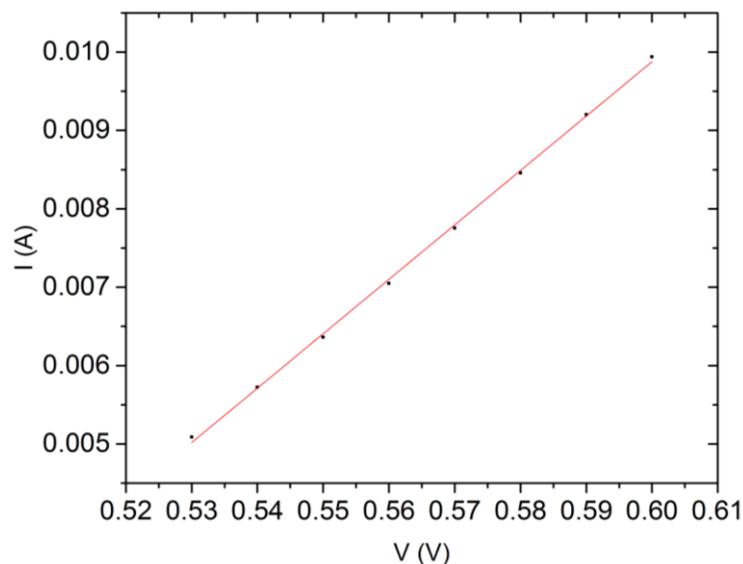


Figura 4.2: Tratto lineare della caratteristica I-V della giunzione Schottky Al-GaAs *n-type*. Dalla pendenza di questa curva si ricava il valore della resistenza in serie al diodo R_s .

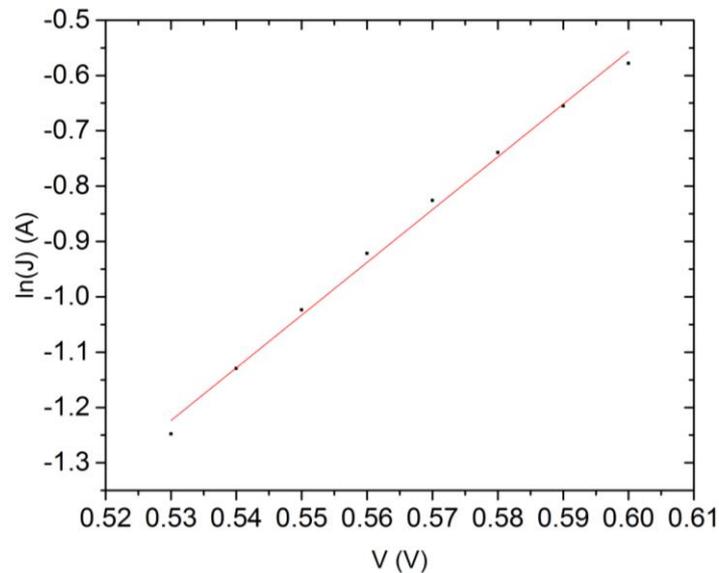


Figura 4.3: Andamento di $\ln(J)$ in funzione di V . Dalla pendenza di questa curva si ricava il valore n del fattore di idealità del diodo.

4.1.2 Prima fase di test del SULA e caratteristica C-V

Per verificare il corretto funzionamento del SULA in una prima fase di test sono state messe a confronto la caratteristica C-V ottenuta con questo strumento e quella ottenuta utilizzando il capacimetro Boonton 7200. Entrambi gli strumenti hanno un segnale di test caratterizzato da una frequenza $f = 1$ MHz, che come visto nella Sezione 3.2.2 è sufficientemente elevata da garantire che i *deep levels* presenti nel materiale non rispondano a questo stimolo, ma solo a quello fornito dalle variazioni della tensione applicata.

Come si può notare dal grafico in Fig. 4.4, le misure fatte coi due strumenti non coincidono: in particolare le misure del Boonton 7200 presentano un *offset* negativo di circa 30 pF rispetto a quelle del SULA.

Per capire quale strumento funzionasse correttamente è quindi stato fatto un ulteriore confronto, utilizzando come capacimetro anche un LCZ Meter. Il segnale di test di quest'ultimo strumento ha però una frequenza $f = 100$ kHz, tale da non permettere di escludere a priori che, a temperatura ambiente, i *deep levels* ne siano sollecitati. Per limitare questo rischio le misure di confronto tra i tre strumenti sono quindi state fatte a 250 K, sfruttando il fatto che man mano che la temperatura si abbassa i processi dinamici dei *deep levels* risultano avere un *rate* caratteristico più basso (eq. 2.16).

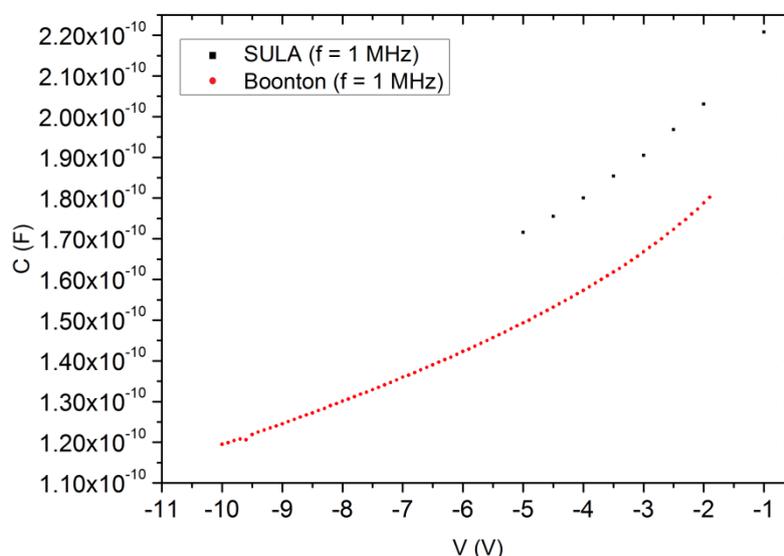


Figura 4.4: Misure di caratteristiche C-V effettuate con SULA (in nero) e Boonton 7200 (in rosso).

Le misure effettuate con SULA, Boonton 7200 e LCZ Meter sono riportate in Tab. 4.1.

LCZ Meter permette di fornire al campione solo tre livelli di tensione, pari a -1, 0 e 1 V; per questo motivo il confronto fra i tre strumenti è stato effettuato relativamente alle tensioni di 0 e -1 V, quelle più simili ai livelli di potenziale applicati al dispositivo durante le successive misure di DLTS.

Come si nota dai valori riportati in tabella lo strumento più attendibile risulta essere il SULA, in quanto i valori misurati tramite esso sono i più simili a quelli misurati con LCZ Meter.

T = 250 K	0 V	-1 V
SULA (f = 1 MHz)	C = 193 pF	C = 152 pF
LCZ Meter (f = 100 kHz)	C = 200 pF	C = 147 pF
Boonton 7200 (f = 1MHz)	C = 158 pF	C = 129 pF

Tabella 4.1: Confronto tra i valori di capacità misurati a 0 e -1 V con SULA, LCZ Meter e Boonton 7200 alla temperatura di 250 K.

Sfruttando quindi come capacimetro il SULA, pilotato in tensione tramite il Boonton 7200, è stata ottenuta la caratteristica C-V relativa al diodo in esame. È bene tenere a mente che, in ogni caso, le misure di C-V relative a questo campione non sono del tutto attendibili a causa dell'alto valore del fattore di idealità del diodo (riportato nella Sezione precedente), forse dovuto alla presenza di un importante strato di ossido alla giunzione.

Come illustrato nella Sezione 3.2.2, il programma che permette di controllare in remoto il Boonton

7200 (e di conseguenza i valori di tensione applicati al campione) richiede di impostare all'inizio della misura sia l'intervallo di tempo Δt che intercorre tra variazioni consecutive di tensione sia il numero n di valori di capacità da acquisire per ogni tensione applicata. Al fine di ottimizzare l'acquisizione della caratteristica C-V sono quindi state effettuate alcune misure preliminari di test, atte a definire i valori ottimali dei parametri Δt e n .

In Fig. 4.5 sono riportate cinque curve C-V, ciascuna relativa a un diverso intervallo Δt . Le misure sono state fatte a temperatura ambiente, e in ogni caso rappresentato la capacità associata a una determinata tensione è costituita dalla media su 50 valori acquisiti. Si può facilmente notare che se le variazioni di tensione sono troppo ravvicinate nel tempo la caratteristica C-V ottenuta non è attendibile, in quanto il dispositivo in esame non riesce a raggiungere lo stato di equilibrio relativo a un determinato livello di potenziale prima che questo sia nuovamente variato. Per questo motivo è necessario che il parametro Δt sia sufficientemente grande da permettere al campione di raggiungere lo stato stazionario per ogni valore di tensione applicata: osservando i grafici riportati si può notare che questa condizione è soddisfatta per valori di Δt maggiori o uguali a 5 s.

In un secondo momento sono state acquisite tre caratteristiche C-V a temperatura ambiente, tutte con valore del parametro Δt pari a 5 s, ma con diversi valori del parametro n (Fig. 4.6). Dall'osservazione dei grafici si nota che una media su dieci valori di capacità è già sufficiente per ottenere un ottimo rapporto segnale/rumore.

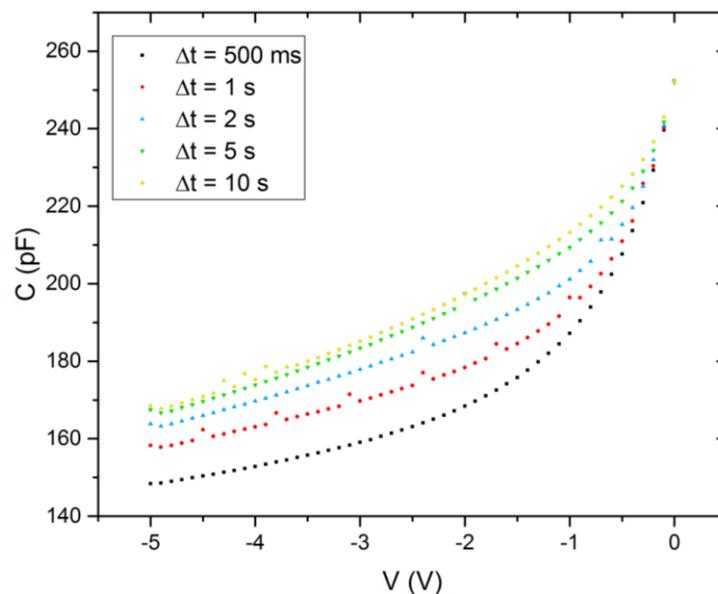


Figura 4.5: Caratteristiche C-V ottenute a temperatura ambiente e con valore del parametro n pari a 50. Ciascuna curva è relativa a un diverso valore del parametro Δt .

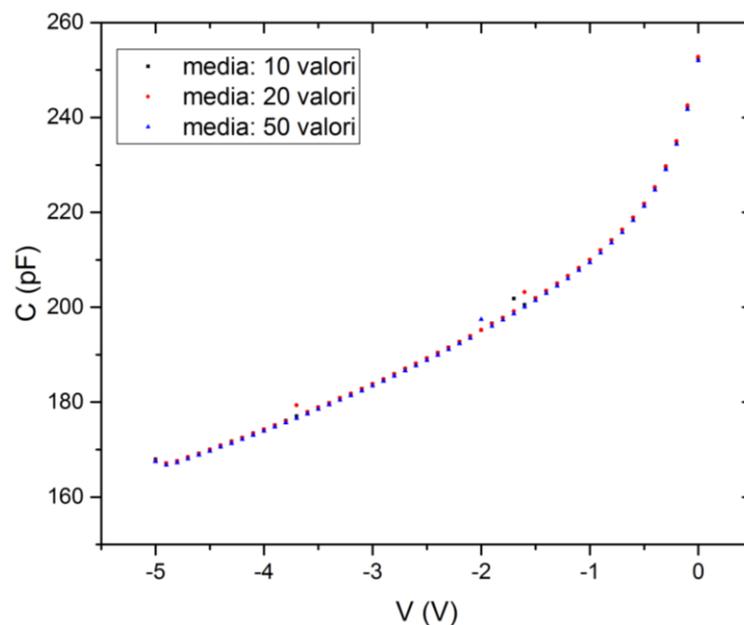


Figura 4.6: Caratteristiche C-V ottenute a temperatura ambiente e con valore del parametro Δt pari a 5 s. Ciascuna curva è relativa a un diverso valore del parametro n.

Una volta stabiliti i valori ottimali da attribuire ai parametri Δt e n è stata acquisita la caratteristica C-V dalla quale si è poi calcolato il valore della concentrazione di drogante attivo N_d . Tale valore è stato ricavato dalla pendenza della curva C^{-2} vs. V, mostrata in Fig. 4.7 (si consideri l'eq. (1.28), in cui si inserisce la (1.13)). Il valore ottenuto per N_d risulta essere:

$$N_d = (1.12 \pm 0.07) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

Nonostante l'alto valore del fattore di idealità del diodo la concentrazione di drogante N_d risulta comunque confrontabile con il valore di riferimento $N_d = 1.22 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [27].

4.1.3 Seconda fase di test del SULA e misure DLTS

Come già spiegato nella seconda parte del Capitolo 3, dopo aver acquisito ed elaborato i dati relativi alle caratteristiche I-V e C-V del campione in esame è possibile procedere alla misura di *Deep Level Transient Spectroscopy*.

Il segnale di DLTS è costituito dalle differenze di capacità $C(t_1) - C(t_2)$ rappresentate in funzione della temperatura: alla luce di ciò è chiaro che l'offset negativo che caratterizza le misure di capacità effettuate col Boonton 7200 non ha effetti sulla posizione dei picchi dello spettro di DLTS, ma influenza solo il valore di ampiezza del segnale.

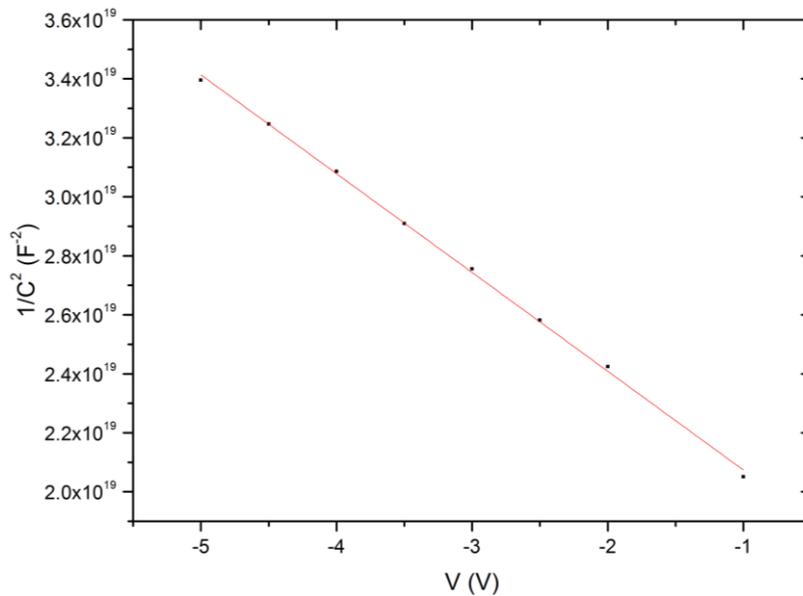


Figura 4.7: Curva C^{-2} vs. V relativa alla giunzione Schottky. La linea rossa rappresenta la pendenza della curva, dalla quale si ricava il valore della concentrazione di drogante attivo N_d .

Per questo motivo è quindi possibile sfruttare il Boonton 7200 per acquisire spettri di DLTS col fine di confrontarne le posizioni dei picchi con quelle relative a spettri ottenuti col SULA: questa operazione è utile poiché permette di verificare il buon funzionamento di quest'ultimo strumento.

In Fig. 4.8 (a) e (b) sono riportati, rispettivamente, quattro spettri di DLTS acquisiti col Boonton 7200 e col SULA. Ognuno degli spettri si riferisce a una diversa *rate window* selezionata; ovviamente le quattro *rate window* designate sono le stesse per entrambi gli strumenti, in modo da rendere confrontabili le posizioni dei picchi (eq. (2.42) e (2.43)).

Per tutte le misure effettuate il *rate* di riscaldamento del campione è stato fissato a 1 K/min, la larghezza dell'impulso (cioè l'intervallo di tempo t_f in cui è applicata la tensione V_p) è stata fissata a 20 ms e i valori di tensione applicati sono stati $V_r = -1$ V e $V_p = -0.1$ V.

Osservando i grafici si può prima di tutto notare che lo spettro di DLTS del campione in esame presenta tre picchi, denominati EL_6 , EL_5 e EL_2 [27]. In secondo luogo si può osservare che le altezze dei picchi registrati coi due strumenti sono diverse: come già accennato, questa è un'ovvia conseguenza della discrepanza che si ha tra i valori di capacità misurati col Boonton 7200 e col SULA, che si riflette sulle quantità $C(t_1) - C(t_2)$. Infine notiamo che le posizioni dei picchi di spettri corrispondenti ottenuti coi due strumenti sono praticamente coincidenti, pertanto si può dedurre che le misure di DLTS ottenute col SULA sono affidabili.

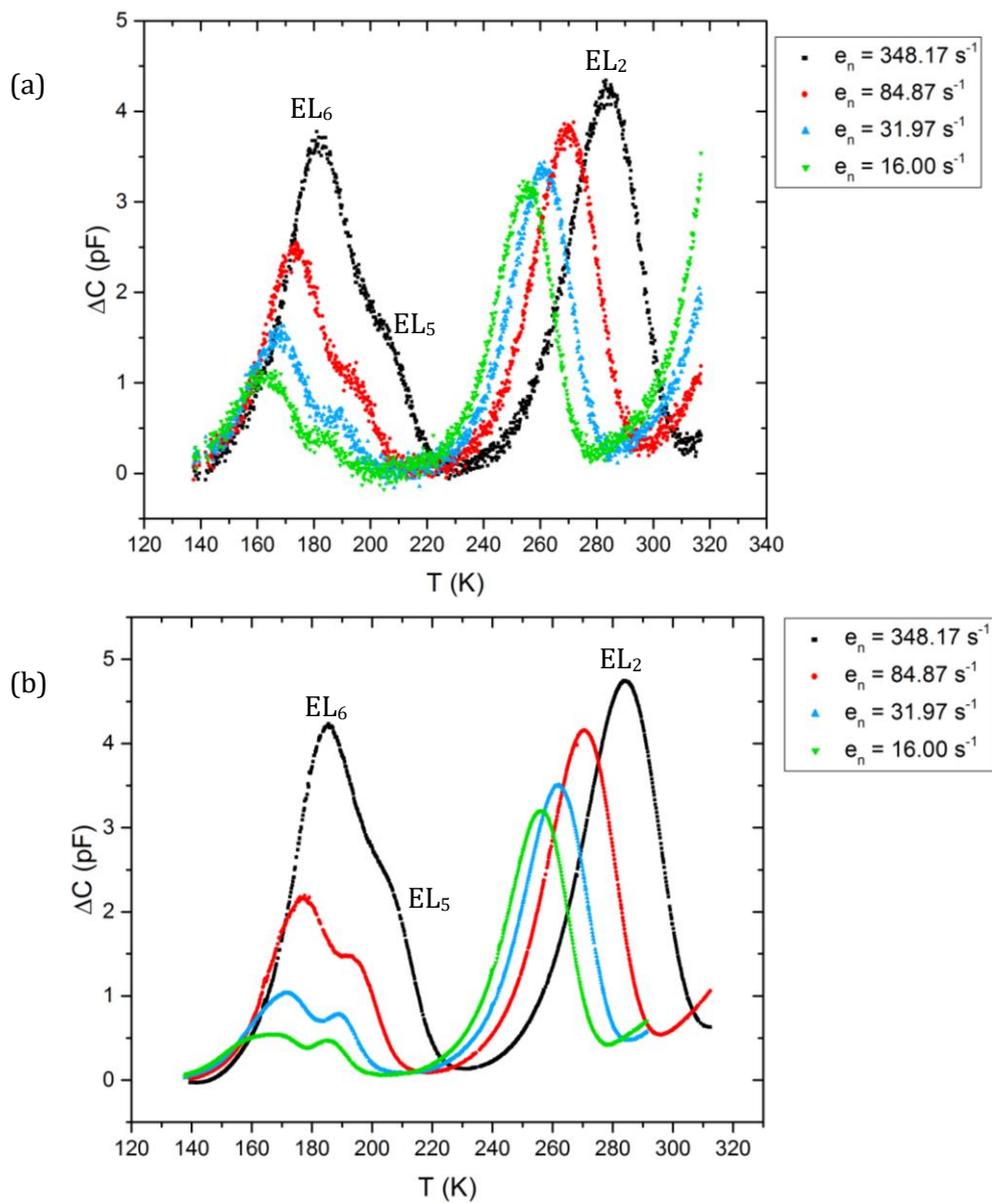


Figura 4.8: (a) Spettri di DLTS, relativi a quattro diverse *rate window*, acquisiti col Boonton 7200; (b) spettri di DLTS, relativi alle medesime *rate window*, acquisiti col SULA. Le misure sono state effettuate mantenendo uguali tutti i parametri, l'unica variabile introdotta è lo strumento utilizzato.

In Fig. 4.9 sono confrontate separatamente le coppie di spettri di DLTS corrispondenti alla stessa *rate window* e ottenuti coi due strumenti considerati. L'immagine evidenzia come, indipendentemente dalla *rate window* selezionata, i picchi si manifestino alla stessa temperatura sia che si usi il Boonton 7200 sia che si usi il SULA.

Si può inoltre notare che le misure acquisite col Boonton 7200 presentano una maggiore dispersione rispetto a quelle ottenute col SULA: questo è dovuto al fatto che nel primo caso le differenze tra $C(t_1)$ e $C(t_2)$ sono calcolate a partire da singole misure di capacità, mentre nel secondo caso le quantità $C(t_1)$ e $C(t_2)$ sono costituite da una media su 50 valori. Il confronto tra i due strumenti ha quindi permesso anche di verificare che, se il *rate* di riscaldamento del dispositivo è scelto in modo adeguato (come è stato approfondito in Appendice), la media ha come unico effetto quello di migliorare il rapporto segnale/rumore, e non introduce distorsioni nella forma degli spettri di DLTS.

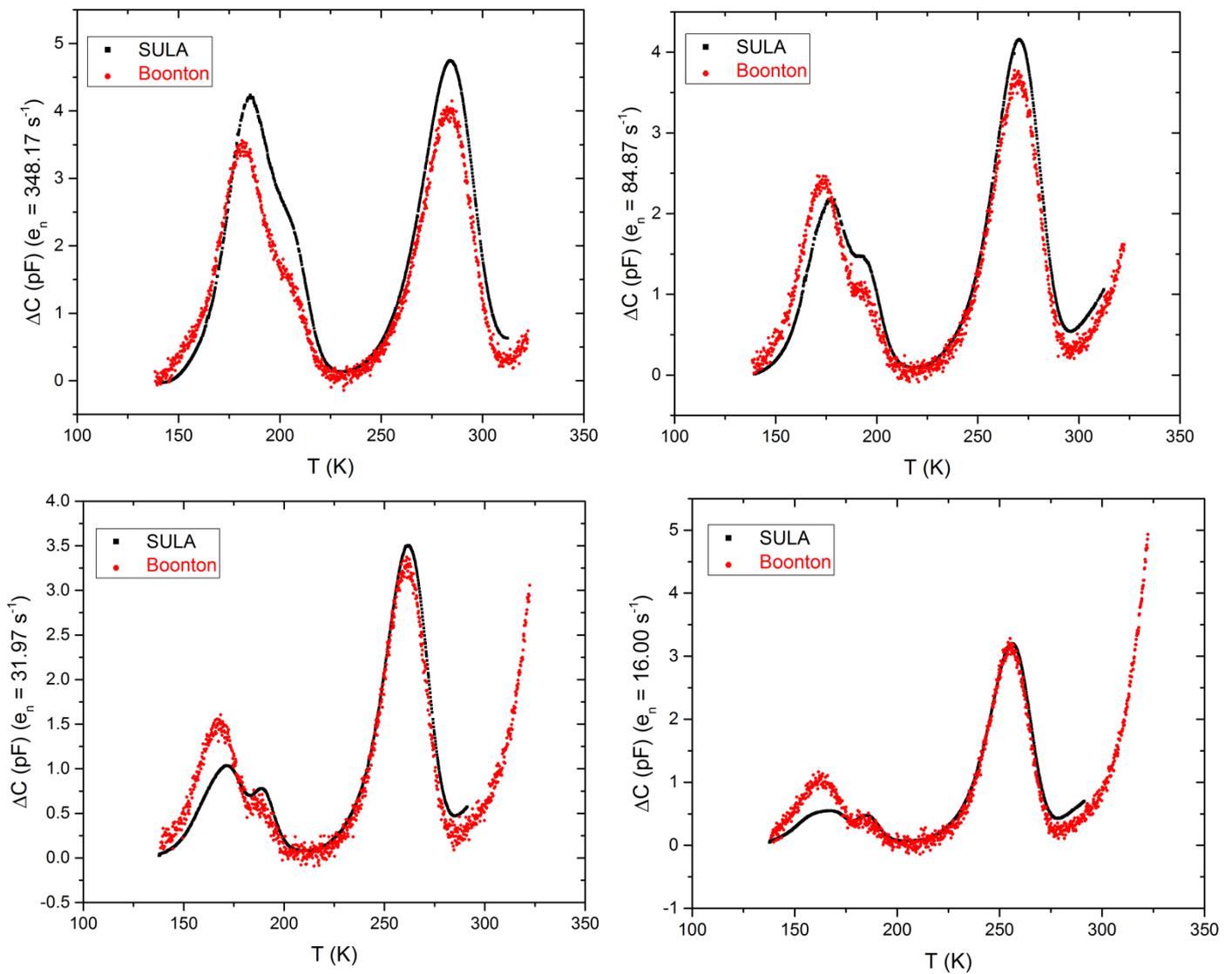


Figura 4.9: Confronto tra gli spettri di DLTS ottenuti col Boonton 7200 e col SULA per le quattro diverse *rate window* selezionate.

Una volta verificato il corretto funzionamento del SULA, lo strumento è stato sfruttato per ottenere vari spettri di DLTS, relativi a diverse *rate window* (Fig. 4.10).

Osservando la figura si può innanzitutto notare che, coerentemente con quanto esposto nella Sezione 2.2.2, i picchi si spostano a temperature maggiori man mano che si selezionano *rate* di emissione maggiori.

Selezionando *rate window* diverse si è inoltre avuto cura di mantenere costante il parametro $\beta = t_2/t_1$. Ricordando la (2.45), in questa situazione ci si aspetta che l'altezza dei picchi sia pressoché indipendente dal valore della *rate window*, ma evidentemente per gli spettri qui presentati ciò non si verifica. Per escludere l'effetto di eventuali difetti localizzati in prossimità della giunzione sono stati acquisiti spettri di DLTS applicando al diodo le tensioni $V_r = -2$ V e $V_p = -1$ V, in modo da selezionare un volume di osservazione $x_1 - x_2$ più "profondo", ovvero più lontano dall'interfaccia metallo-semiconduttore: nonostante ciò si manifesta comunque una forte variazione di altezza dei picchi in funzione della *rate window*, nonostante il parametro β sia mantenuto costante.

Questa discrepanza rispetto alla teoria è sintomo del fatto che il modello presentato in questo lavoro non è probabilmente adatto a descrivere il campione in esame: solitamente ciò è dovuto alla non esponenzialità dei transienti di capacità che si verificano durante la fase di emissione dei *deep levels*. Tipicamente la non esponenzialità dei transienti di capacità ha l'effetto di allargare i picchi dello spettro di DLTS e contestualmente di diminuirne l'ampiezza, pertanto è ragionevole ritenere che ciò si verifichi anche per gli spettri riportati in Fig. 4.10 [40, 41].

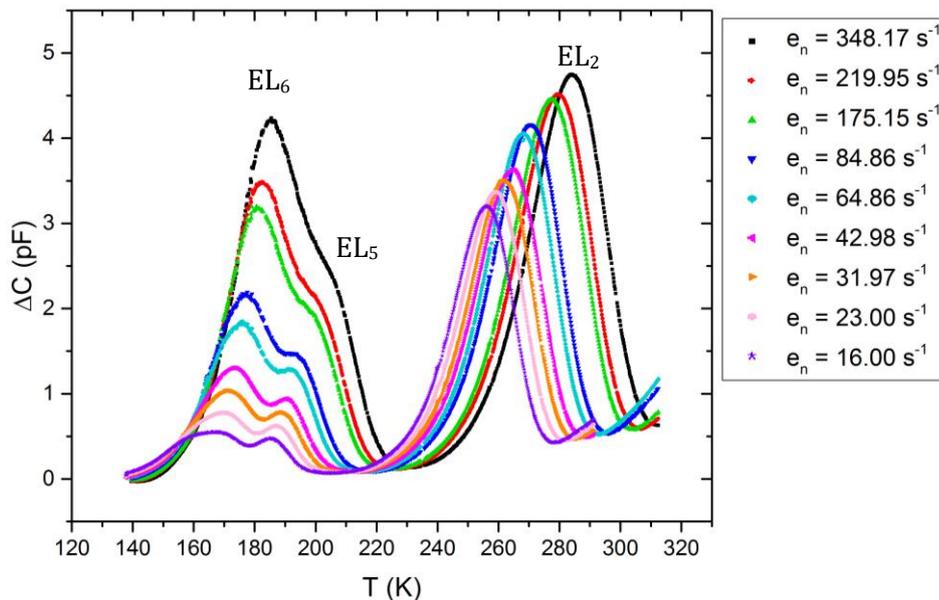


Figura 4.10: Spettri di DLTS, ottenuti col SULA, relativi a diverse *rate window* (con stesso parametro β).

L'espressione del transiente capacitivo in fase di emissione (eq. (2.31)) implica che l'ampiezza ΔC_0 del transiente (e quindi l'altezza del segnale di DLTS) è proporzionale alla concentrazione di elettroni presenti nel *deep level* prima della fase di emissione.

In conseguenza di ciò è chiaro che il valore di ΔC_0 raggiunge un massimo quando, prima della fase di emissione, il *deep level* è saturo di elettroni (ovvero quando la concentrazione dei portatori di carica maggioritari nel *deep level* è pari alla concentrazione N_t di stati disponibili). È ovvio che la condizione di saturazione delle trappole è raggiunta quando il *deep level* completa la fase di cattura, il che si verifica qualora il livello di tensione V_p sia applicato per un tempo t_f sufficientemente lungo.

Per quanto detto finora si può quindi dedurre che l'altezza dei picchi del segnale di DLTS inizialmente cresce all'aumentare della larghezza t_f del *filling pulse*; in un secondo momento, a partire dal valore di t_f per cui la fase di cattura del *deep level* si completa, essa si stabilizza invece attorno a un valore massimo (denominato altezza di saturazione).

Considerando quanto appena esposto, nell'ipotesi che il modello presentato nel Capitolo 2 sia applicabile al campione in esame, aumentando la larghezza dell'impulso t_f si dovrebbe quindi manifestare un aumento progressivo dell'altezza dei picchi, fino al raggiungimento di un valore di saturazione del segnale di DLTS. I grafici riportati in Fig. 4.11 mostrano però che per il diodo Schottky esaminato non si verifica il fenomeno di saturazione atteso.

Osservando la figura è infatti evidente che l'andamento dell'altezza dei picchi non è quello previsto dalla teoria: addirittura per alcuni valori di t_f si ha una diminuzione dell'altezza del segnale all'aumentare della larghezza dell'impulso.

Questo comportamento, così lontano da quanto atteso dal modello, è un'ulteriore prova del fatto che esso non può essere applicato al campione in esame.

Le discrepanze coi risultati attesi che sono state finora rilevate possono essere spiegate considerando:

- i. l'alto valore del fattore di idealità del diodo, effetto della presenza di un importante strato di ossido all'interfaccia metallo-semiconduttore;
- ii. la modalità di crescita del semiconduttore in esame (GaAs *n-type*), presentata nella Sezione 3.1.1, a causa della quale si ha un'alta concentrazione di trappole N_t [27].

Ci concentriamo, di seguito, sul secondo punto.

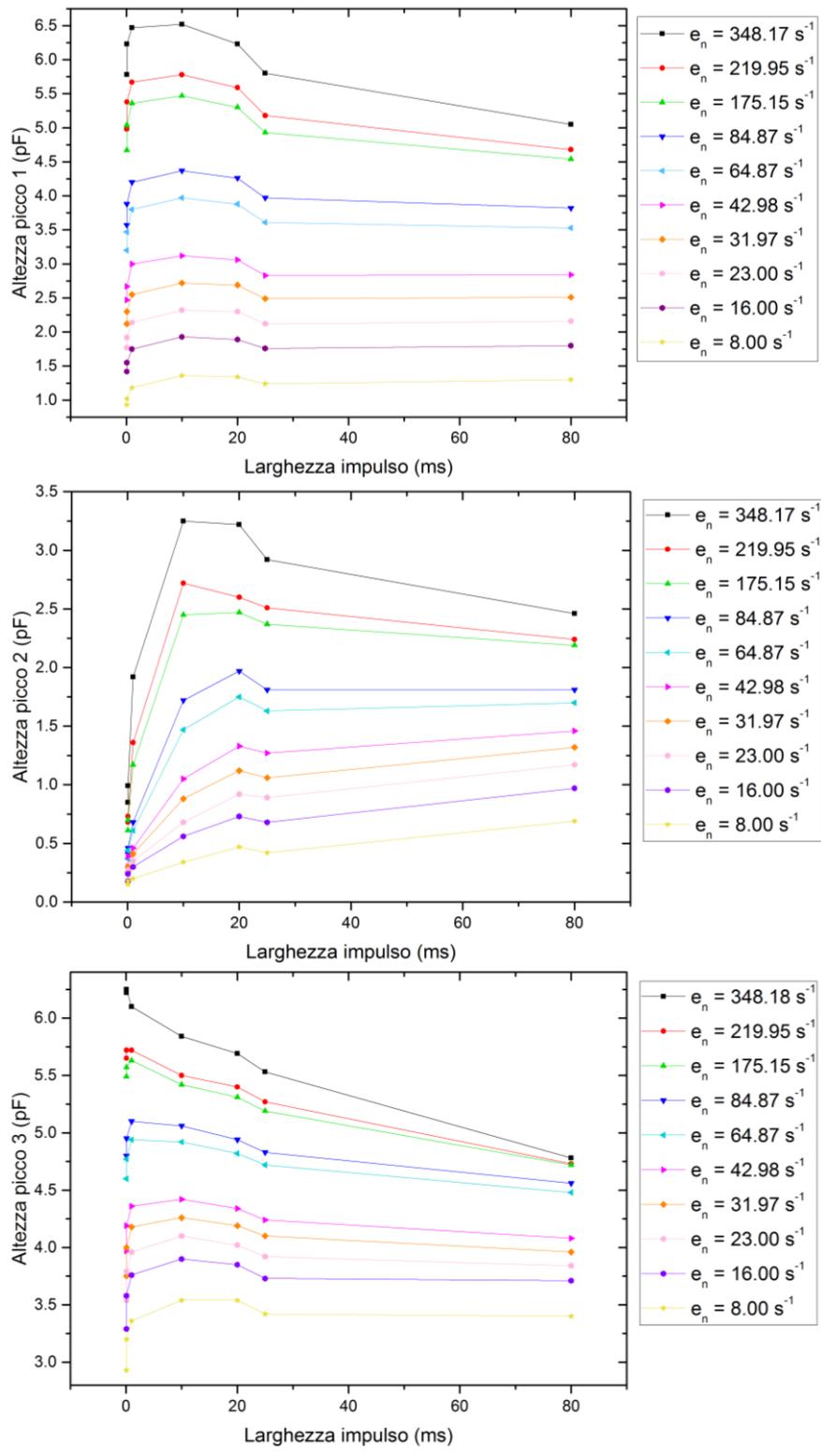


Figura 4.11: Andamento dell'altezza dei picchi del segnale di DLTS in funzione del valore di t_f .

Ricordiamo che il modello presentato in questo lavoro si basa sul poter considerare $N_t \ll N_d$: in questo modo infatti si può assumere che, in fase di emissione, lo spostamento del bordo della zona di svuotamento x_d sia trascurabile, dunque il volume di osservazione $x_1 - x_2$ è approssimabile come costante e l'eq. (2.32) può essere linearizzata. Da quest'ultima relazione si deriva poi l'espressione del transiente di capacità, che risulta essere esponenziale.

Per il diodo Schottky in esame tuttavia non è vero che la concentrazione delle trappole è molto inferiore a quella del drogante: come già detto, il metodo di crescita del semiconduttore GaAs *n-type* implica la presenza di un'elevata concentrazione di trappole N_t , di conseguenza i transienti di capacità non sono esponenziali, e questo spiega le discrepanze registrate rispetto ai risultati teorici attesi.

Un'ulteriore prova della presenza di un'alta densità di trappole è costituita dalla seguente considerazione qualitativa: osservando un transiente di capacità si nota che la sua ampiezza ΔC_0 è confrontabile con l'aumento di capacità, dovuta agli atomi di drogante, che si registra in seguito all'applicazione della tensione V_p . Ciò indica che le trappole hanno una concentrazione tale per cui, in fase di emissione, inducono un incremento della densità di carica positiva alla giunzione così importante da determinare un aumento di capacità confrontabile con quello dovuto alla diminuzione dell'ampiezza della zona di svuotamento che si ha in seguito all'applicazione della tensione V_p .

Si consideri ora il transiente di capacità relativo a una temperatura T_{pk} per cui si manifesta un picco del segnale di DLTS. Come già spiegato ogni picco identifica un diverso *deep level*, e si verifica quando il *rate* di emissione di tale livello coincide con quello selezionato tramite la *rate window*.

Ricordando l'eq. (2.31) sappiamo inoltre che, nel caso in cui il transiente di capacità sia esponenziale, la costante di tempo τ della funzione che lo approssima coincide proprio con l'inverso del *rate* di emissione $e_n^{-1}(T_{pk})$ del *deep level* associato al picco.

In Fig. 4.12 è riportato il transiente di capacità relativo alla temperatura $T_{pk} = 186$ K, per la quale si manifesta il picco associato al *deep level* EL_6 quando la *rate window* selezionata è pari a $e_n = 348.17$ s⁻¹. La costante di tempo τ della funzione che approssima il transiente ha un valore pari a 0.00357 s, il cui inverso risulta essere: $\tau^{-1} \sim 280$ s⁻¹.

Questo risultato è coerente con quanto esposto finora: siccome per la giunzione Schottky Al-GaAs *n-type* si ha che $N_t \sim N_d$ i transienti di capacità non hanno un andamento esponenziale e di conseguenza non hanno una costante τ ben definita e coincidente con l'inverso del *rate* di emissione $e_n = 348.17$ s⁻¹ selezionato tramite la *rate window*.

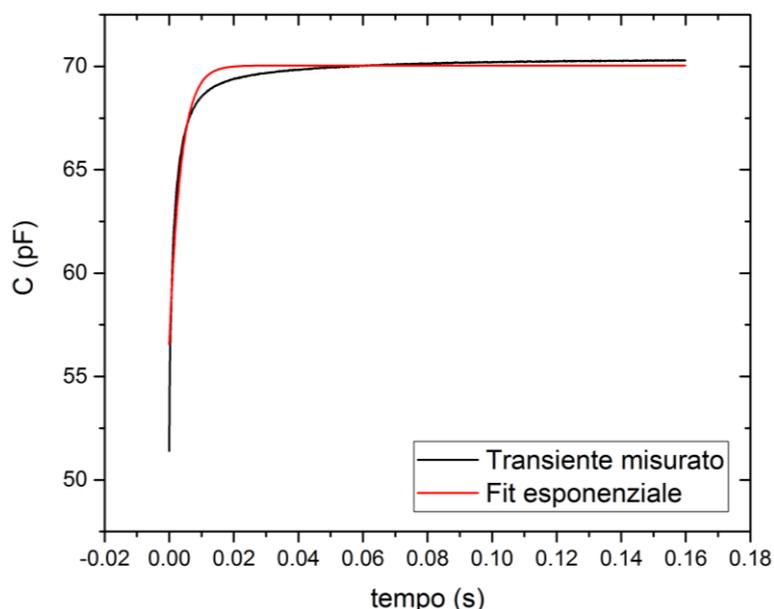


Figura 4.12: In nero è rappresentato il transiente di capacità relativo alla temperatura $T_{pk} = 186$ K, per la quale si manifesta il picco associato al *deep level* EL_6 . È immediato notare che la funzione esponenziale di *fit* (rappresentata in rosso) non approssima in modo soddisfacente l'andamento del transiente.

La non applicabilità a questo campione della teoria standard per la DLTS implica, ovviamente, anche l'impossibilità di caratterizzare il diodo sfruttando i metodi presentati nel Capitolo 2. Nella consapevolezza di questo limite, in Fig. 4.13 (a) sono comunque riportati gli *Arrhenius plot* (eq. (2.16)) relativi ai tre *deep levels* presenti nel GaAs *n-type*, al fine di poterli confrontare qualitativamente con quelli forniti dalla letteratura (Fig. 4.13 (b)) [6].

Osservando le figure si può notare che, nonostante il campione non soddisfi la condizione fondamentale per potervi applicare il modello, gli *Arrhenius plot* ottenuti sfruttando i dati sperimentali risultano comunque confrontabili con quelli forniti dalla letteratura. Una spiegazione possibile è data dal fatto che, come già detto, l'effetto più rilevante della non esponenzialità dei transienti di capacità è quello di allargare i picchi, mentre la loro posizione può non risentire molto dell'alta densità di trappole [40].

Resta comunque vero che sarebbe sbagliato sfruttare i metodi del Capitolo 2 per caratterizzare quantitativamente il campione, poiché non sono soddisfatte le ipotesi alla base del modello.

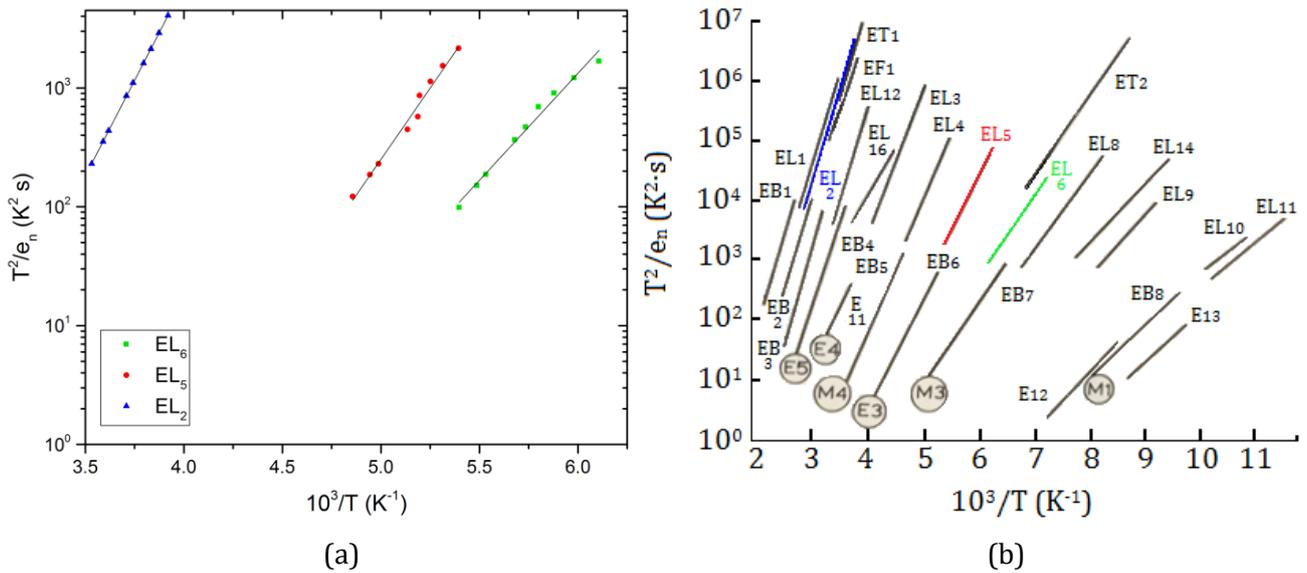


Figura 4.13: *Arrhenius plot* (a) ottenuti considerando i dati relativi al campione in esame; (b) presentati in letteratura [6]. Le sigle che accompagnano ciascuna linea hanno i seguenti significati: ET Università di Tokyo, ES Università di Sheffield, EF Università della Florida, EI Istituto Fraunhofer, EB Laboratori Bell, EL Laboratori Philips. Le sigle cerchiato seguono una nomenclatura universale, la lettera M indica un materiale cresciuto tramite MBE, la lettera E designa invece un materiale irraggiato da elettroni.

In Tab. 4.2 sono riassunti i risultati relativi al diodo Schottky Al-GaAs *n-type*. I *deep levels* presenti nel semiconduttore non sono stati caratterizzati quantitativamente, in quanto il modello qui presentato non può essere applicato al campione.

Il dispositivo è comunque stato sfruttato per testare il funzionamento degli strumenti, ed è stato utile al fine di determinare i limiti del modello proposto nel Capitolo 2.

Giunzione Schottky Al-GaAs n-type
$\eta_R = -3.9 \cdot 10^{-7}$
Resistenza in serie: $R_s = (6.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \Omega$
Fattore di idealità: $n = (4.20 \pm 0.13)$
Area della giunzione: $A = (0.0177 \pm 0.0005) \text{ cm}^2$
Concentrazione del drogante attivo: $N_d = (1.12 \pm 0.07) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Tabella 4.2: Risultati relativi alla giunzione Schottky Al-GaAs *n-type*.

4.2 Omogiunzione p⁺-n di Si irraggiata con elettroni ad alta energia

In questa sezione sono riportati i risultati relativi alla caratterizzazione elettrica dei *deep levels* presenti nella porzione di Silicio n-type dell'omogiunzione p⁺-n.

Tali risultati sono stati ottenuti sfruttando i metodi sviluppati nel Capitolo 2; infatti, al contrario del campione presentato nella sezione precedente, l'omogiunzione di Silicio di seguito esaminata soddisfa le ipotesi alla base del modello presentato in questo lavoro di tesi.

4.2.1 Caratteristica I-V

La caratteristica I-V dell'omogiunzione è rappresentata in Fig. 4.14.

Anche in questo caso la curva ha un andamento che riflette il carattere rettificante del dispositivo: la corrente di saturazione inversa è infatti molto più bassa della corrente diretta, che fluisce nel diodo quando la tensione applicata supera la tensione di soglia (positiva) V_s .

Le proprietà rettificanti del diodo sono state valutate quantitativamente considerando il rapporto η_R (eq. (4.1)) per una tensione di test V_t pari a 0.6 V. Il valore ottenuto risulta essere: $\eta_R = -6.1 \cdot 10^{-8}$, e conferma che il campione ha buone proprietà rettificanti.

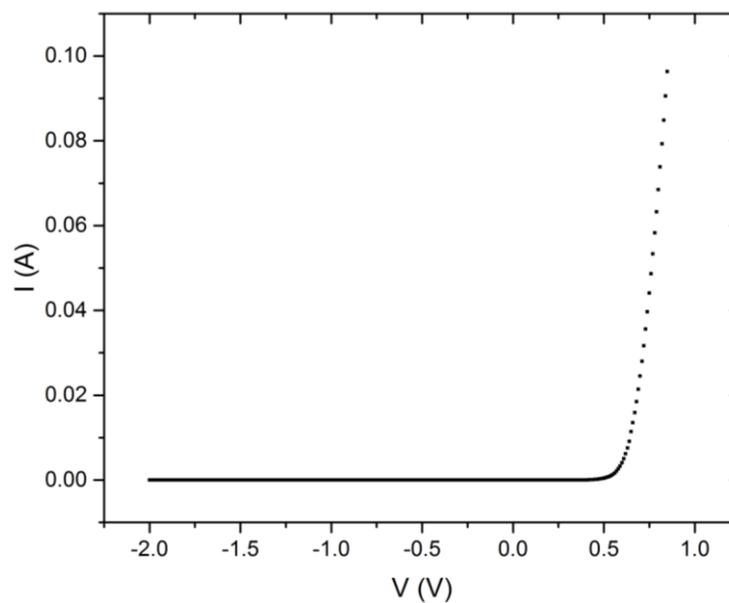


Figura 4.14: Caratteristica I-V dell'omogiunzione p⁺-n di Silicio.

Consideriamo ora separatamente le parti della caratteristica I-V relative a tensioni negative e positive:

- i. Diodo polarizzato inversamente
 - la corrente di saturazione inversa è dell'ordine di $\sim 10^{-10}$ A;
 - la tensione di *break down* del diodo ha un valore superiore a -2 V, ciò significa che durante le misure di C-V e di DLTS il dispositivo può essere sicuramente sottoposto a tensioni negative fino a -2 V senza che si verifichi un passaggio di corrente.
- ii. Diodo polarizzato direttamente
 - la tensione di soglia ha un valore $V_s \sim 0.6$ V;
 - dalla pendenza del tratto lineare (Fig. 4.15) è stato ricavato il valore della resistenza in serie, che risulta essere: $R_s = (5.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-1}$ Ω . Ricordando quanto riportato nella Sezione 3.2.2 sappiamo che questo valore è sufficientemente piccolo da non interferire con le misure di C-V, che pertanto possono essere ritenute affidabili.

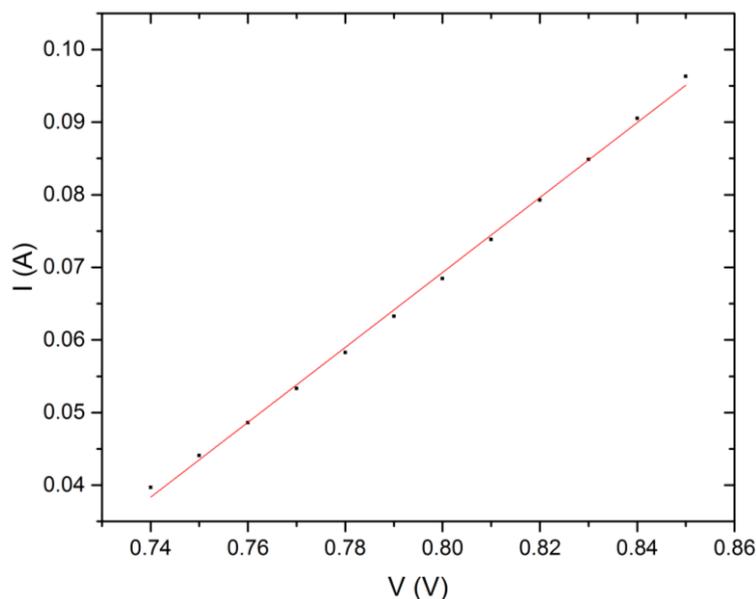


Figura 4.15: Tratto lineare della caratteristica I-V dell'omogiunzione p⁺-n di Si. Dalla pendenza di questa curva si ricava il valore della resistenza in serie al diodo R_s .

4.2.2 Caratteristica C-V

La caratteristica C-V del campione in esame è riportata in Fig. 4.16.

La curva è stata acquisita a temperatura ambiente, sfruttando il SULA come capacimetro pilotato in

tensione dal Boonton 7200. Sulla base dei test condotti nella fase iniziale del lavoro (e illustrati nella sezione precedente) l'intervallo di tempo Δt che intercorre tra due variazioni consecutive della tensione applicata è stato fissato a 10 s, mentre i valori di capacità associati a ogni livello di tensione sono frutto della media di 20 misure acquisite.

La caratteristica C-V è stata poi sfruttata per il calcolo della concentrazione di drogante attivo N_d , il cui valore è stato ricavato dalla pendenza della curva C^{-2} vs. V , rappresentata in Fig. 4.17.

L'area della giunzione del dispositivo è $A = (0.0400 \pm 0.0004) \text{ cm}^2$, il valore della concentrazione di drogante risulta essere:

$$N_d = (2.51 \pm 0.05) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

Sfruttando la curva C^{-2} vs. V è stato calcolato anche il valore del potenziale di *built-in* del campione: infatti il punto in cui la retta di *fit* interseca l'asse delle ascisse fornisce il valore di ϕ_{bi} , che risulta essere pari a $(0.77 \pm 0.08) \text{ V}$.

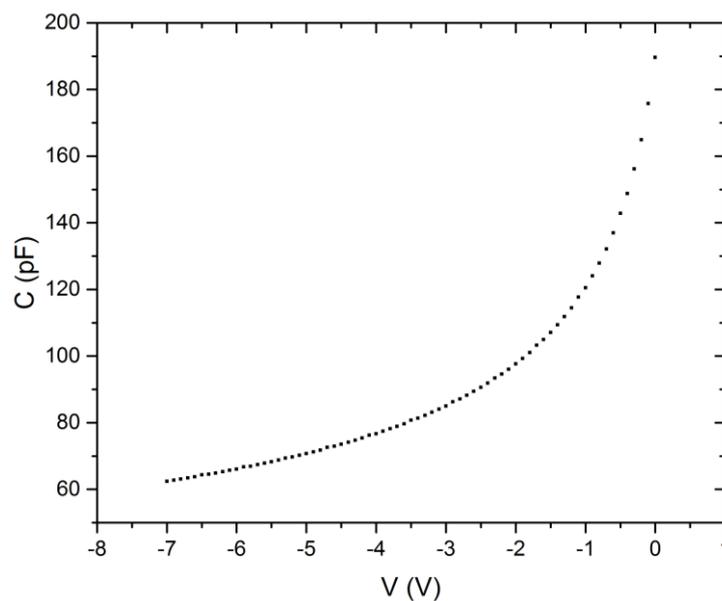


Figura 4.16: Caratteristica C-V, ottenuta a temperatura ambiente, relativa all'omogiunzione p⁺-n di Si.

4.2.3 Misure DLTS

Considerando le verifiche sul funzionamento del capacitometro SULA illustrate in precedenza, per questo campione è stato immediatamente possibile procedere alle misure di DLTS.

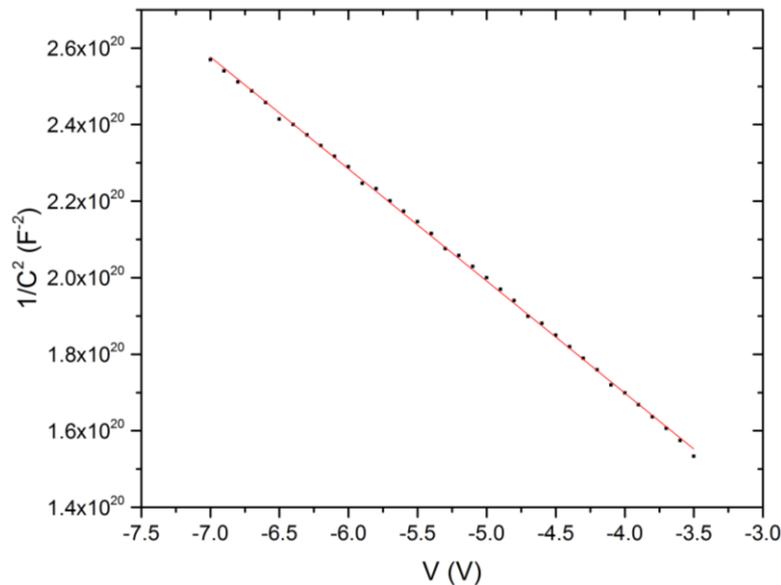


Figura 4.17: Curva C^{-2} vs. V relativa all'omogiunzione di Si. La linea rossa rappresenta la pendenza della curva, dalla quale si ricava il valore della concentrazione di drogante attivo N_d .

La prima operazione fatta è stata quella di controllare che effettivamente l'altezza dei picchi dello spettro di DLTS aumenti con la larghezza dell'impulso applicato, fino ad arrivare alla saturazione.

Lo spettro del campione in esame presenta tre picchi, corrispondenti ai *deep levels* A_1 , A_2 e A_3 . In Fig. 4.18 sono riportati i grafici relativi ad ogni picco: si noti che per ognuno di essi, oltre a variare l'intervallo di tempo t_f , sono state considerate anche *rate window* diverse.

Gli spettri di DLTS che sono stati sfruttati per misurare le altezze dei vari picchi in funzione della larghezza t_f del *filling pulse* sono stati ottenuti impostando come livelli di tensione $V_r = -1$ V e $V_p = -0.1$ V, mentre il *rate* di riscaldamento del campione è stato fissato a 4 K/min.

Come si può facilmente osservare dalla figura, l'omogiunzione di Silicio manifesta il comportamento atteso: l'ampiezza del picco aumenta con il parametro t_f , e si stabilizza attorno al valore di saturazione a partire da una larghezza dell'impulso pari a circa 8-10 ms.

Sono stati poi acquisiti contemporaneamente trenta spettri di DLTS relativi ad altrettante *rate window* selezionate (per chiarezza, in Fig. 4.19 ne sono riportati solo cinque). Per ogni spettro la larghezza dell'impulso è stata impostata a 15 ms (in modo da garantire la saturazione delle trappole) e il *rate* di riscaldamento del campione a 1 K/min. La velocità di riscaldamento è stata diminuita rispetto alle misure fatte in precedenza per avere la garanzia che il dispositivo sia praticamente a temperatura costante durante il processo di acquisizione dei transienti da mediare (come spiegato in Appendice A,

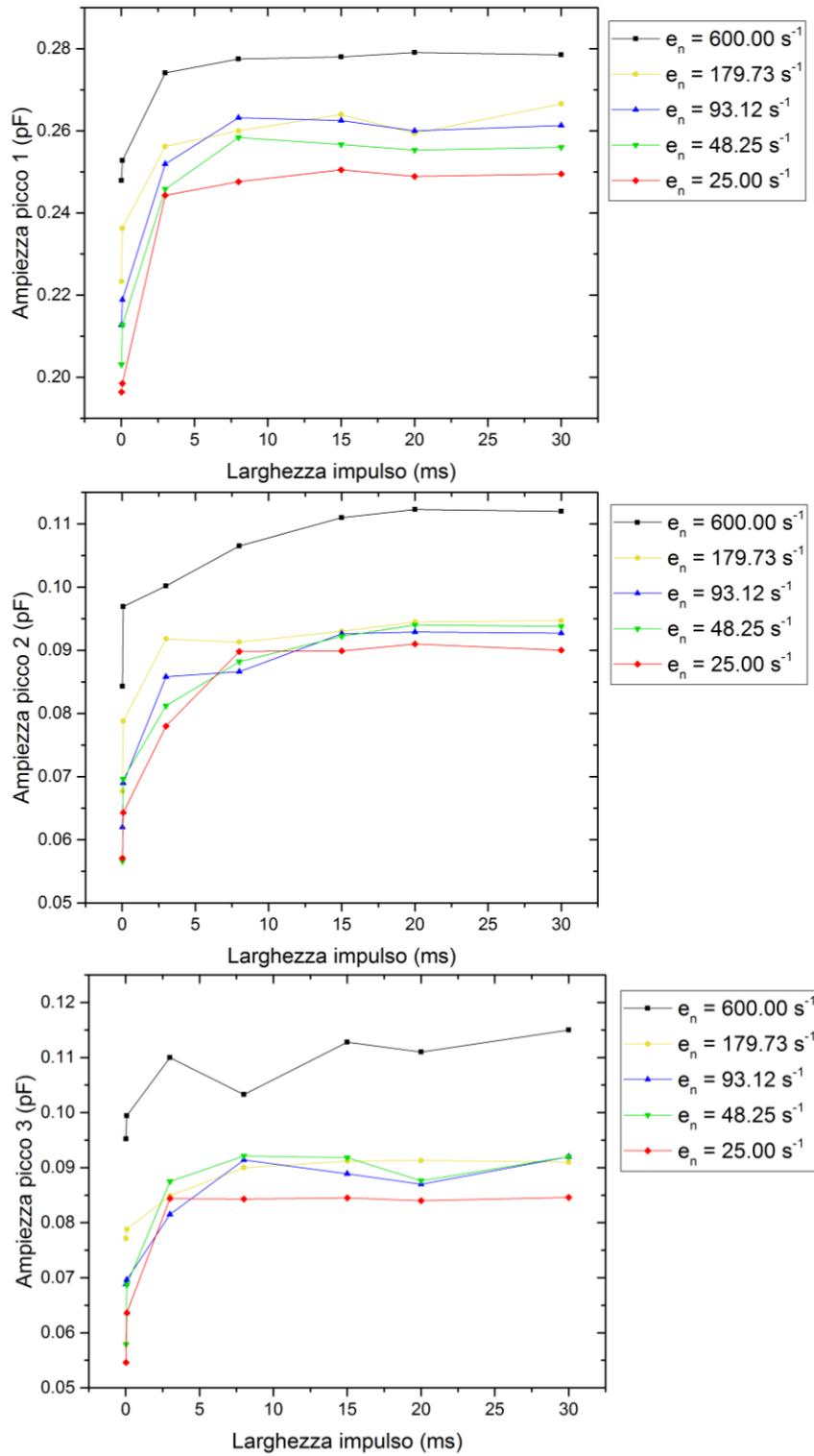


Figura 4.18: Andamento dell'altezza dei picchi del segnale di DLTS in funzione del valore di t_r .

il transiente di capacità che viene effettivamente usato per calcolare la differenza $C(t_1) - C(t_2)$ è frutto della media di n transienti acquisiti: in questo modo le fluttuazioni casuali dovute al rumore tendono ad annullarsi statisticamente, pertanto il processo di media ha l'effetto di migliorare il rapporto segnale/rumore delle misure di capacità $C(t_1)$ e $C(t_2)$ usate per ottenere il segnale di DLTS).

Dall'osservazione del grafico si può notare come, per questo campione, selezionando *rate window* diverse ma con lo stesso parametro $\beta = 72.4$ si ottengano picchi con altezze simili, in accordo con la (2.45).

La giunzione p⁺-n manifesta quindi un comportamento in linea con quanto atteso dalla teoria: questo significa che il dispositivo soddisfa le condizioni in cui è lecito applicare il modello in esame.

Un'ulteriore prova, qualitativa, del fatto che $N_t \ll N_d$ è costituita dal fatto che l'ampiezza ΔC_0 dei transienti non è confrontabile con la variazione di capacità, dovuta agli atomi di drogante, che si manifesta all'applicazione della tensione V_p .

In conseguenza di ciò, per caratterizzare questo campione è necessario amplificare di un fattore 100 il segnale di capacità del transiente. Osservando la Fig. 4.19 si può notare infine che, a causa del piccolo valore di ΔC_0 , il segnale di DLTS risulta essere più rumoroso di quello della giunzione Schottky, nonostante si consideri la media di n transienti al fine di migliorare il rapporto segnale/rumore dello spettro.

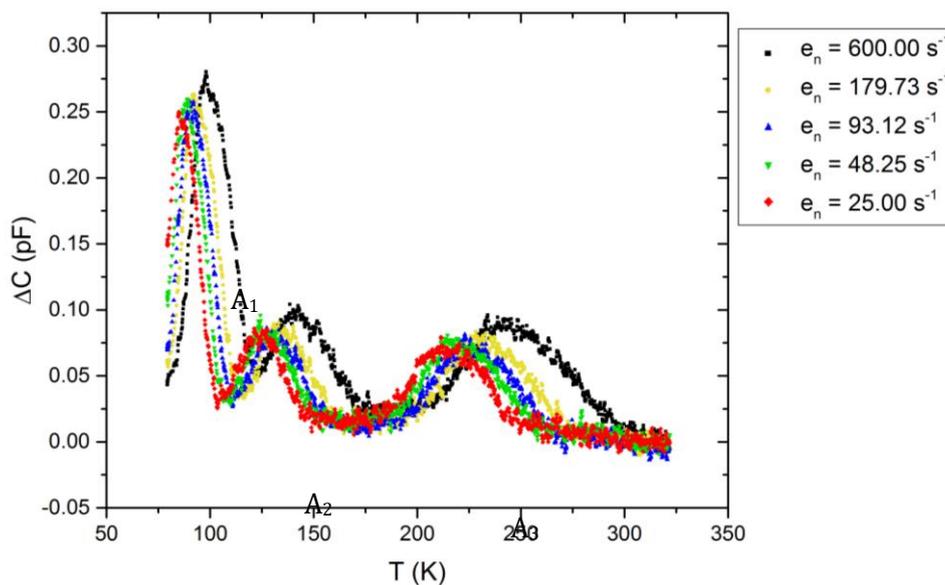


Figura 4.19: Spettri di DLTS, ottenuti col SULA, relativi a diverse *rate window* (con stesso parametro β).

Un'ulteriore verifica del fatto che per l'omogiunzione p⁺-n di Si sia lecito applicare il modello presentato in questo lavoro si ottiene valutando i transienti di capacità che, in linea con la teoria, risultano essere approssimabili a funzioni esponenziali.

Come già spiegato, ciò implica che la costante di tempo τ caratteristica della funzione approssimante un transiente relativo alla temperatura T_{pk} a cui si manifesta un picco del segnale di DLTS è pari all'inverso del *rate* di emissione e_n selezionato tramite la *rate window*.

Effettivamente per il campione in esame questa condizione è in buona approssimazione verificata: come esempio è riportato, in Fig. 4.20, il transiente di capacità relativo alla temperatura $T_{pk} = 86.6$ K, in corrispondenza della quale si manifesta il primo picco del segnale di DLTS quando si seleziona la *rate window* $e_n = 25.00$ s⁻¹. Osservando la figura si nota immediatamente che, in questo caso, la funzione esponenziale di *fit* approssima in modo soddisfacente l'andamento del transiente; inoltre la sua costante di tempo è pari a: $\tau = 0.035$ s, il cui inverso risulta essere: $\tau^{-1} \sim 28.6$ s⁻¹.

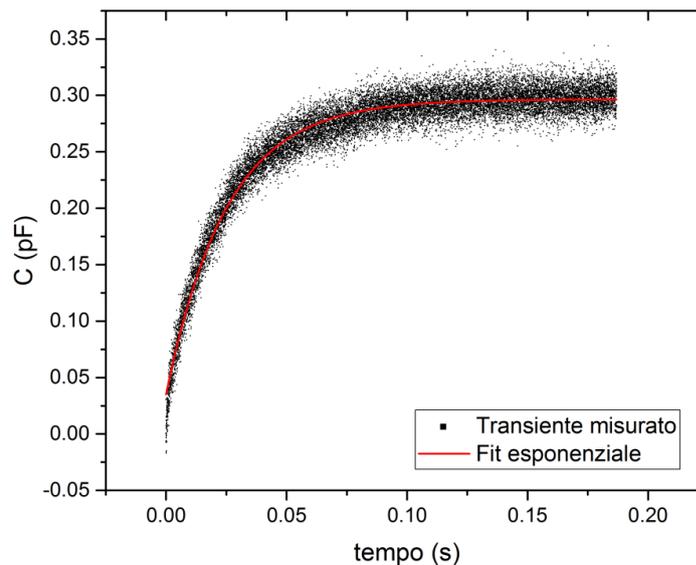


Figura 4.20: In nero è rappresentato il transiente di capacità relativo alla temperatura $T_{pk} = 86.6$ K, per la quale si manifesta il picco associato al primo *deep level*. Il transiente è approssimato in modo soddisfacente da una funzione esponenziale (rappresentata in rosso).

Considerando quanto dimostrato sinora, la caratterizzazione elettrica dei *deep levels* presenti nel campione è stata ottenuta sfruttando i metodi illustrati nel Capitolo 2.

La prima fase dell'elaborazione dati consiste nella costruzione degli *Arrhenius plot* relativi ai tre *deep levels* (Fig. 4.21). Ricordiamo che essi si ottengono rappresentando $\ln(T^2/e_n)$ in funzione di T^{-1} , dopo

aver inserito nell'eq. (2.16) i valori delle *rate window* selezionate e delle temperature corrispondenti a cui si manifestano i picchi di segnale DLTS.

Dalla pendenza degli *Arrhenius plot* è stata quindi ricavata l'energia di attivazione apparente E_T di ciascun *deep level*, mentre dall'intercetta con l'asse delle ordinate sono state calcolate le sezioni di cattura apparenti σ_{na} delle trappole. Le energie di attivazione risultano essere:

$$E_{T(1)} = (0.165 \pm 0.003) \text{ eV}$$

$$E_{T(2)} = (0.204 \pm 0.005) \text{ eV}$$

$$E_{T(3)} = (0.395 \pm 0.004) \text{ eV}$$

in buon accordo con i valori presenti in letteratura, riportati di seguito: $E_{T(1)\text{lett}} = 0.17 \text{ eV}$, $E_{T(2)\text{lett}} = 0.22 \text{ eV}$ e $E_{T(3)\text{lett}} = 0.43 \text{ eV}$ [42].

I valori ottenuti per le sezioni di cattura apparenti risultano essere:

$$\sigma_{na(1)} = (0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$$

$$\sigma_{na(2)} = (0.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2}$$

$$\sigma_{na(3)} = (0.11 \pm 0.02) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2}$$

Si può notare che i *deep levels* corrispondenti al secondo e terzo picco hanno una sezione di cattura apparente maggiore di tre ordini di grandezza rispetto a quella del *deep level* associato al primo picco: questo significa che le trappole del secondo e terzo *deep level* sono più efficienti di quelle del primo.

Una spiegazione di ciò si può ottenere ricordando l'eq. (2.16): all'aumentare del valore di energia di attivazione E_T si ha una diminuzione del *rate* di emissione e_n , e questo significa che il processo fisico rilevante per il *deep level* in esame è la cattura, che è direttamente proporzionale al valore di σ_{na} (eq. (2.5)).

Si noti inoltre che $\sigma_{na(2)}$ è la sezione di cattura apparente affetta dall'errore più alto, e ciò è coerente col fatto che, come si può osservare dalla Fig. 4.21, l'*Arrhenius plot* relativo al secondo picco è quello che ha una dispersione maggiore.

Sono state infine calcolate le concentrazioni N_t delle trappole presenti in ogni *deep level*.

Per fare ciò è stata sfruttata l'eq. (2.39), qui riportata per comodità:

$$\frac{\Delta C_0}{C} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{x_1^2 - x_2^2}{x_d^2} \right\} \frac{N_t}{N_d}$$

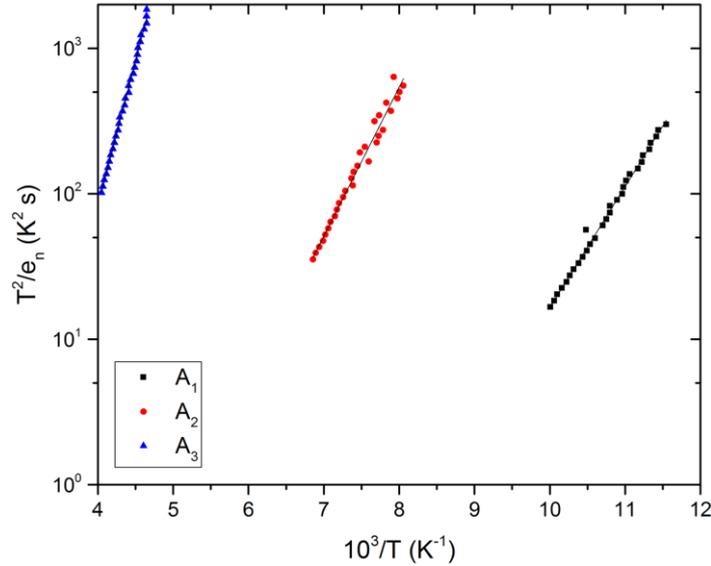


Figura 4.21: Arrhenius plot ottenuti considerando i dati relativi al campione in esame.

in cui l'ampiezza ΔC_0 del transiente di capacità è stata calcolata tramite l'eq. (2.45):

$$S_{pk} = \Delta C_0 \left\{ \exp \left[-\frac{\ln \beta}{\beta - 1} \right] - \exp \left[-\frac{\beta \ln \beta}{\beta - 1} \right] \right\}$$

il valore x_d dell'ampiezza della zona di svuotamento quando al dispositivo si applica la tensione $V_r = -1$ V è stato calcolato sfruttando l'eq. (1.13):

$$x_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{eN_d} (\phi_{bi} - V_{ext})}$$

e la posizione dei punti x_1 e x_2 è stata calcolata dalla (2.26):

$$x_d - x_1 = \lambda = \left\{ \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{e^2 N_d} (E_F - E_T) \right\}^{1/2}$$

Facendo riferimento alla Fig. 4.21 si illustra ora il procedimento che è stato seguito per calcolare la differenza di energia $E_F - E_T$ [1].

Innanzitutto è stata calcolata la differenza di energia tra il livello di Fermi effettivo e il livello di Fermi intrinseco E_i sfruttando la legge di azione di massa per i semiconduttori:

$$E_F - E_i = K_B T \ln \left(\frac{N_d}{n_i} \right) \quad (4.2)$$

Si ricordi che E_i è definita come l'energia del livello di Fermi in un semiconduttore intrinseco, e si colloca a metà dell'*energy gap*. Si precisa inoltre che nella (4.2) la concentrazione del drogante N_d è stata sostituita al valore di n_0 , che indica la concentrazione all'equilibrio degli elettroni liberi: questa sostituzione è legittima se si assume che la maggior parte degli elettroni liberi nel materiale siano dovuti al drogaggio, e quindi $n_0 \sim N_d$.

La concentrazione intrinseca di portatori n_i è stata valutata utilizzando l'espressione [43]:

$$n_i(T) = (5.29 \cdot 10^{19}) \left(\frac{T}{300}\right)^{2.54} e^{-\frac{6726}{T}} \quad (4.3)$$

dove T indica la temperatura assoluta, misurata in K, e la concentrazione n_i è misurata in cm^{-3} .

È stata successivamente calcolata la differenza di energia:

$$E_C - E_F = \frac{E_g}{2} - (E_F - E_i) \quad (4.4)$$

Per ottenere infine:

$$E_F - E_T = (E_C - E_T) - (E_C - E_F) = E_{na} - (E_C - E_F) \quad (4.5)$$

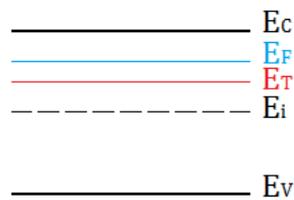


Figura 4.21: Schema della struttura a bande di un semiconduttore *n-type*. Per semplicità è qui rappresentato solo un *deep level*.

Le concentrazioni delle trappole presenti in ogni *deep level* risultano essere:

$$N_{t(1)} = (9.0 \pm 0.1) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_{t(2)} = (2.9 \pm 0.1) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_{t(3)} = (2.6 \pm 0.1) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

Queste misure confermano che $N_t \ll N_d$, è dunque stato legittimo sfruttare il modello esposto nel Capitolo 2 per caratterizzare il campione in esame.

Si può inoltre notare che i *deep levels* A_2 e A_3 , associati al secondo e terzo picco, hanno concentrazioni di trappole dello stesso ordine di grandezza: ciò è dovuto al fatto che, come illustrato nella Sezione 3.1.2, gli stati difettivi che originano questi *deep levels* sono dovuti a due diversi stati di carica della

divacanza V_2^2 , e pertanto si formano insieme e hanno la stessa concentrazione [33].

In Tab. 4.3 sono riassunti i risultati relativi alla caratterizzazione elettrica del Silicio *n-type* irraggiato da elettroni ad alta energia. I risultati ottenuti sfruttando il modello presentato in questo lavoro sono globalmente coerenti con quelli presenti in letteratura.

Omogiunzione p⁺-n di Silicio			
$\eta_R = -6.1 \cdot 10^{-8}$			
Resistenza in serie: $R_s = (5.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-1} \Omega$			
Area della giunzione: $A = (0.0400 \pm 0.0004) \text{ cm}^2$			
Concentrazione del drogante attivo: $N_d = (2.51 \pm 0.05) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$			
Potenziale di <i>built-in</i> : $\phi_{bi} = (0.77 \pm 0.08) \text{ V}$			
	Energia di attivazione apparente E_T (eV)	Sezione di cattura apparente σ_{na} (cm^{-2})	Concentrazione delle trappole (cm^{-3})
Deep level A ₁	$E_{T(1)} = (0.165 \pm 0.003)$	$\sigma_{na(1)} = (0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-15}$	$N_{t(1)} = (9.0 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$
Deep level A ₂	$E_{T(2)} = (0.204 \pm 0.005)$	$\sigma_{na(2)} = (0.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-12}$	$N_{t(2)} = (2.9 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$
Deep level A ₃	$E_{T(3)} = (0.395 \pm 0.004)$	$\sigma_{na(3)} = (0.11 \pm 0.02) \cdot 10^{-12}$	$N_{t(3)} = (2.6 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$

Tabella 4.3: Risultati relativi alla caratterizzazione elettrica dell'omogiunzione di Silicio p⁺-n.

Conclusioni

Un cristallo semiconduttore in equilibrio termodinamico è caratterizzato da una concentrazione non nulla di stati difettivi, così definiti poiché il loro effetto primario è quello di introdurre difetti nella periodicità del reticolo cristallino, che risulta perturbato.

Gli stati difettivi possono essere divisi in due categorie: quelli dovuti alla presenza di impurezze sostituzionali originano gli *shallow levels*, vale a dire che introducono livelli energetici accessibili agli elettroni localizzati vicino al bordo della banda di valenza o di conduzione; quelli originati da altre cause introducono nel materiale i *deep levels*, livelli energetici accessibili agli elettroni che si collocano più in profondità nell'*energy gap*.

Lo studio delle caratteristiche elettriche dei *deep levels* presenti in un materiale è fondamentale, in quanto:

- questi stati difettivi hanno effetti su alcune importanti proprietà dei materiali, ad esempio il tempo di vita medio dei portatori minoritari;
- può essere utile introdurre volontariamente i *deep levels* nel materiale, ad esempio per rendere un semiconduttore un semi-isolante;
- i *deep levels* non nativi contenuti in un campione sono legati al processo di crescita con cui è stato ottenuto e/o ai trattamenti a cui è stato sottoposto, ciò significa che una caratterizzazione di tali difetti permette anche di classificare i materiali in base a come sono stati ottenuti.

In questo lavoro la caratterizzazione elettrica dei *deep levels* presenti in un campione è stata fatta sfruttando la *Deep Level Transient Spectroscopy*: tale tecnica è basata sullo studio dei transienti di capacità che si manifestano in un dispositivo a giunzione in corrispondenza dei processi di cattura ed emissione dei *deep levels* presenti nel materiale in cui si estende la zona di svuotamento. I transienti sono elaborati in modo da restituire uno spettro, che costituisce il segnale di DLTS vero e proprio. Uno spettro di DLTS presenta tanti picchi quanti sono i *deep levels* contenuti nel materiale in esame, e può essere sfruttato per calcolare:

- energia di attivazione e sezione di cattura apparenti caratteristiche degli stati di un *deep level*;
- concentrazione degli stati di un *deep level*;

queste quantità si possono ottenere sfruttando i metodi esposti nel Capitolo 2, che si basano su un

modello standard per la DLTS in base al quale si assume che i transienti di capacità abbiano andamento esponenziale.

Gli obiettivi di questo lavoro erano:

- i. implementare e ottimizzare il *set-up* sperimentale necessario ad effettuare le misure di DLTS, e contestualmente sviluppare un *software* al fine di controllare gli strumenti facenti parte del sistema ed acquisirne le misure;
- ii. sfruttare il modello per la DLTS presentato in questo lavoro di tesi al fine di caratterizzare completamente almeno un campione i cui risultati sono noti in letteratura, al fine di verificare il corretto funzionamento del *set-up*.

Il primo obiettivo è stato raggiunto con successo. In particolare si evidenzia che è il *software* sviluppato ad elaborare i transienti di capacità acquisiti, al fine di produrre lo spettro di DLTS: la scelta di effettuare la correlazione in digitale ha il vantaggio di permettere la creazione, in contemporanea, di un numero di spettri a discrezione dell'utente, ciascuno relativo a una specifica *rate window*.

Anche il secondo obiettivo può dirsi pienamente raggiunto, di seguito si discutono più in dettaglio i risultati ottenuti.

Il primo campione presentato in questo elaborato è una giunzione Schottky Al-GaAs *n-type*, in cui il GaAs è stato cresciuto sfruttando la tecnica denominata *Liquid Encapsulation Czochralski* (LEC). I risultati ottenuti sono riportati in Tab. 4.4, e di seguito commentati:

Giunzione Schottky Al-GaAs n-type
$\eta_R = -3.9 \cdot 10^{-7}$
Resistenza in serie: $R_s = (6.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \Omega$
Fattore di idealità: $n = (4.20 \pm 0.13)$
Area della giunzione: $A = (0.0177 \pm 0.0005) \text{ cm}^2$
Concentrazione del drogante attivo: $N_d = (1.12 \pm 0.07) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Tabella 4.4: Risultati relativi alla giunzione Schottky Al-GaAs *n-type*.

Nonostante il dispositivo sia un buon diodo (il basso valore di η_R indica buone proprietà rettificanti e la resistenza in serie R_s è bassa), il suo fattore di idealità n ha un valore maggiore di quello indicato come riferimento massimo ($n \sim 1.20$) [6]: ciò significa che il campione ha un comportamento lontano dall'idealità, il che potrebbe essere dovuto alla presenza di un importante strato di ossido

all'interfaccia tra metallo e semiconduttore. L'alto valore di n evidenzia inoltre la non totale affidabilità della misura di C-V, dalla quale si ricava la concentrazione N_d del drogante attivo.

Gli spettri di DLTS relativi alla giunzione Schottky hanno manifestato due discrepanze rispetto al comportamento atteso dalla teoria:

- picchi corrispondenti in spettri relativi a diverse *rate window* e_n hanno ampiezze molto diverse, nonostante il parametro β sia lo stesso per ogni e_n . Il valore di β è dato dal rapporto t_2/t_1 dei due istanti temporali che definiscono la *rate window* selezionata, ovvero gli istanti tra cui si calcolano le differenze di capacità $C(t_1) - C(t_2)$;
- l'ampiezza del transiente ΔC_0 (e di conseguenza l'altezza dei picchi) dovrebbe aumentare al crescere della concentrazione di elettroni presenti nel *deep level* prima della fase di emissione, raggiungendo un massimo a partire dalla larghezza t_f del *filling pulse* che garantisce il completamento della fase di cattura. Ciò non si verifica per il campione di GaAs *n-type* analizzato.

Le deviazioni dal comportamento ideale sono una manifestazione del fatto che questo campione non è descritto correttamente dal modello per la DLTS presentato in questo lavoro: ciò è dovuto all'alta densità di trappole nel GaAs *n-type*, originata dal metodo di crescita.

Alla luce di ciò è chiaro che una caratterizzazione quantitativa dei *deep levels* ottenuta sfruttando i metodi illustrati nel Capitolo 2 sarebbe errata.

Nonostante la non applicabilità dei metodi esposti in questo elaborato, il primo campione è stato comunque utile sia per testare gli strumenti utilizzati sia per indagare i limiti del modello proposto.

Il secondo campione esaminato è un'omogiunzione p^+-n di Silicio irraggiata con elettroni ad alta energia. I risultati relativi a questo diodo sono riportati in Tab. 4.5.

Anche in questo caso il dispositivo esibisce buone proprietà rettificanti e ha una bassa resistenza in serie R_s . Dalla caratteristica C-V sono stati ricavati il valore della concentrazione N_d di drogaggio attivo e il valore del potenziale di *built-in* ϕ_{bi} .

Il campione manifesta un comportamento in linea con quanto atteso dalla teoria, per questo motivo è stato possibile caratterizzare i *deep levels* presenti nella parte *n-type* sfruttando il modello presentato nel Capitolo 2:

- le energie di attivazione apparenti dei tre *deep levels* presenti nel semiconduttore sono confrontabili con i valori di letteratura: $E_{T(1),lett} = 0.17$ eV, $E_{T(2),lett} = 0.22$ eV e $E_{T(3),lett} = 0.43$ eV;
- le sezioni di cattura apparenti evidenziano una maggiore efficienza di cattura dei *deep levels* A_2 e A_3 rispetto a A_1 ;
- le concentrazioni N_t delle trappole di ogni *deep level* sono minori di tre ordini di grandezza rispetto alla concentrazione di atomi di drogante, per questo motivo si è potuto sfruttare il

modello della DLTS basato sull'assunzione per cui $N_t \ll N_d$. Si può inoltre notare che i *deep levels* A_2 e A_3 hanno concentrazioni di trappole confrontabili, il che è coerente con la comune origine che hanno gli stati difettivi a cui sono dovuti i due livelli.

Omogiunzione p⁺-n di Silicio			
$\eta_R = -6.1 \cdot 10^{-8}$			
Resistenza in serie: $R_s = (5.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-1} \Omega$			
Area della giunzione: $A = (0.0400 \pm 0.0004) \text{ cm}^2$			
Concentrazione del drogante attivo: $N_d = (2.51 \pm 0.05) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$			
Potenziale di <i>built-in</i> : $\phi_{bi} = (0.77 \pm 0.08) \text{ V}$			
	Energia di attivazione apparente E_T (eV)	Sezione di cattura apparente σ_{na} (cm ⁻²)	Concentrazione delle trappole (cm ⁻³)
Deep level A_1	$E_{T(1)} = (0.165 \pm 0.003)$	$\sigma_{na(1)} = (0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-15}$	$N_{t(1)} = (9.0 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$
Deep level A_2	$E_{T(2)} = (0.204 \pm 0.005)$	$\sigma_{na(2)} = (0.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-12}$	$N_{t(2)} = (2.9 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$
Deep level A_3	$E_{T(3)} = (0.395 \pm 0.004)$	$\sigma_{na(3)} = (0.11 \pm 0.02) \cdot 10^{-12}$	$N_{t(3)} = (2.6 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$

Tabella 4.5: Risultati relativi alla caratterizzazione elettrica dell'omogiunzione di Silicio p⁺-n.

Appendice A

Programma per l'acquisizione dati della DLTS

Il software "DLTS Acquisition Program.vi" è stato sviluppato usando LabVIEW (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*), che mette a disposizione un ambiente all'interno del quale è possibile implementare un'interfaccia tra gli strumenti e la parte di elaborazione delle misure [44]. Proprio in virtù di ciò, l'ambiente LabVIEW è composto da due parti principali:

- il *Front Panel*, che costituisce la parte di interfaccia più intuitiva, tramite la quale l'utente può pilotare gli strumenti e acquisirne le misure;
- il *Block Diagram*, che consiste nella parte di programmazione vera e propria, tramite la quale si regolano il flusso e l'elaborazione dei dati.

È importante sottolineare che la peculiarità di LabVIEW è l'essere basato su un linguaggio di programmazione grafico, grazie al quale l'esecuzione del programma non dipende dall'ordine in cui esso è costruito, bensì da come fluiscono i dati all'interno del suo ambiente. L'acquisizione, il flusso, il salvataggio e l'elaborazione dei dati sono controllati connettendo con fili virtuali unità di lavoro chiamate *sub-vi*.

Il programma può essere sostanzialmente diviso in due parti: la prima è dedicata al controllo della rampa di temperatura a cui deve essere sottoposto il campione, la seconda verte sull'acquisizione dei transienti di capacità e sulla loro elaborazione volta ad ottenere gli spettri di DLTS.

LakeShore 332 set-up

Una volta avviato il programma la prima schermata che appare è quella mostrata in Fig. A.1, tramite la quale si può iniziare ad impostare alcuni parametri del LakeShore 332, ovvero quello adibito al controllo della rampa di temperatura a cui è sottoposto il campione.

La prima operazione che l'utente deve fare è assegnare a ognuno dei quattro quadranti del *display* una

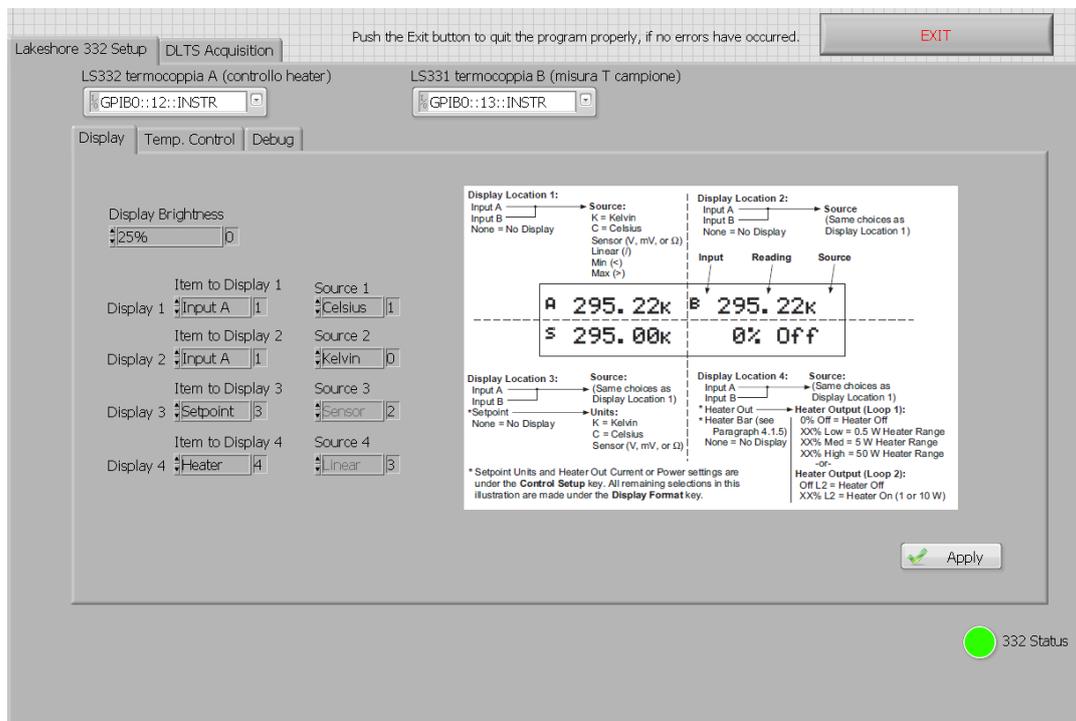


Figura A.1: Schermata iniziale del software “DLTS Acquisition Program.vi”.

quantità di cui si vuole poter leggere il valore. Nell'esempio in figura si è deciso di visualizzare sulla *display* la temperatura misurata dalla termocoppia A sia in gradi Kelvin che in Celsius, il valore del *setpoint* impostato (in gradi Kelvin) e la potenza dell'elemento riscaldatore (espressa come percentuale della massima possibile).

Si noti che, nonostante la prima sezione del *software* sia dedicata al controllo della rampa di temperatura, sono comunque interfacciati entrambi i LakeShore: questo perché, come già detto, le misure della temperatura a cui si trova il campione sono acquisite dal sensore della termocoppia B.

Nella seconda schermata del programma (Fig. A.2) l'utente può impostare i parametri che caratterizzano il riscaldamento del diodo:

- il valore e l'unità di misura del *setpoint*, ovvero la temperatura finale della rampa;
- la quantità fisica che costituisce il segnale di output dell'elemento riscaldatore (a scelta tra potenza o corrente);
- il *range* di potenza del segnale di output del riscaldatore (a scelta tra basso, medio e alto);
- la modalità di controllo dei parametri dell'algoritmo PID (e quando tale modalità è impostata come “manuale” si devono poi inserire i valori di P, I e D);

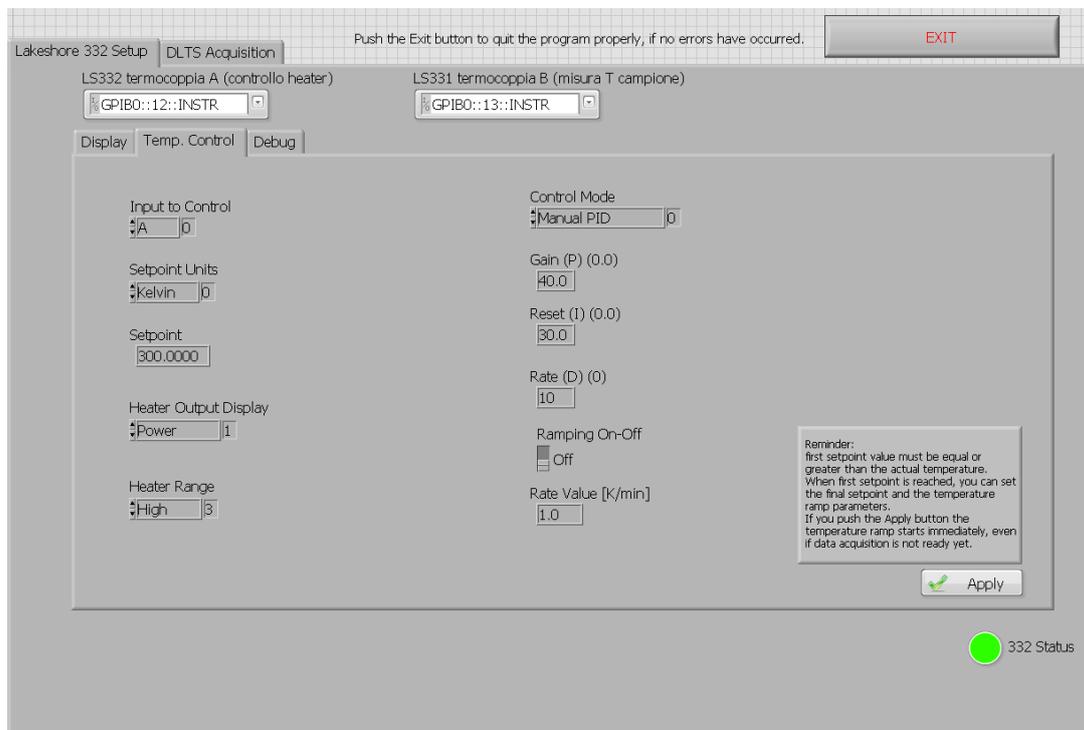


Figura A.2: Seconda schermata del software “DLTS Acquisition Program.vi”.

Si può infine selezionare se attivare o no la modalità *ramping*:

- quando essa è disattivata il campione raggiunge la temperatura finale di *setpoint* con una velocità non controllata dall'utente, e che varia a seconda del *setpoint* stesso. Questo avviene perché l'algoritmo del PID controlla la potenza del riscaldatore valutando l'errore (e) sempre rispetto al *setpoint* fissato inizialmente: questo significa che al crescere della temperatura tale errore diminuisce sensibilmente, dunque il termine preponderante nella (3.6) è quello derivativo, che determina la velocità di risposta dello strumento. Tipicamente quando si è in modalità *ramping OFF* il *setpoint* è raggiunto più velocemente rispetto al caso in cui il *ramping* è attivo, e si ha un *overshoot* maggiore alla fine del processo di riscaldamento. Questa modalità è adatta ad essere usata nel caso in cui si voglia raggiungere velocemente un certo valore di temperatura, dal quale si farà partire la rampa di temperatura e la misura di DLTS.
- Quando si seleziona la modalità *ramping ON* è necessario anche specificare il *rate* di incremento della temperatura, espresso in K/min. La differenza principale rispetto alla situazione precedente è che in questo caso, nonostante si fissi ancora il *setpoint* finale, esso non è il valore rispetto al quale si calcola l'errore (e) mentre il riscaldatore è attivo. Il meccanismo

che permette di scaldare il campione a un *rate* costante si basa infatti sul calcolo di (e) rispetto a setpoint successivi, generati automaticamente dallo strumento e via via sempre più alti. In questo modo (e) è mantenuto circa costante, e il termine derivativo nella (3.9) perde quindi importanza rispetto a quello integrativo. Il fatto che il termine proporzionale a I sia quello dominante ha l'effetto di stabilizzare la potenza del riscaldatore, e ciò si traduce in un riscaldamento del campione a un *rate* circa costante.

È ovvio che questa modalità risulta essere particolarmente indicata nel momento in cui si acquisiscono i transienti di capacità per elaborare il segnale DLTS.

La terza schermata del programma costituisce l'ultima parte relativa al controllo del LakeShore 332. La sezione è chiamata *Debug*, e permette di controllare l'andamento della temperatura del campione (misurata dalla termocoppia B) in funzione del tempo. Lo scopo di questo controllo è quello di poter monitorare la rampa di temperatura, al fine di iniziare ad acquisire i transienti di capacità (e quindi costruire il segnale DLTS) nel momento in cui questa si è già stabilizzata.

DLTS Acquisition

Ci concentriamo ora sulla seconda parte del *software*, che è incentrata sull'acquisizione dei transienti di capacità (che, come già spiegato, variano al crescere della temperatura) e sulla loro elaborazione.

La prima schermata di questa sezione è mostrata in Fig. A.3: essa è dedicata principalmente al controllo del segnale di tensione con cui verrà stimolato il campione.

Innanzitutto bisogna impostare manualmente sul SULA i parametri V_r , V_p , t_r e t_f e successivamente inserirli negli appositi campi sul lato sinistro della scheda del programma, in modo che essi siano trascritti come intestazione dei file prodotti dal programma.

Successivamente l'utente deve impostare i seguenti parametri:

- *Trigger source*: è il canale della scheda di acquisizione sul quale è trasmesso il segnale di *trigger* prodotto dal SULA. Lo strumento, tramite un connettore BNC denominato *Sync Out* posto sul retro, fornisce infatti in output un segnale di *trigger*, costituito da un treno di impulsi quadrati sincronizzati con quelli forniti al campione dal modulo generatore. Questo significa che il periodo del segnale di *trigger* coincide con t_r , e ciò può essere sfruttato per controllare l'acquisizione del segnale di capacità, come spiegato di seguito.
- *Pulse voltage ch.*: è il canale della scheda di acquisizione dal quale si acquisisce il segnale della tensione impulsata applicata al diodo, che è poi rappresentato in funzione del tempo nel grafico sul lato destro della schermata.

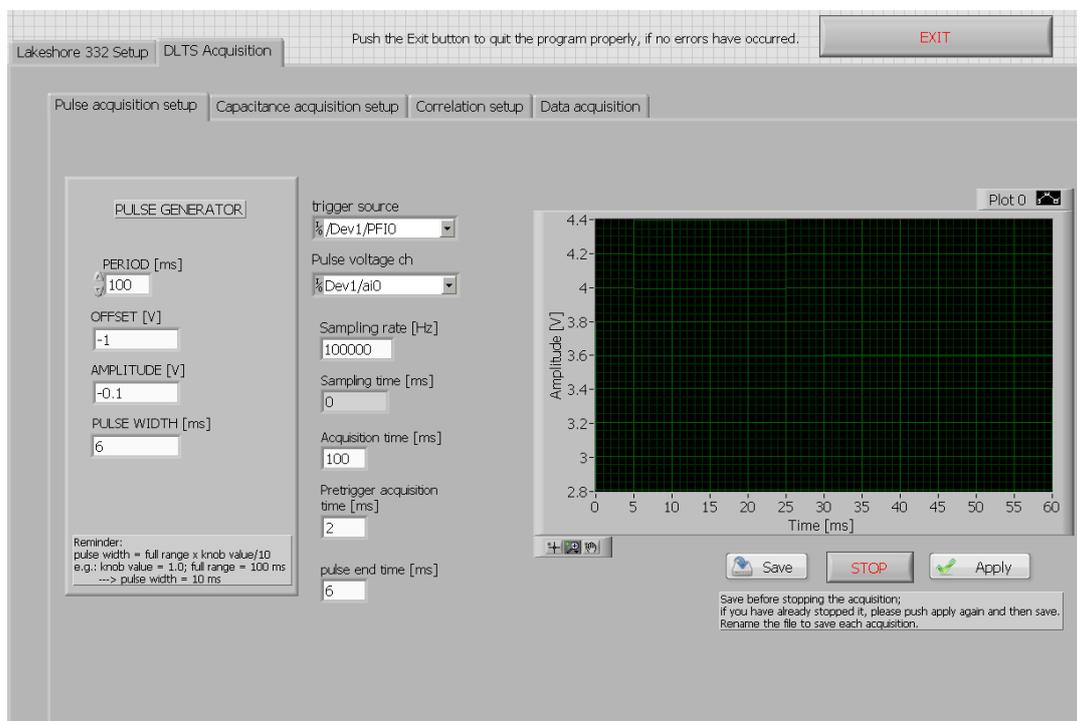


Figura A.3: Prima schermata della parte di *software* relativa all'acquisizione dei transienti di capacità.

- *Sampling rate (Hz)*: è la frequenza di campionamento con cui viene acquisito ciascun transiente di capacità.
- *Acquisition time (ms)*: permette di impostare la lunghezza dell'intervallo di tempo durante cui avviene l'acquisizione (del segnale di tensione applicato al diodo, o della variazione di capacità). Ovviamente, se si desidera acquisire un singolo impulso di tensione o un singolo transiente di capacità è necessario che l'*acquisition time* sia inferiore al periodo t_r .
- *Pre-trigger acquisition time (ms)*: come già detto, l'acquisizione può essere controllata sfruttando il segnale di *trigger* prodotto dal SULA. Il modo più semplice di fare ciò sarebbe quello di fissare l'inizio dell'acquisizione in corrispondenza del fronte di salita dell'impulso; nel nostro caso si è scelto però di farla iniziare prima, in particolare si anticipa del numero di ms inserito nel campo "*Pre-trigger acquisition time*".
- *Pulse end time (ms)*: in questo campo deve essere inserito il valore dell'istante in cui l'impulso V_p si annulla. Questo permetterà di visualizzare, nelle schermate successive del programma, transienti di capacità il cui inizio coincide con l'origine dell'asse temporale.

La schermata successiva è mostrata in Fig. A.4.

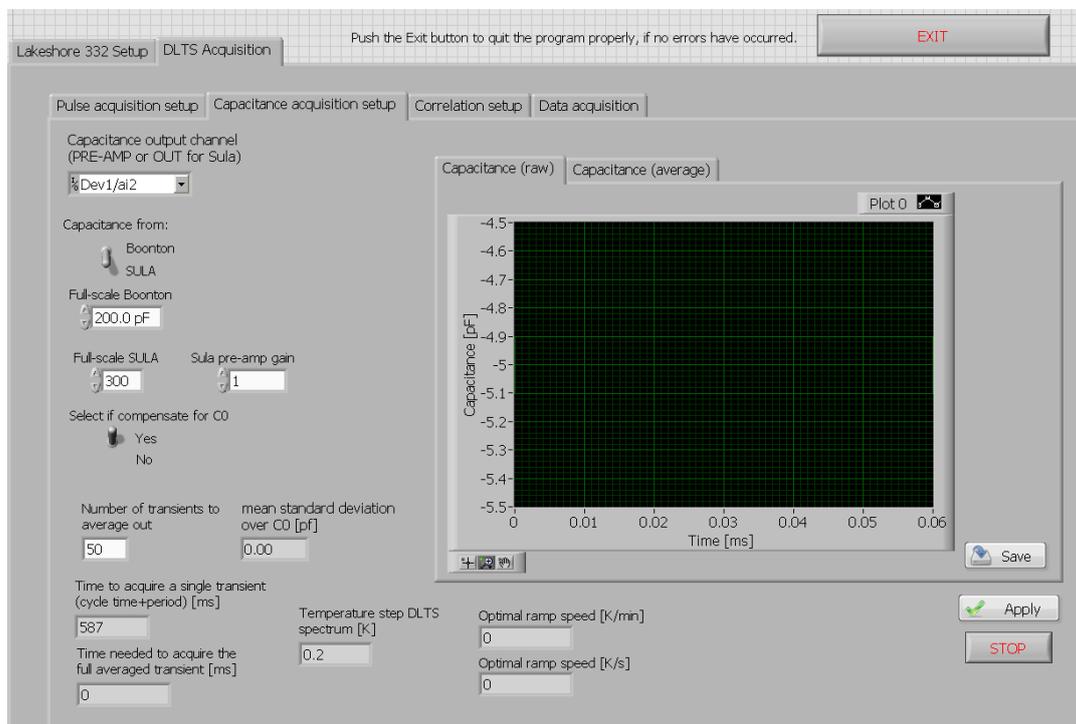


Figura A.4: Schermata relativa al controllo delle caratteristiche dei transienti di capacità acquisiti.

In questa fase l'utente può controllare le caratteristiche del segnale di capacità acquisito, che viene poi elaborato per generare il segnale di DLTS.

Per prima cosa bisogna decidere da quale canale della scheda di acquisizione si acquisirà il segnale di capacità e quale capacimetro verrà usato (SULA o Boonton 7200).

Successivamente si deve scegliere se compensare il segnale di capacità, ovvero se sottrarre a tutti i valori acquisiti la capacità $C(\infty)$ misurata nell'intervallo di tempo determinato dal *Pre-trigger acquisition time*, cioè quando il diodo non è stato ancora sottoposto al picco di tensione V_p . Si noti che, qualora il segnale di capacità sia acquisito dall'uscita *pre-amp* del SULA, questa operazione non ha effetto in quanto è una ripetizione del processo di auto compensazione già realizzato dallo strumento.

Ricordiamo ora che il segnale di DLTS è costituito dalle differenze $C(t_1) - C(t_2)$, rappresentate in funzione della temperatura. Per aumentare il rapporto segnale/rumore dello spettro di DLTS è quindi chiaro che bisogna aumentare il rapporto segnale/rumore dei valori di capacità acquisiti: per questo motivo il transiente di capacità che viene effettivamente usato per calcolare la differenza $C(t_1) - C(t_2)$ è frutto della media di n transienti, l'effetto è che le fluttuazioni casuali dovute al rumore tendano ad annullarsi statisticamente. Il numero n di transienti da mediare deve essere inserito dall'utente nel campo denominato *Number of transiente to average out*.

L'operazione appena descritta ha quindi il vantaggio di "pulire" il segnale di capacità acquisito, ma introduce una questione relativa al *rate* del riscaldamento del campione. Come è ovvio, gli n transienti di capacità che, mediati, restituiscono il transiente "pulito" devono essere misurati alla stessa temperatura: ciò significa che il riscaldamento del campione deve essere abbastanza lento da rendere trascurabile la differenza di temperatura che si ha tra l'acquisizione del primo e dell'ultimo transiente da mediare. Nel *software* sviluppato per questo lavoro è stata quindi implementata una funzione che calcola il *rate* ideale della rampa di temperatura, sulla base del tempo necessario al sistema per acquisire il numero di transienti impostato. È importante sottolineare che l'esecuzione del *software* qui presentato non è vincolata a seguire un ordine preciso, pertanto in qualunque momento è possibile accedere alla sezione relativa alla rampa di temperatura e modificarne il *rate*, dandogli magari proprio il valore ottimale suggerito dal programma.

La sezione successiva è dedicata alla selezione della *rate window* (Fig. A.5).

Si noti prima di tutto che il *software* permette di selezionarne un numero arbitrario, ed esse:

- possono essere determinate dall'utente, che deve inserire i valori di t_1 e t_2 (per ciascuna *rate window*) negli appositi campi del pannello denominato *Manual*;

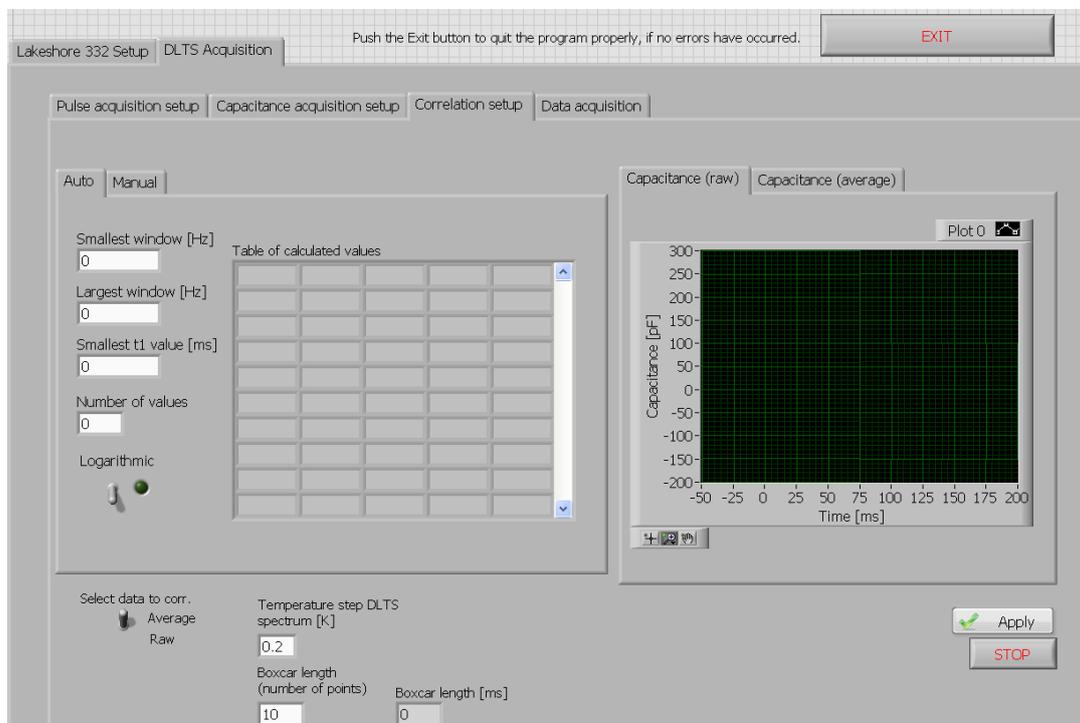


Figura A.5: Schermata relativa alla selezione della *rate window*.

- possono essere generate dal *software*, una volta che l'utente ha inserito nel pannello *Auto* il valore del t_1 più piccolo (che ricordiamo deve essere successivo al tempo di risposta dello strumento), del parametro $\beta = t_2/t_1$, della *rate window* maggiore e della minore.

Inoltre, per ottenere una misura più precisa, per ogni *rate window* le capacità $C(t_1)$ e $C(t_2)$ non sono misurate solo in corrispondenza dei due istanti designati, ma sono ottenute mediando i valori di capacità che si hanno in due intervalli Δt centrati rispettivamente in t_1 e t_2 . L'ampiezza di tali intervalli può essere definita dall'utente inserendo nel campo *Boxcar length* il numero dei valori di capacità, campionati intorno a $C(t_{1,2})$, di cui fare la media.

L'ultimo parametro che deve essere impostato è il *rate* a cui calcolare le differenze $C(t_1) - C(t_2)$, o in altre parole il *rate* con cui lo spettro di DLTS deve essere costruito. Nel campo *Temperature step DLTS spectrum* bisogna quindi inserire il valore della differenza di temperatura che si desidera avere tra un punto dello spettro e il suo successivo.

La funzione più importante della schermata finale del *software* è quella di avviare la costruzione del segnale di DLTS, che viene mostrato in tempo reale in un grafico. Ovviamente si otterranno tanti spettri quante sono le *rate window* selezionate.

Nella schermata sono presenti anche altri tre pannelli, che possono essere visualizzati durante la costruzione del segnale di DLTS per monitorare l'andamento della rampa di temperatura e dei transienti di capacità (si può vedere sia il transiente singolo, "*raw*", sia il transiente mediato sugli n valori impostati in precedenza, indicato con "*average*").

Infine, in quest'ultima sezione del programma è anche presente un indicatore denominato *cycle time* che mostra il tempo impiegato dal PC per acquisire gli n transienti di capacità, mediarli e calcolare le differenze $C(t_1) - C(t_2)$ per ciascuna delle *rate window* selezionate.

Bibliografia

- [1] M. Grundmann, "The Physics of Semiconductors", *Springer*, 2010.
- [2] M. S. Tyagi, "Introduction to Semiconductors Materials and Devices", *Wiley*, 1991.
- [3] N. W. Ashcroft e N. D. Mermin, "Solid State Physics", *Harcourt College Publishers*, 1976.
- [4] G. L. Miller, D. V. Lang e L. C. Kimerling, "Capacitance transient spectroscopy", *Ann. Rev. Mat. Sci.*, p. 377-448, 1977.
- [5] J. H. Davies, "The Physics of Low-Dimensional Semiconductors", *Cambridge University Press*, 1998.
- [6] P. Blood e J. W. Orton, "The electrical characterization of semiconductors: majority carriers and electron states", *Academic Press*, 1992.
- [7] J. Millman e A. Grabel, "Microelectronics", *McGraw-Hill*, 2001.
- [8] <http://c21.phas.ubc.ca/article/solar-energy-how-do-photovoltaics-work>
- [9] <https://www.phys.ksu.edu/personal/cocke/classes/phys506/spectra.htm>
- [10] J. H. Leck, "Theory of Semiconductor Junction Devices", *Pergamon*, 2013.
- [11] E. H. Rhoderick e R. H. Williams, "Metal-Semiconductor Contacts", *Oxford Science Publications*, 1988
- [12] P. Atkins e J. de Paula, "Physical Chemistry", *W. H. Freeman*, 2009.
- [13] http://gorgia.no-ip.com/phd/html/thesis/phd_html/node3.html
- [14] J. P. McKelvey, "Solid state and semiconductor physics", *Harper*, 1967.
- [15] D. A. Neamen, "Semiconductor physics and devices", *McGraw-Hill*, 2003.

- [16] S. M. Sze, "Physics of semiconductor devices", *Wiley*, 1981
- [17] W. Shockley, "The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistor", *Bell Syst. Tech. J. vol. 435*, 1949.
- [18] R. A. Stradling e P. C. Klipstein, "Growth and characterization of Semiconductors", *CRC Press*, 1990.
- [19] W. Kohn, "Shallow Impurity States in Semiconductors", *Physica vol. 146B*, 1987.
- [20] D. C. Look, *Phys. Rev. vol. B24 no. 5852*, 1981.
- [21] D. V. Lang, "Deep Level Transient Spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors", *J. Appl. Phys. vol. 45 no. 3023*, 1974.
- [22] C. Kittel, H. Kroemer, "Thermal Physics", *W. H. Freeman*, 1980.
- [23] P. Blood, P. J. Hulyer, non pubblicato.
- [24] S.D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl, I.N. Yassievich, A.A. Istratov e E.R. Weber, *Phys. Rev. B61, no. 10361*, 2000.
- [25] D. C. Look, "Electrical characterization of GaAs materials and devices", *Wiley*, 1989.
- [26] H. J. Scheel, P. Capper e P. Rudolph, "Crystal Growth Technology: Semiconductors and Dielectrics", *Wiley*, 2010.
- [27] R. Fornari, E. Gombia e R. Mosca, *J. El. Mat. vol. 18 no. 2*, 1989.
- [28] <http://www.wikipedia.org>
- [29] J. Yoshino, M. Tachikawa, N. Matsuda, M. Mizuto e H. Kukimoto, *Jap. J. Appl. Phys., vol. 23*, 1984.
- [30] K. Sumino, "Defect Control in Semiconductors", *Elsevier*, 1990.
- [31] W. M. Clark Jr., "Electron Gun Technology", *Paperback*, 197.
- [32] L. C. Kimerling, H. M. DeAngelis e J. W. Diebold, *Solid State Commun. vol. 16 no. 171*, 1975.
- [33] A. O. Evwaraye e E. Sun, *J. Appl. Phys. vol. 47 no. 3776*, 1976.
- [34] B. G. Svensson, B. Mohadjeri *et al.*, *Phys. Rev. B, vol. 43 no. 3*, 1991.
- [35] D. K. Schroder, "Semiconductor Material and Device Characterization", *Wiley-Interscience*, 1998.

- [36] User's Manual Temperature Controller Model 331, *Lakeshore*.
- [37] User's Manual Temperature Controller Model 332, *Lakeshore*.
- [38] User's Manual Deep Level Transient Spectrometer SULA, *SULA Technologies*.
- [39] <https://www.janis.com/>
- [40] P. Omling, L. Samuelson e H. G. Grimmeiss, *J. Appl. Phys.*, vol. 54 no. 5117, 1983.
- [41] W. R. Thurber, R. A. Forman e W. E. Phillips, *J. Appl. Phys.*, vol. 53 no. 7397, 1982.
- [42] E. Gombia, non pubblicato.
- [43] K. Misiakos e D. Tsamakis, "Accurate measurements of the silicon intrinsic carrier density from 78 to 340 K", *J. Appl. Phys.*, vol. 74 no.5, 1993.
- [44] <http://www.ni.com>