

Università degli Studi di Torino

DIPARTIMENTO DI FISICA

Corso di Laurea Magistrale in Fisica Nucleare e Subnucleare



Tesi di Laurea Magistrale

Caratterizzazione di rivelatori al silicio innovativi

Relatore:

Dott. Riccardo Bellan

Corelatore:

Dott. Nicolò Cartiglia

Candidato:

Antonella Picerno

Anno accademico 2013-2014

*L'acqua che cammina
piano piano si raffina*

Indice

Introduzione	9
1 I Semiconduttori	11
1.1 Proprietà Generali	11
1.2 Struttura elettronica a bande di energia	12
1.3 Semiconduttori intrinseci	14
1.4 Semiconduttori estrinseci	14
1.4.1 Drogaggio di tipo n	14
1.4.2 Drogaggio di tipo p	15
1.5 Correnti nei semiconduttori	16
1.6 Giunzione p-n	18
1.6.1 Polarizzazione diretta	19
1.6.2 Polarizzazione inversa	20
2 Rivelatori a semiconduttore	22
2.1 Interazioni delle particelle con la materia	22
2.1.1 Interazione di particelle cariche	23
2.1.2 Interazione di fotoni con la materia	26
2.2 Funzionamento dei rivelatori a stato solido	27
2.2.1 Formazione del segnale nei rivelatori	28
2.2.2 Corrente indotta e Teorema di Ramo	29
2.2.3 Il rumore ed il sistema di misura	31
2.3 Tecnologie di produzione del silicio	32
2.3.1 Metodo Czochralski	33
2.3.2 Metodo Float Zone	34
2.3.3 Crescita epitassiale	35
2.3.4 Produzione dei sensori	35
3 Rivelatori al silicio innovativi	38
3.1 Principali tipologie di rivelatori al silicio	38
3.1.1 PiN	38
3.1.2 Microstrip	39
3.1.3 Pixel	41

3.1.4	Fotodiodo a valanga (APD)	42
3.1.5	Fotomoltiplicatore al silicio (SiPM)	43
3.2	Ionizzazione da impatto e guadagno	44
3.3	Low Gain Avalanche Detector	47
3.3.1	Struttura interna	47
3.4	Ultra Fast Silicon Detectors	50
3.4.1	Rivelatori sottili	51
3.4.2	Risoluzione temporale	52
3.4.3	Applicazioni degli UFSD	55
4	Caratterizzazione dei sensori	56
4.1	Lista dei sensori al silicio innovativi	56
4.2	Strumenti utilizzati in laboratorio	58
4.2.1	Il generatore di tensione	58
4.2.2	Il misuratore LCR	59
4.2.3	Il bias-tee	60
4.2.4	L'amplificatore	60
4.2.5	L'oscilloscopio	60
4.2.6	Il laser	61
4.3	LabView	62
4.4	Caratterizzazione dei rivelatori LGAD	63
4.4.1	Curva I-V	64
4.4.2	Curva C-f	65
4.4.3	Curva C-V	67
4.4.4	Curva Q-V	75
	Conclusioni	81
	A Grafici delle curve I-V	83
A.1	Run 6474	83
A.2	Run 7062	84
	B Grafici delle curve C-V	86
B.1	Run 6474	86
B.2	Run 7062	88
	C Grafici delle curve $1/C^2$-V	90
C.1	Run 6474	90
C.2	Run 7062	92
	D Grafici dei profili di drogaggio	94
D.1	Run 6474	94
D.2	Run 7062	96
	Bibliografia	97

<i>INDICE</i>	4
Ringraziamenti	101

Elenco delle figure

1.1	Struttura atomica del Silicio.	12
1.2	Struttura a bande.	13
1.3	Drogaggio di tipo n.	15
1.4	Drogaggio di tipo p.	15
1.5	Andamento della velocità di deriva in funzione di E	16
1.6	Giunzione p-n e sue caratteristiche.	18
1.7	Polarizzazione diretta : $V_p > V_n$	20
1.8	Polarizzazione inversa : $V_n > V_p$	20
1.9	Caratteristica $I(V)$ della giunzione $p - n$	21
2.1	Interazioni a livello atomico.	22
2.2	Perdita di energia in funzione di $\beta\gamma = p/mc$	24
2.3	Perdita di energia di particelle pesanti in diversi materiali.	25
2.4	Schema del funzionamento di un rivelatore al silicio.	27
2.5	Linee di campo di una carica in un condensatore a facce piane parallele.	29
2.6	Cariche che si muovono in un condensatore a facce piane parallele.	30
2.7	Schema generale di un apparato di misura.	31
2.8	Apparato Czochralski per la crescita dei monocristalli.	33
2.9	Apparato Float Zone per la crescita dei monocristalli.	34
2.10	Crescita epitassiale.	35
2.11	Illustrazione delle principali fasi di produzione dei dispositivi a semiconduttore.	36
3.1	Vista schematica di un diodo PiN.	38
3.2	Rivelatore a microstrip.	39
3.3	Rivelatore a microstrip a doppia faccia	40
3.4	Ambiguità per un rivelatore a microstrip a doppia faccia.	41
3.5	Rivelatore a pixel ibrido.	42
3.6	Struttura interna di un APD.	43
3.7	Struttura di un SiPM.	44
3.8	Rappresentazione schematica della moltiplicazione a valanga.	45

3.9	Grafico che mostra la dipendenza del coefficiente di ionizzazione dal campo elettrico.	46
3.10	Struttura schematizzata dei LGAD.	47
3.11	Andamento del campo elettrico: in verde è rappresentato il picco di E ai bordi della giunzione.	48
3.12	Andamento del campo elettrico in funzione della distanza dal centro del sensore in cui si può osservare un picco in corrispondenza dei bordi della giunzione.	48
3.13	Rappresentazione schematica dei LGAD con una struttura JTE.	49
3.14	Uniformità della distribuzione del campo elettrico in LGAD con tecnologia JTE: i valori di E sono misurati in V/cm	49
3.15	Distribuzione dell'intensità del campo elettrico in cui si vede la differenza tra i valori massimi raggiungibili da E nelle configurazioni di LGAD con e senza JTE.	50
3.16	Caratteristiche dei sensori UFSD in funzione dello spessore.	51
3.17	Rivelatori UFSD: Epitassiali per la rivelazione di particelle cariche (a) e Float Zone per la rivelazione di fotoni (b).	52
3.18	Principali componenti utilizzate per le misure del tempo di arrivo di una particella.	53
3.19	Effetto del time walk all'uscita del discriminatore per segnali con ampiezza diversa.	54
3.20	Effetto del jitter	54
4.1	Uno dei sensori LGAD usati in laboratorio.	57
4.2	I sensori di tipo DR hanno una finestra quadrata molto ampia nella metallizzazione presente sull'elettrodo n, mentre quelli di tipo DC presentano una finestra circolare.	57
4.3	Generatore di tensione Keithley 2410.	59
4.4	Agilent E4980A LCR Meter.	59
4.5	Bias-tee utilizzato in laboratorio: il connettore SMA 1 serve per immettere la frequenza; il connettore SMA 2 è utilizzato per fornire la tensione al sensore, mentre l'ultimo connettore SMA è l'uscita	60
4.6	Amplificatore utilizzato in laboratorio, con il connettore per il segnale in entrata (IN), il connettore per il segnale in uscita (OUT) e in basso il collegamento a terra (GND) e all'alimentazione elettrica.	61
4.7	Oscilloscopio LeCroy 625Zi.	61
4.8	Controller del laser con le due teste.	62
4.9	Schermata del Front Panel di LabView.	63
4.10	Grafico della curva I-V del sensore W8_B4.	64
4.11	Grafico della curva C-f del sensore W8_B4.	65
4.12	Ingrandimento della curva C-f del sensore W8_B4 della regione attorno alla frequenza di lavoro.	66

4.13	Curva C-V relativa al sensore W7_D7 del run 7062: la tensione riportata sul grafico è quella erogata dal generatore di tensione che, in polarizzazione inversa, coincide con la tensione sul sensore.	67
4.14	Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $1/C^2 - V$ del sensore senza guadagno W7_D7.	69
4.15	Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $C - V$ del sensore con guadagno W8_B4: il ginocchio presente tra 10 e 40 V è dovuto allo svuotamento dello strato di guadagno.	69
4.16	Struttura schematizzata dei sensori senza guadagno.	71
4.17	Curva $1/C^2 - V$ relativa al sensore W7_D7 senza guadagno del run 7062.	71
4.18	Grafico del profilo di drogaggio del sensore W7_D7 del run 7062.	72
4.19	Struttura schematizzata dei sensori con guadagno.	72
4.20	Curva $1/C^2 - V$ relativa al sensore W8_B4 con guadagno.	73
4.21	Profilo di drogaggio atteso per sensori con guadagno.	74
4.22	Grafico del profilo di drogaggio del sensore W8_B4.	74
4.23	Setup per la presa dati della curva Q-V.	75
4.24	Sensore, testa laser, fibra ottica, bias-T e amplificatore.	75
4.25	Istantanea del segnale sull'oscilloscopio.	76
4.26	Curva Q-V del sensore W7_D7 senza guadagno.	76
4.27	Curva Q-V del sensore W8_B4 con guadagno.	77
4.28	Grafico delle curve Q-V dei sensori.	78
4.29	Curve di guadagno.	78
4.30	Creazione di cariche libere da parte di un segnale laser con $\lambda = 400 \text{ nm}$ che simula l'interazione di una particella α con il sensore.	79
4.31	Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $Q - V$ del sensore senza guadagno W7_D7.	80
4.32	Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $Q - V$ del sensore con guadagno W3_H5.	80
A.1	Grafico della curva I-V del sensore W8_C6 con guadagno.	83
A.2	Grafico della curva I-V del sensore W9_B6 senza guadagno.	84
A.3	Grafico della curva I-V del sensore W1_F3 con guadagno.	84
A.4	Grafico della curva I-V del sensore W3_H5 con guadagno.	85
A.5	Grafico della curva I-V del sensore W7_D7 senza guadagno.	85
B.1	Grafico della curva C-V del sensore W9_B6 senza guadagno.	86
B.2	Grafico della curva C-V del sensore W8_B4 con guadagno.	87
B.3	Grafico della curva C-V del sensore W8_C6 con guadagno.	87
B.4	Grafico della curva C-V del sensore W7_D7 senza guadagno.	88
B.5	Grafico della curva C-V del sensore W1_F3 con guadagno.	88

B.6	Grafico della curva C-V del sensore W3_H5 con guadagno. . .	89
C.1	Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W9_B6 senza guadagno.	90
C.2	Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W8_B4 con guadagno.	91
C.3	Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W8_C6 con guadagno.	91
C.4	Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W7_D7 senza guadagno.	92
C.5	Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W1_F3 con guadagno.	92
C.6	Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W3_H5 con guadagno.	93
D.1	Profilo di drogaggio del sensore W9_B6 senza guadagno. . . .	94
D.2	Profilo di drogaggio del sensore W8_B4 con guadagno.	95
D.3	Profilo di drogaggio del sensore W8_C6 con guadagno.	95
D.4	Profilo di drogaggio del sensore W7_D7 senza guadagno. . . .	96
D.5	Profilo di drogaggio del sensore W1_F3 con guadagno.	96
D.6	Profilo di drogaggio del sensore W3_H5 con guadagno.	97

Elenco delle tabelle

2.1	Parametri dell'equazione di Bethe-Bloch	23
4.1	Lista dei sensori CNM analizzati.	57
4.2	Valori di V_{depl} trovati a partire dalle curve $C - V$ e $1/C^2 - V$	68
4.3	Valori di V_{depl} trovati a partire dalle curve $Q - V$; le misure hanno tutte un'incertezza dovuta alla sistematica del metodo.	81

Sommario

Questo lavoro è dedicato all'analisi dei Low Gain Avalanche Detectors (LGAD), che rappresentano un'evoluzione di rivelatori al silicio con moltiplicazione interna di carica. Il disegno LGAD è alla base dello sviluppo degli Ultra Fast Silicon Detectors (UFSD). Gli UFSD sono rivelatori al silicio che, sfruttando la moltiplicazione interna e il ridotto spessore, saranno in grado di misurare con grande precisione sia l'informazione spaziale che temporale del passaggio di una particella carica. Si prevede che questi rivelatori di nuova generazione possano avere innumerevoli applicazioni che vanno dalla fisica delle alte energie, alla fisica medica, alla robotica. Per analizzare questi rivelatori innovativi ho allestito in laboratorio un apparato sperimentale per la caratterizzazione dei sensori, in particolare l'attenzione è stata rivolta all'analisi delle curve I-V, C-f, C-V e Q-V e loro derivate.

Questo studio fornisce informazioni importanti sul profilo di drogaggio dei sensori, che è l'elemento più importante per poter controllare la moltiplicazione interna mantenendo al contempo un'ottima efficienza di raccolta della carica, anche per sensori spessi poche decine di micrometri.

La tesi è organizzata come descritto di seguito. Il primo capitolo richiama le principali proprietà dei semiconduttori e del silicio, descrive i diversi tipi di drogaggio e introduce il concetto di giunzione.

Il secondo capitolo riassume le principali interazioni tra radiazione e materia, illustra il principio di funzionamento dei rivelatori a semiconduttore e descrive le tecnologie di produzione dei sensori.

Nel terzo capitolo si introduce il disegno degli "Low Gain Avalanche Detectors" descrivendo in maniera approfondita la geometria e i principali processi fisici responsabili della moltiplicazione interna di carica e si descrive l'ottimizzazione degli LGAD per applicazioni temporali, con il fine di ottenere "Ultra-Fast Silicon Detectors".

Infine nell'ultima parte del lavoro, si descrive il setup di laboratorio, i vari dispositivi utilizzati durante la raccolta dati e si presentano i risultati ottenuti.

Capitolo 1

I Semiconduttori

Questo capitolo descrive le principali proprietà dei semiconduttori, esplorando i vari tipi di drogaggio e introduce il concetto di giunzione.

1.1 Proprietà Generali

I materiali utilizzati in elettronica possono essere suddivisi in tre categorie: *isolanti, conduttori e semiconduttori*; la caratteristica fisica in base alla quale viene effettuata questa distinzione è la *resistività* ρ .

Gli isolanti presentano valori di resistività maggiori di $10^5 \Omega \cdot cm$, mentre per i conduttori, questa è inferiore a $10^{-3} \Omega \cdot cm$; nel caso dei semiconduttori, ρ assume valori compresi tra quelli relativi a isolanti e conduttori e può essere modificata mediante l'aggiunta di impurità alla struttura cristallina del materiale.

In un solido cristallino gli atomi si legano insieme in modo da realizzare un reticolo spaziale a periodicità regolare in tutte le direzioni; l'unità più piccola del reticolo, che ripetuta in tre dimensioni genera l'intero cristallo, prende il nome di *cella elementare o unitaria*.

Il tipo di legame fra gli atomi dipende dalla struttura elettronica degli atomi stessi del reticolo e determina le proprietà fisiche del materiale.

Esistono diversi tipi di legame. Nel caso dei semiconduttori, il legame è di tipo *covalente* e consiste nella condivisione degli elettroni di valenza tra atomi adiacenti, i quali rimangono reciprocamente legati perché gli elettroni condivisi vengono ad appartenere, secondo una caratteristica funzione di densità della probabilità, contemporaneamente a tutti gli atomi del reticolo cristallino.

Il materiale semiconduttore oggi più utilizzato è il silicio (Si) che possiede quattro elettroni di valenza con i quali si lega ai suoi vicini (Fig. 1.1).

Per temperature prossime allo zero assoluto tutti gli elettroni sono impegnati in legami covalenti con gli atomi adiacenti, sicché non vi è alcun elettrone disponibile per il processo di conduzione: gli orbitali esterni degli atomi di

silicio sono occupati, e il materiale si comporta come un isolante.

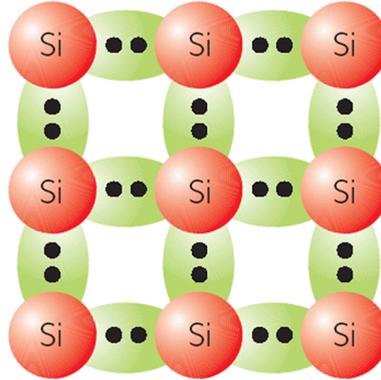


Figura 1.1: Struttura atomica del Silicio.

Al crescere della temperatura viene fornita energia termica al reticolo cristallino, causando la rottura di alcuni legami covalenti: in questo modo qualche elettrone può partecipare alla conduzione.

Questa rottura dei legami determina anche la formazione di un altro portatore di carica, infatti, quando l'elettrone si allontana dall'atomo di silicio, lascia nel cristallo una lacuna che può essere identificata come una particella di carica opposta. Le proprietà elettriche dei semiconduttori dipendono proprio dalla concentrazione di cariche mobili positive e negative.

La densità degli elettroni liberi è detta concentrazione intrinseca n_i e dipende dal materiale e dalla temperatura secondo la relazione

$$n_i = T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1.1)$$

dove E_g rappresenta l'ampiezza della banda proibita, T la temperatura e k la costante di Boltzmann.

L'ampiezza della banda proibita rappresenta il valore minimo di energia necessaria a rompere un legame e liberare un elettrone.

1.2 Struttura elettronica a bande di energia

La struttura elettronica a bande rappresenta un modello alternativo della formazione delle coppie elettrone-lacuna nei semiconduttori [1].

Gli elettroni in un solido allo stato fondamentale e a $T = 0 K$, in obbedienza alla loro natura fermionica e al principio di Pauli (che preclude ai fermioni il fatto di avere gli stessi numeri quantici), riempiono gli stati elettronici a loro consentiti partendo dal livello energetico più basso fino a che tutti

gli elettroni del solido trovano disposizione. Gli elettroni seguono quindi la distribuzione di Fermi-Dirac data da

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} , \quad (1.2)$$

dove E rappresenta l'energia degli elettroni, E_F l'energia di Fermi.

Secondo la meccanica quantistica, i livelli energetici permessi agli elettroni si dispongono in bande di energia e, per ciascun semiconduttore, esiste una regione proibita (*band gap*) in cui non si hanno stati permessi. Al di sopra e al di sotto di tale intervallo vi sono bande di energia permessa che sono rispettivamente la *banda di conduzione* e la *banda di valenza* (Fig. 1.2).

In base alla reciproca posizione di queste ed alle caratteristiche che ne conseguono, si distingue tra conduttori, semiconduttori ed isolanti.

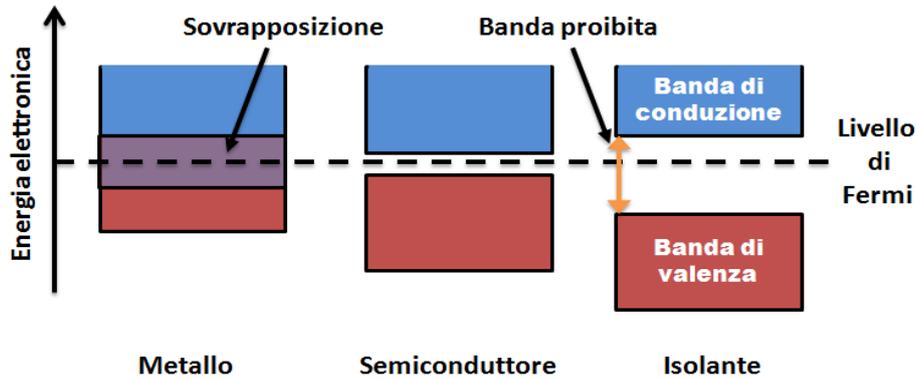


Figura 1.2: Struttura a bande.

Si considerano conduttori quelli che hanno bande sovrapposte o un piccolissimo gap, mentre si definiscono isolanti quelli per cui la banda interdotta è ampia ($\sim 10 \text{ eV}$); a metà si collocano i semiconduttori.

Per quanto riguarda il silicio, a temperatura e pressione ambiente, il valore di E_g è circa 1.12 eV .

Risultati sperimentali mostrano che la banda proibita decresce al crescere della temperatura per la maggior parte dei semiconduttori.

L'andamento con T può essere descritto da una funzione della forma

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)} , \quad (1.3)$$

dove $E_g(0)$ è l'ampiezza della band gap allo zero assoluto, T è la temperatura in gradi Kelvin, α e β sono parametri derivati sperimentalmente.

1.3 Semiconduttori intrinseci

Si dice *intrinseco* un semiconduttore puro, per cui le impurità non influiscono apprezzabilmente sul suo comportamento elettrico.

In questo caso, tutti i portatori di carica sono dovuti all'eccitazione termica o ottica degli elettroni che, dalla banda di valenza completa, passano alla banda di conduzione.

La concentrazione d'equilibrio è il risultato di due processi competitivi: uno di generazione di coppie elettrone-lacuna, l'altro di ricombinazione. In un semiconduttore intrinseco si ha quindi:

$$n = n_i = n_p . \quad (1.4)$$

Nel caso del silicio, a $T = 300 \text{ K}$, $n_i \approx 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Il prodotto delle concentrazioni di elettroni e lacune, in condizioni di equilibrio termodinamico, rimane costante ed è espresso dalla *legge dell'azione di massa*:

$$pn = n_i^2 . \quad (1.5)$$

1.4 Semiconduttori estrinseci

Una delle proprietà più vantaggiose dei semiconduttori è costituita dal fatto che la conducibilità può essere modificata introducendo nel materiale degli atomi di impurità attraverso un processo chiamato *drogaggio*.

Si dice *estrinseco* un semiconduttore drogato per modificare il numero e il tipo dei portatori liberi di carica.

Il portatore che assume il valore maggiore di concentrazione è detto portatore maggioritario, mentre l'altro è detto minoritario.

Le concentrazioni di atomi donatori e accettori sono indicate con i simboli N_D e N_A ; inoltre la densità di carica nel semiconduttore deve essere nulla e può essere espressa matematicamente dalla relazione:

$$q(N_D + p - N_A - n) = 0 . \quad (1.6)$$

La relazione (1.5) rimane valida anche per un semiconduttore drogato.

1.4.1 Drogaggio di tipo n

In un drogaggio di tipo n, un atomo di silicio della struttura cristallina, viene sostituito con un atomo pentavalente (ad esempio fosforo e arsenico) in modo tale che uno dei cinque elettroni di valenza, non trovandosi coinvolto in nessun legame, resta pressochè libero di muoversi. Questo corrisponde, in uno schema a bande, alla formazione di un livello localizzato nel gap e prossimo alla banda di conduzione (Fig. 1.3).

È sufficiente una piccola energia di ionizzazione per rompere il debole legame

che lega l'elettrone in eccesso al suo atomo ed eccitarlo dal livello originale alla banda di conduzione.

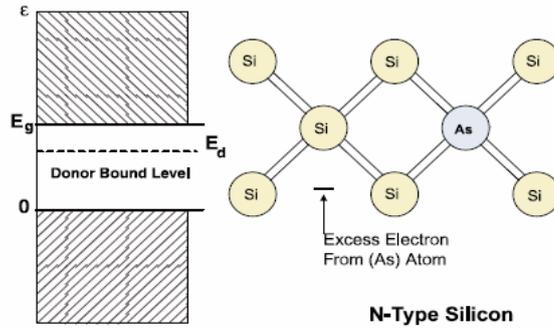


Figura 1.3: Drogaggio di tipo n.

Le impurezze pentavalenti sono chiamate *donatori* e i livelli a loro associati si chiamano *livelli donatori*.

Quindi nel caso di un semiconduttore di tipo n, si ha che $N_D > N_A$.

1.4.2 Drogaggio di tipo p

Se in un campione di silicio si inserisce un atomo a valenza minore (Boro, Alluminio o Gallio), si parla di drogaggio di tipo p (Fig. 1.4).

In questo caso, attorno all'atomo trivalente, viene a crearsi una lacuna che si sposta nel cristallo e la conduzione viene descritta come se esistesse un flusso di portatori di carica positiva.

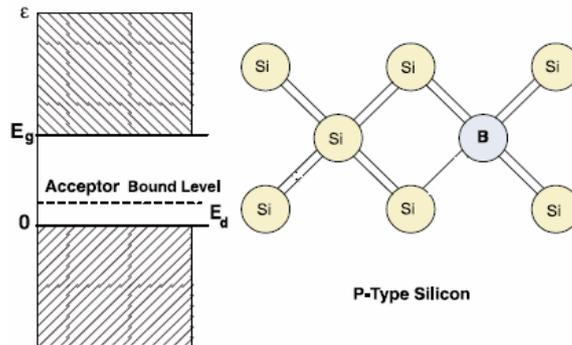


Figura 1.4: Drogaggio di tipo p.

Le impurezze trivalenti si chiamano *accettori* e la loro presenza comporta la formazione di *livelli accettori* localizzati nel gap in prossimità della banda di valenza; in questo caso quindi si avrà $N_A > N_D$.

1.5 Correnti nei semiconduttori

Una corrente elettrica in un semiconduttore è il risultato del flusso di elettroni e lacune, e può essere dovuta all'azione di un campo elettrico esterno, che dà origine a una corrente di deriva (*drift*), oppure alla presenza di un gradiente di concentrazione dei portatori di carica che è responsabile di un altro fenomeno di conduzione detto diffusione (*diffusion*) [5].

Nel primo caso, le cariche positive si muovono nello stesso verso del campo elettrico, mentre quelle negative si muovono nel verso opposto. La *velocità di deriva* v (cm/s) è proporzionale al campo elettrico E (V/cm) tramite una funzione che è chiamata *mobilità*:

$$\begin{aligned}\vec{v}_n &= -\mu_n \vec{E}, \\ \vec{v}_p &= \mu_p \vec{E}.\end{aligned}\tag{1.7}$$

Nel silicio intrinseco: $\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/Vs$ e $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/Vs$.

Le equazioni (1.7), si riferiscono ad una situazione in cui l'intensità del campo elettrico applicato al sistema non sia troppo elevata. Si osserva invece che, all'aumentare dell'intensità di E , la velocità dei portatori tende prima a crescere e poi a saturare (Fig. 1.5).

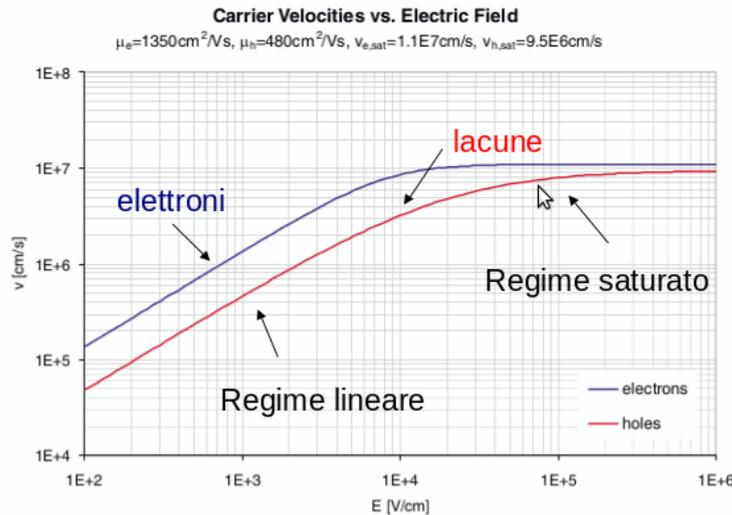


Figura 1.5: Andamento della velocità di deriva in funzione di E .

Questo effetto si spiega considerando che, come si vede in figura, si ha un

andamento lineare quando la velocità dovuta ad E è piccola rispetto alla velocità termica posseduta dai portatori in assenza del campo, mentre quando la velocità impressa dal campo elettrico aumenta, elettroni e lacune hanno maggiore probabilità di interagire con il reticolo e raggiungono una velocità limite che è appunto detta di saturazione ($\sim 10^7$ cm/s per entrambi i portatori).

Si possono quindi definire le correnti di deriva di elettroni e lacune come:

$$\begin{aligned}\vec{j}_n^{drift} &= qn\mu_n\vec{E} , \\ \vec{j}_p^{drift} &= qp\mu_p\vec{E} .\end{aligned}\tag{1.8}$$

La corrente di deriva complessiva è quindi data da

$$\vec{j}_T^{drift} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = q(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = \sigma\vec{E} ,\tag{1.9}$$

dove la conducibilità elettrica definita come

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) ,\tag{1.10}$$

ed è pari al reciproco della resistività

$$\rho = \frac{1}{\sigma} .\tag{1.11}$$

Abbiamo fin'ora assunto che il drogaggio sia costante, mentre nei dispositivi a stato solido le concentrazioni di impurità sono spesso caratterizzate da una distribuzione non uniforme: è proprio questa variazione ad essere responsabile del fenomeno della diffusione.

In questo caso, i portatori liberi tendono a muoversi da regioni ad elevata concentrazione verso regioni a bassa concentrazione di portatori, dunque si avrà

$$\begin{aligned}\vec{j}_n^{diffusion} &= +qD_n\vec{\nabla}n , \\ \vec{j}_p^{diffusion} &= -qD_p\vec{\nabla}p ,\end{aligned}\tag{1.12}$$

dove D_n, D_p sono i coefficienti di diffusione degli elettroni e delle lacune e si misurano in cm^2/s .

Quindi la corrente in un semiconduttore comprende sia la componente di deriva che quella di diffusione, e le densità di correnti complessive sono date dalla somma di queste due:

$$\begin{aligned}\vec{j}_n^T &= qn\mu_n\vec{E} + qD_n\vec{\nabla}n , \\ \vec{j}_p^T &= qp\mu_p\vec{E} - qD_p\vec{\nabla}p .\end{aligned}\tag{1.13}$$

Inoltre i coefficienti di diffusione sono legati alle mobilità dalle seguenti relazioni di Einstein:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} .\tag{1.14}$$

1.6 Giunzione p-n

Quando due semiconduttori, uno di tipo p e l'altro di tipo n, vengono messi a contatto si realizza una struttura chiamata *giunzione p-n*.

Dato che nelle due regioni le densità dei portatori di carica sono diverse, gli elettroni tendono a muoversi, per diffusione, nella zona p, mentre le lacune diffonderanno dalla zona p alla zona n.

Il processo di diffusione si arresta presto, infatti, le lacune transitate nella regione n si ricombinano rapidamente con gli elettroni che, in questa regione, rappresentano le cariche maggioritarie e, in modo analogo, gli elettroni si ricombinano con le lacune della regione p.

Si forma quindi, nelle immediate vicinanze della giunzione, una regione di carica spaziale svuotata di portatori mobili; questa regione è detta regione di svuotamento (*depletion layer*).

In questa regione sono presenti cariche fisse non bilanciate da cariche mobili, ovvero atomi donatori che hanno ceduto un elettrone e atomi accettori che hanno acquistato un elettrone. Queste cariche danno origine ad un campo elettrico E che si oppone al moto di diffusione.

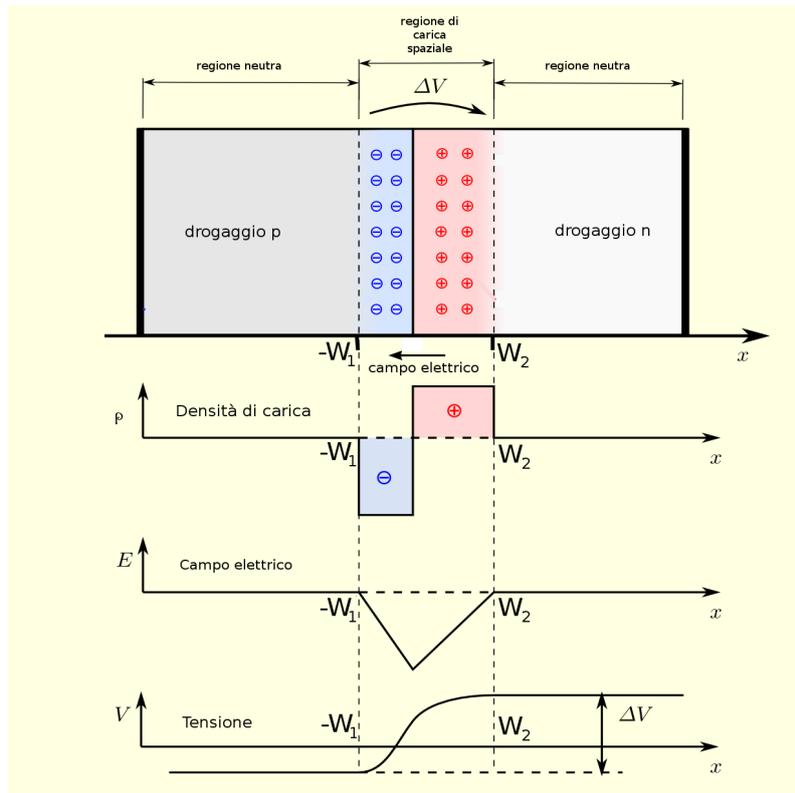


Figura 1.6: Giunzione p-n e sue caratteristiche.

Dall'elettromagnetismo sappiamo che ad una regione con densità di carica spaziale ρ è associato un campo elettrico E secondo la legge di Gauss:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_s} , \quad (1.15)$$

dove ε_s è la permittività del semiconduttore.

Assumendo la densità di carica costante, un valore nullo del campo elettrico ai bordi della regione di svuotamento e integrando si ottiene l'andamento lineare mostrato in figura 1.6

$$E(x) = \frac{\rho}{\varepsilon_s}(x - x_p) . \quad (1.16)$$

L'ultimo grafico della Fig. 1.6, mostra l'esistenza di un *potenziale intrinseco* (built-in voltage), o *potenziale di giunzione* V_{bi} ai capi della regione di carica spaziale dato da [1]:

$$V_{bi} = - \int E(x) dx . \quad (1.17)$$

La tensione V_{bi} rappresenta la differenza tra i potenziali interni relativi alle regioni n e p della giunzione, ed è data da:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) . \quad (1.18)$$

Le equazioni (1.16) e (1.17) possono essere utilizzate per il calcolo della larghezza della regione di carica spaziale in funzione del potenziale intrinseco:

$$W = (x_p + x_n) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_{bi}} . \quad (1.19)$$

Dall'equazione (1.19) si nota che la larghezza della regione di carica spaziale dipende principalmente dal valore del drogaggio relativo alla regione meno drogata e può variare da frazioni di micrometri fino a diverse decine di micrometri.

1.6.1 Polarizzazione diretta

Quando una tensione continua è applicata a un dispositivo elettronico, diremo che stiamo applicando una *tensione di polarizzazione*, che determina la modalità di funzionamento del dispositivo.

Se la tensione applicata è maggiore dal lato p della giunzione ($V_{bias} > 0$), questa funziona in polarizzazione diretta (*forward bias*).

In questa configurazione, le lacune nella regione p e gli elettroni nella regione n sono spinti verso la giunzione. Questo riduce l'ampiezza della zona

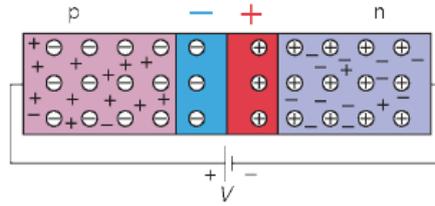


Figura 1.7: Polarizzazione diretta : $V_p > V_n$.

svuotata e la tensione positiva applicata al dispositivo si concentra quasi completamente ai capi della zona di carica spaziale.

Applicando una differenza di potenziale maggiore di V_{bi} , si può creare quindi un apprezzabile sbilanciamento tra i flussi dei maggioritari e minoritari che attraversano in verso opposto la giunzione; la risultante è un flusso di cariche, e quindi una corrente, che varia esponenzialmente con la tensione applicata.

1.6.2 Polarizzazione inversa

La polarizzazione inversa (*reverse bias*) si ottiene collegando la regione di tipo p al terminale negativo dell'alimentazione e la regione di tipo n al terminale positivo. In questo modo le lacune e gli elettroni si allontanano dalla giunzione e l'ampiezza della zona svuotata aumenta.

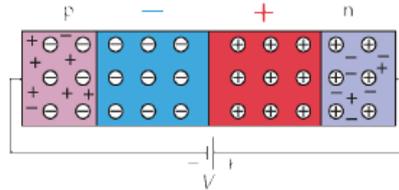


Figura 1.8: Polarizzazione inversa : $V_n > V_p$.

La tensione inversa, V_R , si va a sommare al potenziale intrinseco della giunzione e quindi l'espressione generale della larghezza della zona di svuotamento, che aumenta approssimativamente con la radice quadrata della tensione applicata, diventa:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_{bi} + V_R)}. \quad (1.20)$$

Anche in questo caso si crea uno sbilanciamento tra i flussi delle cariche che attraversano la giunzione e quindi si crea una corrente di buio (*leakage*)

current) che, a differenza della corrente in polarizzazione diretta, è molto piccola.

Dal comportamento in polarizzazione diretta e inversa, si deriva la caratteristica ideale della giunzione pn , cioè la relazione $I(V)$:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) . \quad (1.21)$$

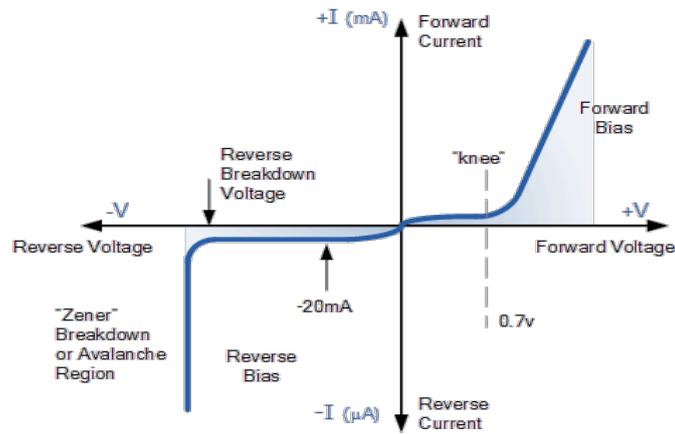


Figura 1.9: Caratteristica $I(V)$ della giunzione $p-n$.

Capitolo 2

Rivelatori a semiconduttore

Si descrivono le interazioni tra particelle e materia, il principio di funzionamento dei rivelatori al silicio e se ne illustrano le principali tecnologie di produzione.

2.1 Interazioni delle particelle con la materia

L'interazione particella-materia costituisce il presupposto per tutte le tecniche di rivelazione in fisica nucleare e subnucleare.

Le interazioni tra particella incidente e mezzo attraversato danno luogo a diversi processi come quelli di ionizzazione ed eccitazione degli atomi.

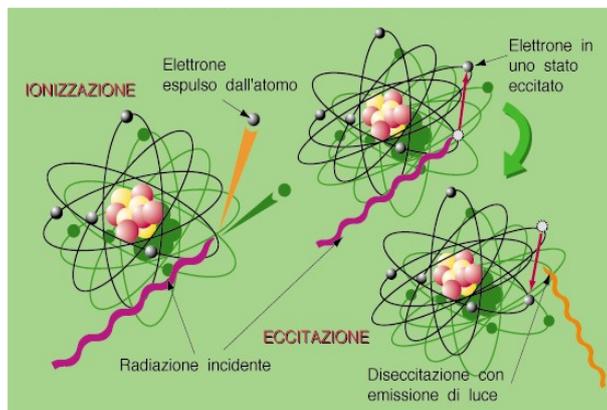


Figura 2.1: Interazioni a livello atomico.

La più importante caratteristica delle radiazioni ionizzanti consiste nel rilascio localizzato di una grande quantità di energia e possono essere classificate in *direttamente* o *indirettamente ionizzanti*.

La ionizzazione diretta è tipica delle particelle cariche, mentre quella indiretta è caratteristica delle particelle neutre, che generano particelle secondarie in grado di eccitare l'atomo o produrre una seconda ionizzazione.

2.1.1 Interazione di particelle cariche

Nell'attraversare uno spessore di materiale, le particelle cariche, subiscono due principali effetti: *perdita di energia* e *deflessione* dalla direzione di incidenza. Questi effetti sono il risultato di diversi processi:

- collisioni anelastiche con gli elettroni del materiale;
- urti elastici con i nuclei;
- effetto Čerenkov;
- bremsstrahlung (importante per particelle leggere, come gli elettroni e i positroni).

Per quanto riguarda le particelle pesanti, per cui $M \gg m_e$, la perdita di energia è principalmente dovuta agli urti anelastici con gli elettroni atomici del bersaglio e determina il fenomeno della *ionizzazione*.

Il valor medio della perdita di energia per ionizzazione è descritto dalla formula di Bethe-Bloch [7]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]. \quad (2.1)$$

Tabella 2.1: Parametri dell'equazione di Bethe-Bloch

$2\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	$0.1535 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$
r_e	raggio dell'elettrone
m_e	massa dell'elettrone
c	velocità della luce
N_A	numero di Avogadro
Z	numero atomico del materiale attraversato
A	numero di massa del materiale attraversato
z	carica della particella
$\beta = v/c$	parametro relativistico della particella
$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$	fattore di Lorentz
W	massima energia trasferita in una singola collisione
I	energia di ionizzazione media del materiale
δ	correzione degli effetti di densità
C	correzione di schermatura degli elettroni atomici

L'equazione 2.1 rivela alcune importanti caratteristiche della perdita di energia per ionizzazione. Essa dipende dalla carica e dalla velocità della particella incidente, ma *non* dalla sua massa: questo significa che per un fascio di particelle di data carica, la dE/dx è funzione della sola velocità.

La dipendenza dal materiale attraversato (Fig. 2.3), invece, compare nei termini A, Z, I e all'interno del termine correttivo δ .

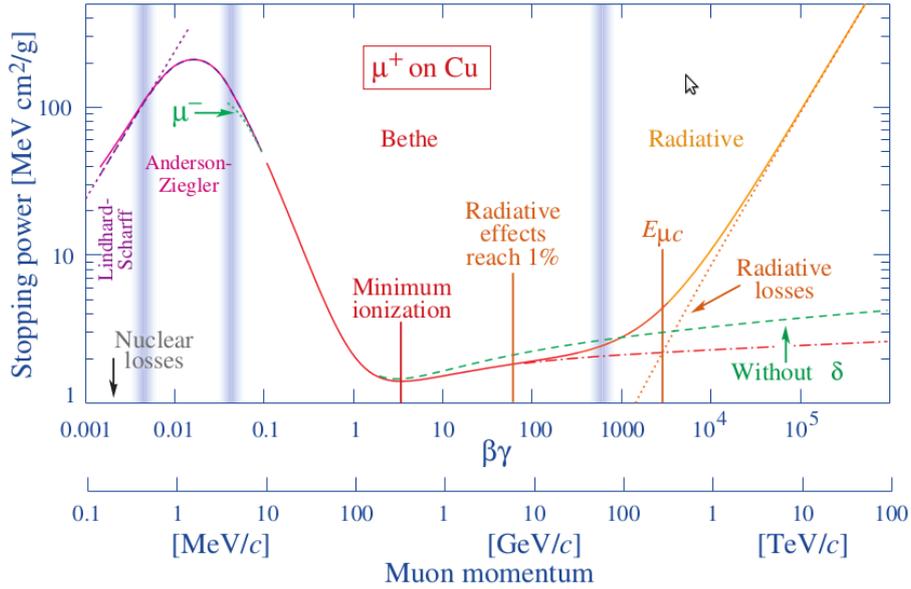


Figura 2.2: Perdita di energia in funzione di $\beta\gamma = p/mc$.

Nella figura 2.2 è mostrato l'andamento della perdita di energia in funzione della velocità della particella incidente.

Per valori di $\beta\gamma < 0.007$, la formula di Bethe-Bloch non è più valida, in quanto il proiettile ha velocità circa uguale a quella degli elettroni atomici. Per velocità maggiori ($0.08 < \beta\gamma < 1$), la dE/dx decresce secondo la dipendenza da $1/\beta^2$, fino a una regione di minima ionizzazione che si raggiunge per $\beta\gamma \simeq 3 - 4$. Particelle con energia corrispondente a questo valore sono comunemente dette al “*minimo di ionizzazione*” (MIP).

All'aumentare di β la dE/dx inizia a crescere per la presenza del fattore logaritmico.

Ad energie cinetiche più elevate ($\beta\gamma \simeq 100$), un ulteriore fenomeno mitiga la perdita di energia: per materiali ad alte densità, gli elettroni atomici più esterni schermano parzialmente la carica degli elettroni atomici più interni riducendo la perdita di energia di una particella incidente per collisioni lontane. Infine, per $\beta\gamma \geq 200$ la perdita di energia raggiunge un valore pressochè costante detto *plateau di Fermi*.

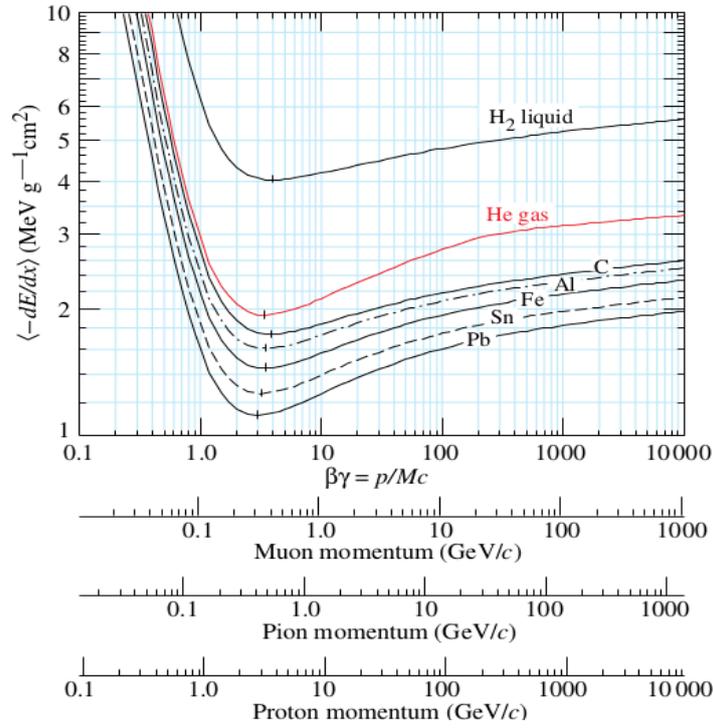


Figura 2.3: Perdita di energia di particelle pesanti in diversi materiali.

Le particelle cariche perdono energia, oltre che per ionizzazione, anche per *irraggiamento* (o *bremsstrahlung*).

Questo processo è particolarmente importante per gli elettroni a causa della loro leggera massa: infatti, interagendo con i nuclei atomici subiscono violente decelerazioni durante le quali emettono radiazione elettromagnetica, con potenza irradiata proporzionale all'inverso del quadrato della massa.

Il contributo del bremsstrahlung nel caso di particelle leggere cariche, deve essere preso in considerazione quando si considera la perdita di energia totale:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{brem} . \quad (2.2)$$

Il contributo dell'energia persa per irraggiamento può scriversi:

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{brem} = \frac{E}{X_0} , \quad (2.3)$$

dove X_0 è la *lunghezza di radiazione* che è definita come la distanza media attraversata da un elettrone che riduce la sua energia di un fattore e . La sua espressione è data da:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)N_A}{137 A} r_e^2 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) . \quad (2.4)$$

2.1.2 Interazione di fotoni con la materia

Quando un fascio di fotoni passa attraverso la materia non è degradato in energia ma in intensità, secondo la legge esponenziale

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu_l x} , \quad (2.5)$$

dove x è lo spessore del materiale e μ_l è il coefficiente di attenuazione lineare che dipende dall'energia del fotone incidente e dal tipo di materiale attraversato ed è dato da

$$\mu_l = \frac{\sigma \cdot N_A \cdot \rho}{A} , \quad (2.6)$$

dove σ è la sezione d'urto totale.

Esistono diversi meccanismi di interazione radiazione-materia. A seconda dell'energia dei fotoni incidenti, gli effetti più probabili possono essere schematizzati come segue:

- $1 \text{ eV} - 100 \text{ keV} \longrightarrow$ *effetto fotoelettrico*;
- $100 \text{ keV} - 1 \text{ MeV} \longrightarrow$ *scattering Compton*;
- 1.022 MeV in poi \longrightarrow *produzione di coppie*.

La sezione d'urto totale, quindi, sarà data dalla somma delle sezioni d'urto singole di questi tre processi.

Nell'effetto fotoelettrico il fotone interagisce con un elettrone atomico espellendolo dall'atomo e lasciando quest'ultimo ionizzato. L'energia del fotoelettrone è data da

$$E_k = h\nu - E_B , \quad (2.7)$$

dove E_k è l'energia cinetica del fotoelettrone espulso, $h\nu$ l'energia del fotone e E_B l'energia di legame dell'elettrone.

Lo scattering Compton, descrive il processo:

$$\gamma e^- \rightarrow \gamma e^- . \quad (2.8)$$

In questo caso un fotone incidente trasferisce solo parte della sua energia all'elettrone atomico, mentre la restante parte è trasferita ad un altro fotone uscente, la cui direzione differisce di un angolo θ da quella del fotone incidente. L'energia del fotone diffuso è data da:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} . \quad (2.9)$$

L'angolo $\theta = 0^\circ$ comporta il fatto che il fotone incidente cede poca energia all'elettrone, mentre la quantità massima di energia viene ceduta quando $\theta = 180^\circ$, ovvero quando il fotone incidente viene riflesso indietro.

Infine la produzione di coppie si ha quando un fotone altamente energetico andando a collidere contro un bersaglio, subisce un urto anelastico e produce una coppia di particelle composta da un elettrone ed un positrone. Affinché questo processo abbia luogo, l'energia del fotone incidente, quindi, deve essere almeno di $2m_e c^2 \sim 1.022 \text{ MeV}$.

2.2 Funzionamento dei rivelatori a stato solido

Dal punto di vista concettuale, il principio di funzionamento di un rivelatore a semiconduttore è analogo a quello di una camera a ionizzazione: la radiazione che incide nel cristallo produce coppie elettrone/lacuna che vengono raccolte agli elettrodi mediante un campo elettrico (Fig. 2.4). Tutti i rivelatori moderni forniscono una risposta elettrico, cioè l'informazione è trasferita in impulsi elettrici processati successivamente da opportuni circuiti elettronici.

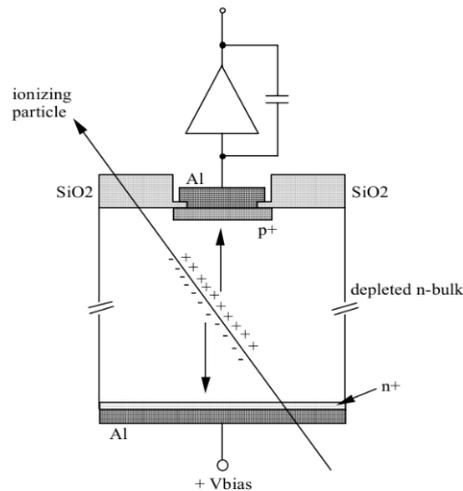


Figura 2.4: Schema del funzionamento di un rivelatore al silicio.

I rivelatori al silicio sfruttano le proprietà che si vengono a creare in prossimità di una giunzione, tra un semiconduttore di tipo n e uno di tipo p , polarizzata inversamente. In questo modo, come accennato nel paragrafo 1.6.2, la corrente che passa attraverso la giunzione è piccola e la zona di svuotamento della giunzione può essere utilizzata come rivelatore.

La tensione a cui si ha lo svuotamento completo è detta appunto *tensione di svuotamento* ed è data da:

$$V_{depl} = N_D \frac{eW^2}{2\epsilon_S} , \quad (2.10)$$

dove si è indicato con W lo spessore della zona svuotata e con N_D la concentrazione che fa riferimento alla zona meno drogata.

La struttura che si ottiene una volta svuotata completamente la giunzione si comporta di fatto come un condensatore a facce piane parallele con spessore pari a quello della regione svuotata e la capacità della giunzione è proporzionale a $1/\sqrt{V_{depl}}$.

Normalmente nella costruzione dei rivelatori si usano delle giunzioni di tipo $p^+ - n$, in cui cioè si ha una forte asimmetria dei due tipi di drogaggio: la parte n , più spessa, viene detta substrato e viene utilizzata come volume attivo per la rivelazione delle particelle, mentre l'impianto p^+ , più sottile, è molto drogato per svuotare il substrato una volta polarizzata inversamente la giunzione.

Una volta polarizzata la giunzione $p^+ - n$, le cariche libere presenti migrano generando una corrente, detta *corrente di buio* o di *polarizzazione inversa*. I valori tipici che si ottengono per la corrente di buio sono comunque molto piccoli (con densità di corrente dell'ordine di $0,5 \mu A/cm^3$), e consentono dunque di rivelare un eventuale segnale prodotto nel substrato svuotato da particelle ionizzanti.

Il vantaggio degli apparati a semiconduttore è che l'energia media richiesta per la produzione di una coppia di portatori è almeno dieci volte più piccola di quella necessaria in un rivelatore a gas e questo si traduce in una risoluzione migliore. Nel silicio l'energia di ionizzazione è $\sim 3.6 eV$.

Data la loro maggiore densità, hanno potere frenante e coefficiente di attenuazione maggiori, costruttivamente quindi il loro spessore è di $300 \mu m$.

2.2.1 Formazione del segnale nei rivelatori

L'impulso elettrico sugli elettrodi è la *corrente indotta* dovuta al movimento delle cariche verso di essi, quindi il segnale in un rivelatore non comincia quando le cariche sono raccolte, bensì quando iniziano a muoversi nel volume sensibile. Infatti, quando viene creata una coppia elettrone/lacuna, c'è un accoppiamento fra elettrodi e cariche e non appena queste iniziano a muoversi, la carica indotta agli elettrodi cambia e genera una corrente.

2.2.2 Corrente indotta e Teorema di Ramo

Consideriamo una carica q in un condensatore a facce piane parallele [8]. Quando la carica si trova a metà tra le due facce (fig. 2.5(a)), lo stesso numero di linee di campo interseca S_1 ed S_2 , e anche la carica indotta è uguale ($q/2$). Se invece la posizione della carica non è simmetrica all'interno del condensatore (fig. 2.5(b)), la maggior parte delle linee di campo termina sulla faccia più vicina in cui, quindi, vi sarà anche una maggiore carica indotta.

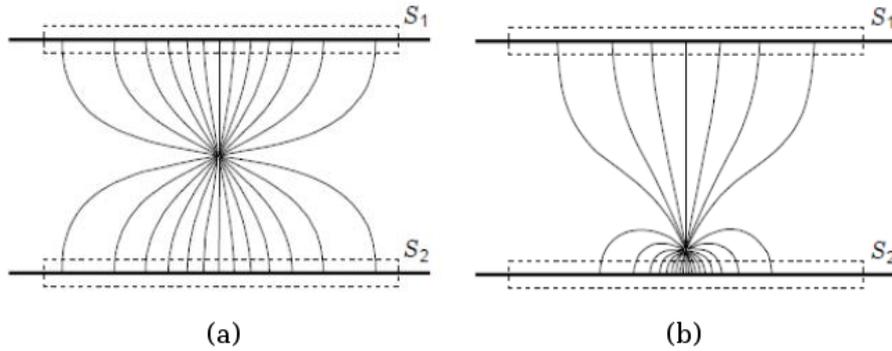


Figura 2.5: Linee di campo di una carica in un condensatore a facce piane parallele.

Il fenomeno può essere analizzato matematicamente utilizzando il *teorema di Ramo*, secondo cui la corrente indotta dal moto della carica q sull'elettrodo k può essere calcolata come

$$I_k(t) = -q\vec{v}(x) \cdot \vec{E}_w(x), \quad (2.11)$$

dove $\vec{v}(x)$ rappresenta la velocità della carica, e $\vec{E}_w(x)$ è il *weighting field*, che è una funzione peso associata all'elettrodo su cui si vuole calcolare la corrente indotta, ed è determinato applicando all'elettrodo di interesse il potenziale 1, e 0 a tutti gli altri.

Il weighting field, non essendo un campo elettrico (si misura in cm^{-1}), non dipende dalla distribuzione delle cariche né dalla tensione applicata, ma solo dalla geometria degli elettrodi e dalle impedenze con cui questi sono connessi a massa.

La difficoltà nel calcolare la corrente indotta utilizzando il teorema di Ramo, consiste nel calcolo di $\vec{E}_w(x)$ e della velocità della carica. Poiché elettroni e lacune si muovono in direzioni opposte, inducono, sullo stesso elettrodo, una corrente dello stesso segno. A causa del campo elettrico esterno, i portatori di carica acquistano una velocità di deriva data da

$$v = \mu E = \mu \frac{V_{bi}}{d}, \quad (2.12)$$

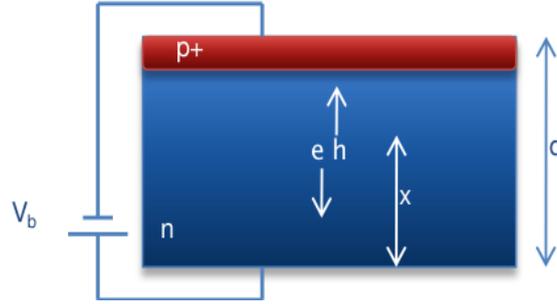


Figura 2.6: Cariche che si muovono in un condensatore a facce piane parallele.

dove μ è la mobilità che, come introdotto nel paragrafo 1.5, è molto diversa per elettroni e lacune. Questo fa sì che il tempo di raccolta della carica indotta, dovuta al moto dei portatori generati al passaggio di una particella, sia molto diversa per elettroni e lacune. Per una coppia prodotta ad una distanza x dall'elettrodo positivo (fig. 2.6) si ha:

$$\begin{aligned} t_{ch} &= \frac{d-x}{v_h} = \frac{(d-x) \cdot d}{\mu_h V_{bi}}, \\ t_{ce} &= \frac{x}{v_e} = \frac{x \cdot d}{\mu_e V_{bi}}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

per lacune ed elettroni rispettivamente.

Andando a sostituire l'espressione (2.12) nella (2.11), si ha:

$$I_k = -qv \cdot E_w = q\mu \frac{V_{bi}}{d^2}. \quad (2.14)$$

La carica indotta dal moto degli elettroni e delle lacune si ricava integrando

$$Q(t) = \int_0^T I(t) dt, \quad (2.15)$$

quindi:

$$\begin{aligned} Q_h &= q\mu_h \frac{V_{bi}}{d^2} \frac{(d-x) \cdot d}{\mu_h V_{bi}} = q \left(1 - \frac{x}{d}\right), \\ Q_e &= q\mu_e \frac{V_{bi}}{d^2} \frac{x \cdot d}{\mu_e V_{bi}} = q \frac{x}{d}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

La carica totale indotta è data da $Q_h + Q_e$.

2.2.3 Il rumore ed il sistema di misura

In fisica nucleare l'elemento chiave di un sistema di misura è costituito da un rivelatore di radiazione ionizzante, il quale genera un segnale elettrico che trasporta l'informazione sul fenomeno fisico avvenuto all'interno del rivelatore stesso. L'informazione viene ricavata misurando un parametro del segnale che può essere la tensione, la corrente, la carica o il tempo in cui appare il segnale rispetto ad una certa origine.

Il segnale è generalmente molto debole, per cui risulta molto difficile una sua misura direttamente all'uscita del rivelatore, risulta quindi necessario porre un preamplificatore (PA) posto immediatamente a valle del rivelatore stesso (fig. 2.7).

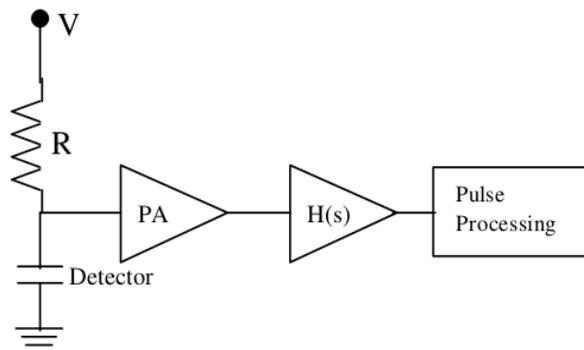


Figura 2.7: Schema generale di un apparato di misura.

All'uscita del preamplificatore, il segnale è sempre accompagnato da *rumore* che ne rende problematica la misura. Pertanto, è necessario far seguire al preamplificatore, un *filtro* (indicato in figura con $H(s)$) che ha lo scopo di ridurre il rumore.

In senso lato, per rumore si intende un disturbo che interferisce con il segnale desiderato. Tale disturbo può essere di origine esterna all'apparato sperimentale, ed è dovuto in tal caso ad un accoppiamento elettrostatico o elettromagnetico del sistema con apparecchiature esterne, oppure può essere di origine interna all'apparato stesso.

Supponiamo di avere n portatori di carica q che si muovono con velocità v e percorrono un mezzo di lunghezza d , il segnale in corrente è dato da:

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{nqv}{d} . \quad (2.17)$$

Sia v che n non sono costanti, ma variano da evento ad evento: le fluttuazioni di v sono dovute agli urti delle cariche con gli atomi del mezzo (*rumore termico*), mentre le fluttuazioni di n sono dovute alla natura statistica del

parametro di ionizzazione (*rumore shot*).

La corrispondente fluttuazione della corrente, assumendo quelle di v e n non correlate, è quindi [10]:

$$\langle dI^2 \rangle = \left(\frac{nq}{d} \right)^2 \langle dv \rangle^2 + \left(\frac{qv}{d} \right)^2 \langle dn \rangle^2 . \quad (2.18)$$

Nello studio del rumore, ha importanza la sua entità rispetto al segnale, rappresentata usualmente dal rapporto segnale/rumore, SNR (*Signal-to-Noise Ratio*). Questo numero adimensionale è definito come il rapporto tra la potenza del segnale e quella del rumore:

$$SNR = \frac{\text{potenza del segnale}}{\text{potenza del rumore}} . \quad (2.19)$$

Per convenzione, il rumore si esprime in *Equivalent Noise Charge* (ENC), ovvero come il numero di elettroni che, se presenti in ingresso, produrrebbero un segnale di carica equivalente al rumore misurato.

L'Equivalent Noise Charge può essere scritto come la somma quadratica di vari elementi:

$$ENC = \sqrt{ENC_I^2 + ENC_C^2 + ENC_{R_p}^2 + ENC_{R_s}^2} . \quad (2.20)$$

I differenti contributi sono dovuti alla corrente di leakage (ENC_I), alla capacità del sensore (ENC_C), alla resistenza in parallelo (ENC_{R_p}) e in serie (ENC_{R_s}) del sensore. Il più importante è quello dovuto alla capacità del sensore, che è linearmente correlato al rumore

$$ENC_C = a + b \cdot C , \quad (2.21)$$

a e b sono parametri legati all'amplificatore e C è la capacità all'ingresso di questo.

Poiché amplificare il segnale significa amplificare anche il rumore, è necessario porre una soglia per distinguere il segnale dalle fluttuazioni, preoccupandosi di non perdere, nello stesso tempo, efficienza di rivelazione.

2.3 Tecnologie di produzione del silicio

I requisiti che il silicio deve avere per essere usato come rivelatore sono:

- alta resistività;
- lunga vita media dei portatori di carica minoritari.

Un'alta resistività è richiesta per poter svuotare un sensore di $300 \mu\text{m}$ con basse tensioni di polarizzazione. Inoltre il silicio dovrebbe essere di elevata qualità cristallina per garantire una lunga vita media dei portatori ed una corrente di buio bassa.

Le principali tecniche di crescita del cristallo sono: *Czochralski (CZ)*, *Float Zone (FZ)* e *crescita epitassiale (EPI)*.

2.3.1 Metodo Czochralski

La tecnica di Czochralski è impegnata nella maggior parte dei casi per ottenere silicio monocristallino a partire da silicio policristallino [11].

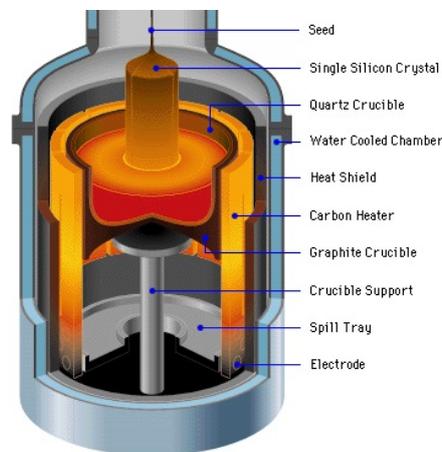


Figura 2.8: Apparato Czochralski per la crescita dei monocristalli.

Questo metodo utilizza, per la crescita di cristalli, un apparato chiamato *puller* che è costituito da tre elementi principali (fig. 2.8):

1. una fornace, che comprende un crogiolo di silice fusa (SiO_2), un suscettore di grafite, un meccanismo di rotazione, un elemento di riscaldamento e l'alimentazione di tensione elettrica;
2. un meccanismo per l'accrescimento del cristallo, che comprende un supporto del seme cristallino e un meccanismo di rotazione;
3. un apparato di controllo dell'ambiente, che comprende una sorgente di gas (ad esempio argon), un apparato di controllo del flusso ed un sistema di scarico.

Il processo consiste nel sollevamento verticale e contemporaneamente nella rotazione del seme monocristallino, appropriatamente orientato e introdotto nel silicio fuso mediante un'asta metallica, mentre il crogiolo gira in senso

opposto. La parte del seme immersa fonde, ma la parte restante lambisce la superficie del fuso. Il seme cristallino viene poi sollevato lentamente, attraverso i sistemi di rotazione. La solidificazione progressiva all'interfaccia fra solido e liquido genera un monocristallo di grandi dimensioni. Durante il processo, la miscela di SiO_2 si dissolve gradualmente rilasciando una grossa quantità di ossigeno.

Inoltre, nella crescita del cristallo, una quantità nota di drogante è aggiunta alla miscela fusa al fine di ottenere un cristallo dal drogaggio desiderato.

Le velocità di crescita tipica è dell'ordine di qualche millimetro al minuto.

2.3.2 Metodo Float Zone

Il processo Float Zone, zona fusa mobile, viene utilizzato per far accrescere silicio avente un livello di impurità più basso di quanto non si possa normalmente ottenere con il metodo CZ.

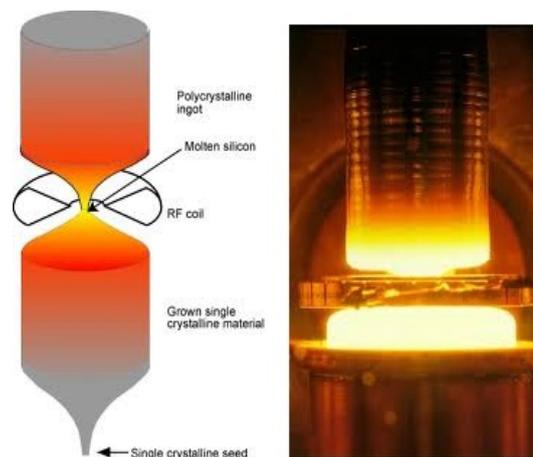


Figura 2.9: Apparato Float Zone per la crescita dei monocristalli.

In questo caso, un lingotto policristallino di elevata purezza, con il seme cristallino all'estremità inferiore, è mantenuto in posizione verticale e fatto ruotare. Il lingotto è racchiuso in un contenitore di silice all'interno del quale è contenuto argon (fig. 2.9).

Durante il processo, una piccola zona del cristallo è mantenuta allo stato fuso mediante un riscaldatore a radiofrequenza. Il silicio fuso è tenuto tra le due facce di silicio solido, rispettivamente in corso di fusione e accrescimento, dalla tensione superficiale. Mentre la zona fusa si muove verso l'alto, in corrispondenza del limite inferiore della zona mobile, il monocristallo di silicio cresce come una estensione del seme cristallino. Inoltre, poiché la tecnica FZ non fa uso di alcun crogiolo, non vi è alcuna contaminazione da parte di

quest'ultimo.

Attualmente, i cristalli ottenuti con questo metodo sono utilizzati principalmente per dispositivi ad alta potenza ed alta tensione, dove è richiesto materiale di alta resistenza.

2.3.3 Crescita epitassiale

Per epitassia si intende la deposizione di sottili strati di materiale cristallino su un substrato massivo, anch'esso cristallino, che ne indirizza la crescita e ne determina le proprietà strutturali. In un processo di crescita epitassiale, quindi, la fetta di substrato funge da seme cristallino (fig. 2.10).

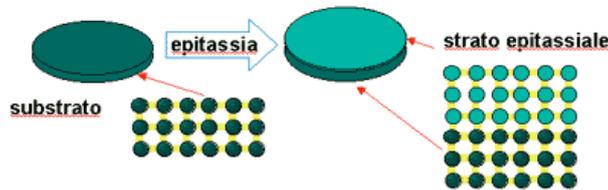
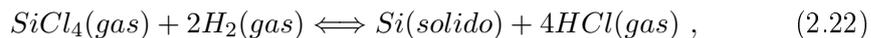


Figura 2.10: Crescita epitassiale.

Fra le varie tecniche epitassiali, il più importante per i dispositivi al silicio è l'*epitassia da fase vapore* (VPE). Per questo tipo di crescita, la principale sostanza utilizzata è il tetracloruro di silicio ($SiCl_4$) con una temperatura di reazione di 1500 K .

La reazione complessiva del tetracloruro che produce la crescita di strati di silicio è



ed è una reazione reversibile.

Il drogante viene introdotto contemporaneamente al tetracloruro e durante la crescita le impurità diffondono attraverso il substrato di tipo CZ.

2.3.4 Produzione dei sensori

I lingotti di silicio cristallino vengono fatti crescere con determinate orientazioni del cristallo, resistività e dimensioni, dopo di che vengono tagliati in fette (*wafer*) e levigati fino ad ottenere lo spessore e la finitura superficiale richiesti. Successivamente le industrie produttrici realizzano i rivelatori attraverso varie fasi di pulizia del wafer, crescita termica dell'ossido, fotolitografia, impiantazione ionica, deposizione di materiale, oltre che di metallo (fig. 2.11). Sul wafer grezzo viene fatto crescere, in presenza di un gas ossidante come l'ossigeno puro o il vapore acqueo, uno strato di ossido ad una temperatura tra gli 800° C e i 1250° C ; il suo spessore aumenta col tempo

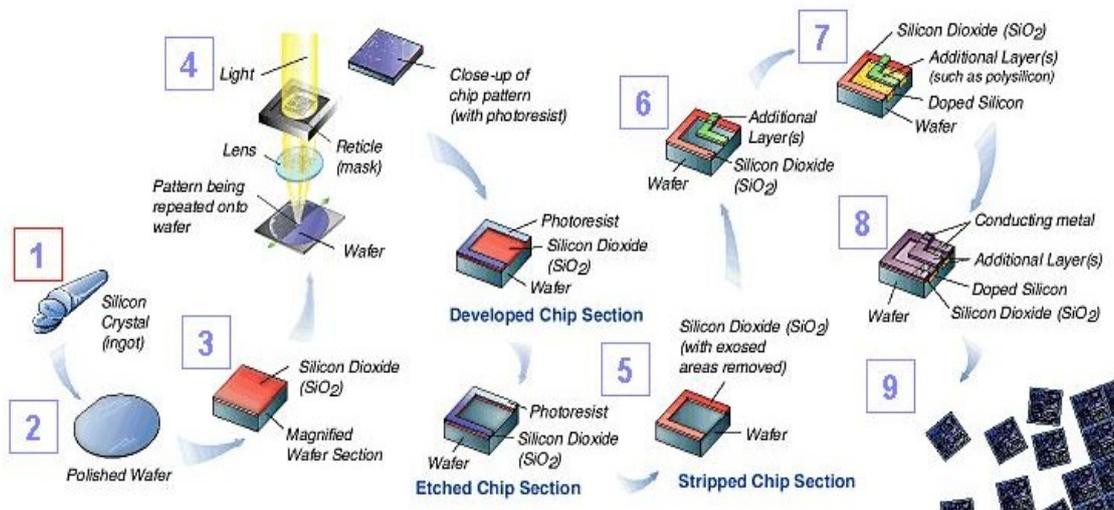


Figura 2.11: Illustrazione delle principali fasi di produzione dei dispositivi a semiconduttore.

di ossidazione.

Successivamente l'ossido viene rimosso parzialmente tramite un processo di *fotolitografia selettiva*: in questo processo, un materiale conduttore (o dielettrico), viene depositato sul wafer e ricoperto da una soluzione chimica fotosensibile chiamata *photoresist*, che si indurisce quando esposta alla radiazione elettromagnetica. Questa, tipicamente nello spettro dell'ultravioletto, viene fatta passare attraverso una maschera che proietta il pattern dei circuiti sul photoresist.

In questo modo, le parti di photoresist che non sono investite dalla radiazione, possono essere rimosse, ed assieme ad esse il materiale sottostante tramite un trattamento chimico (*etching*). Infine, viene rimosso anche il photoresist lasciando il materiale conduttore, che assume così la medesima forma del pattern della maschera.

Il processo di *impiantazione ionica* consente di realizzare regioni sottili drogate di tipo *p* o *n* e consiste nel bombardare la fetta con ioni ad elevata energia delle specie droganti in un acceleratore di particelle ad alta energia. Tramite *diffusione* è possibile realizzare regioni drogate di spessore diverso; in tale procedimento, la fetta viene riscaldata ad alte temperature in ambiente ossidante o inerte, in modo che le impurità diffondano all'interno della fetta.

Le metallizzazioni possono essere realizzate sia per evaporazione (*Chemical Vapor Deposition*, CVD) che per *sputtering*; quest'ultimo sfrutta un bombardamento ionico per allontanare gli atomi di un substrato che quindi si depositano sulla fetta. I materiali utilizzati sono l'alluminio e le sue leghe. Per mantenere un buon contatto tra metallo e silicio, è necessario nuova-

mente un trattamento termico che permetta la diffusione di un materiale nell'altro.

Una volta realizzate le metallizzazioni si procede con la passivazione: il rivelatore viene ricoperto da uno strato di ossido protettivo in cui vengono praticate delle aperture per permettere il contatto elettrico del sensore.

Infine il wafer è pronto per essere tagliato.

Capitolo 3

Rivelatori al silicio innovativi

Le giunzioni $p-n$ possono essere usate per costruire diverse strutture a seconda della necessità che richiede un esperimento.

In questo capitolo si espongono le diverse geometrie disponibili per i rivelatori di particelle, per poi passare alla descrizione dei rivelatori al silicio innovativi.

3.1 Principali tipologie di rivelatori al silicio

3.1.1 PiN

Il rivelatore più semplice che si possa costruire è il diodo. In particolare, il dispositivo PiN è un diodo nel quale, tra il semiconduttore di tipo p e il semiconduttore di tipo n , è inserita una larga regione di materiale semiconduttore intrinseco (fig. 3.1).

Il vantaggio di un diodo PiN è che la regione di carica spaziale esiste quasi completamente all'interno della regione intrinseca; questa può essere realizzata larga a piacere, aumentando l'area in cui le coppie di portatori di carica possono essere generate.



Figura 3.1: Vista schematica di un diodo PiN.

3.1.2 Microstrip

Nel caso di una geometria a microstrip, la segmentazione dell'elettrodo è effettuata in sottili strisce, parallele le une alle altre (fig 3.2). Questa configurazione, oltre a permettere una semplice integrazione tra il sensore e l'elettronica di acquisizione del segnale, ha il vantaggio di ottenere informazioni sulla posizione, lungo la perpendicolare alle strisce, di una particella che incide sul rivelatore.

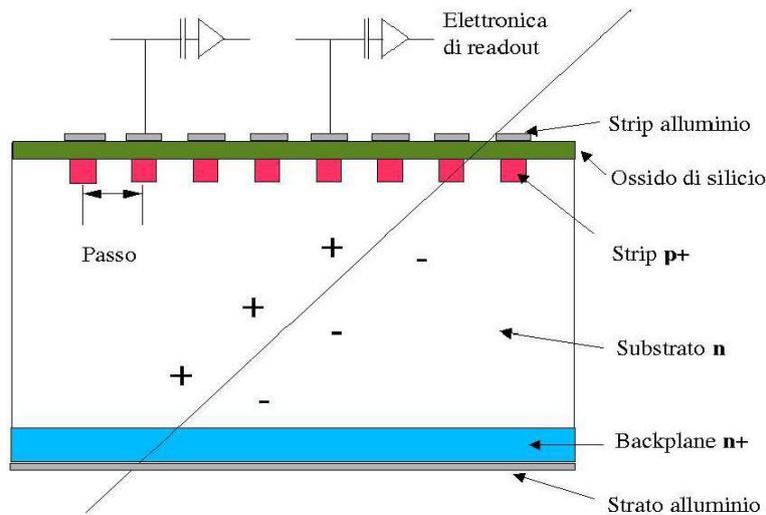


Figura 3.2: Rivelatore a microstrip.

Lo spessore di un rivelatore a microstrip è normalmente di circa $300 \mu m$ e la larghezza delle strip di qualche μm . La distanza tra due strip adiacenti è detta *passo* (p) e tipicamente varia tra $\sim 50 - 100 \mu m$, e nelle geometrie più semplici è fissa per tutto il rivelatore. Sopra le strisce, viene impiantato uno strato isolante, tipicamente biossido di silicio, che funge da condensatore, bloccando il passaggio della componente continua della corrente, permettendo quello relativo al passaggio della particella.

Oltre a questi elementi, sono presenti un anello di guardia (*guard ring*) e uno di bias (*bias ring*): il bias ring, circonda tutto il perimetro del rivelatore e collega, tramite resistenze in polisilicio, ognuna delle strip fornendo loro la tensione che permette lo svuotamento della giunzione. Intorno all'anello di bias vengono realizzati uno o più anelli di guardia che permettono di modellare il campo elettrico ai bordi del rivelatore e interrompere le correnti superficiali.

Quando una particella attraversa la zona sensibile del rivelatore, perde energia e produce coppie di portatori di carica. Queste si spostano dentro il silicio a causa del campo elettrico ivi presente e vengono raccolte dall'elettronica

collegata ad ogni striscia. Dal segnale raccolto sulle strip è possibile capire se una particella ha attraversato il rivelatore e, dalla posizione delle strip colpite, è immediato sapere dove la particella è passata.

La risoluzione spaziale attesa, assumendo una distribuzione uniforme (o digitale), è data da

$$\sigma_x = \frac{p}{\sqrt{12}}, \quad (3.1)$$

dove p è il passo tra le due strip.

Invece, se si riesce a misurare la ripartizione di carica tra strip adiacenti, si può ottenere una risoluzione migliore calcolando il baricentro della carica rilasciata come

$$x = \sum_i \frac{x_i h_i}{h_i}, \quad (3.2)$$

con x_i posizioni delle strip e, h_i i segnali su queste.

Dal momento che gli elettroni e le lacune all'interno del wafer vengono spostati dal campo elettrico su lati opposti è possibile usare entrambi i tipi di carica per determinare la posizione, raccogliendo la carica da entrambi i lati del rivelatore. Nascono così i *rivelatori a microstrip a doppia faccia* (fig 3.3).

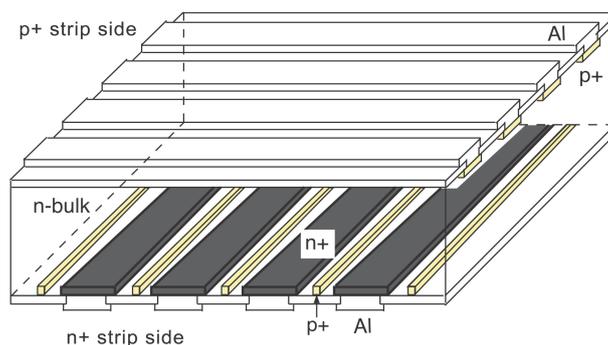


Figura 3.3: Rivelatore a microstrip a doppia faccia

In questo caso, le strisce vengono realizzate sulle due facce del substrato con un angolo relativo tra le une e le altre, permettendo di ricostruire il punto di impatto della particella sul rivelatore.

I rivelatori a doppia faccia presentano, però, alcuni problemi: oltre ad una maggiore difficoltà a livello tecnologico e un maggiore costo di produzione, è molto probabile rivelare contemporaneamente diverse particelle sul medesimo sensore.

In tal caso si può verificare l'attivazione simultanea di più strisce e quindi la ricostruzione degli eventi non è univoca: ad esempio, con l'illuminazione contemporanea di quattro strisce, si può ristabilire il passaggio di due diverse coppie di eventi. Solo una coppia è però costituita da eventi reali, mentre gli

altri due sono detti *eventi ghost* (fig. 3.4).

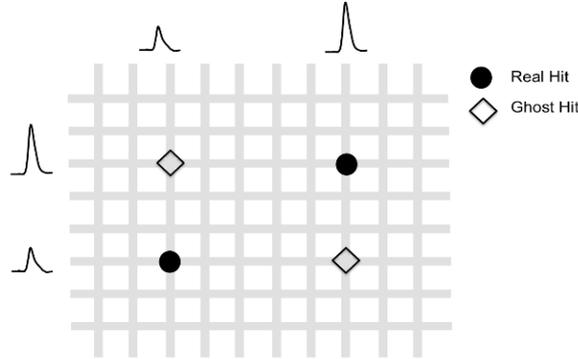


Figura 3.4: Ambiguità per un rivelatore a microstrip a doppia faccia.

Una soluzione a questo problema, senza dover necessariamente aumentare il numero di strati del rivelatore, è utilizzare *rivelatori a pixel*.

3.1.3 Pixel

La geometria a pixel rappresenta la più piccola struttura bidimensionale sensibile al passaggio della particella.

In questa configurazione, le microstrisce vengono ulteriormente suddivise in modo da formare una matrice di pixel, ciascuno dei quali deve essere collegato al corrispondente canale amplificatore. Come le microstrip, i pixel hanno una elevata accuratezza spaziale, ma, avendo una lunghezza di gran lunga minore, permettono una bassissima ambiguità spaziale e questo è importante quando si ha a che fare con esperimenti ad alta densità di tracce.

Dal punto di vista della fabbricazione, esistono due famiglie di rivelatori a pixel:

- *ibridi*;
- *monolitici o MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor)*.

I primi sono costituiti da due chip, uno con la parte di sensore che genera un segnale al passaggio delle particelle e l'altro costituente l'elettronica di lettura (*front-end*), che amplifica ed eventualmente digitalizza il segnale del sensore. Le due parti vengono costruite separatamente e solo in seguito unite tramite la tecnica del *bump-bonding*, che utilizza microscopiche sfere conduttrici del diametro di poche decine di micron (fig. 3.5).

La peculiarità dei rivelatori a pixel ibridi è quella di essere particolarmente adatti a lavorare in esperimenti di fisica delle alte energie, poiché sopportano bene alti flussi di particelle incidenti. D'altro canto però, il bump-bonding

è una tecnologia molto cara, limita la dimensione dei pixel e può essere la causa di scattering multiplo.

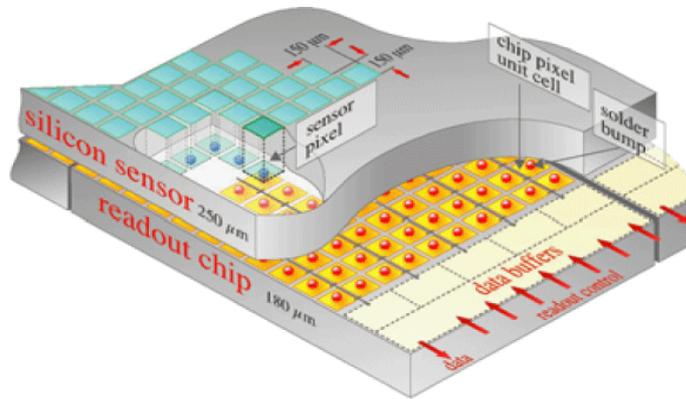


Figura 3.5: Rivelatore a pixel ibrido.

I MAPS, invece, sono costituiti da un unico substrato, tipicamente di silicio, in cui è integrata sia la parte sensibile di rivelatore, sia l'elettronica di lettura. Pur condividendo le stesse proprietà dei pixel ibridi, il fatto di avere tutto nello stesso substrato consente di ridurre lo spessore del rivelatore, il numero di interconnessioni tra le varie componenti, quindi le capacità, e di conseguenza il rumore elettronico nei chip.

Il grosso limite di questi sensori è però nell'integrazione dell'elettronica di lettura con la parte di sensore: queste richiedono caratteristiche del substrato praticamente opposte. Infatti, per avere elettronica di alta qualità, si devono avere materiali a bassa resistività, mentre per quanto riguarda il sensore è richiesta una bassa quantità di impurità, per avere alta resistività.

3.1.4 Fotodiodo a valanga (APD)

Un fotodiodo a valanga (APD, Avalanche PhotoDiode), è un dispositivo al silicio che usa l'effetto fotoelettrico per convertire fotoni in segnali elettrici. L'APD opera con una tensione di polarizzazione inversa sufficiente a provocare la moltiplicazione dei portatori per effetto valanga e tale moltiplicazione ha come effetto un'amplificazione interna di corrente (*guadagno*).

Un APD, è costituito da quattro strati di semiconduttore drogati in maniera differente:

- una zona p^+ con grande concentrazione di accettori ($\sim 10^{17}/cm^3$);
- una zona di semiconduttore intrinseco π , che serve a mantenere quasi costante il campo elettrico all'interno della giunzione;
- una zona p drogata meno intensamente della zona p^+ ;

- una zona n^+ , dove è grande la concentrazione di donatori ($\sim 10^{17}/cm^3$).

La struttura interna di un fotodiode a valanga, è schematizzato in figura 3.6.

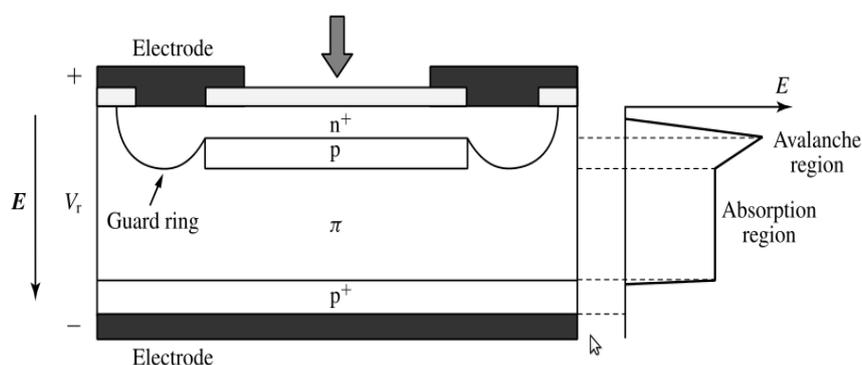


Figura 3.6: Struttura interna di un APD.

Il guadagno di un APD cresce con la polarizzazione inversa e raggiunge tipici valori di $10^2 - 10^3$. Se fosse necessario raggiungere un regime di maggiori guadagni, si dovrebbe operare a tensioni maggiori della tensione di breakdown, oltre la quale si avrebbe però una crescita esponenziale di corrente, che potrebbe essere dannosa per il dispositivo; al fine di evitare deterioramenti dello strumento, vengono utilizzate tecniche di contenimento della valanga, dette di *quenching*, in modo tale da poter aumentare la tensione. Un APD che opera nel modo appena descritto è detto funzionare in *modalità Geiger*, e può raggiungere guadagni di 10^4 .

3.1.5 Fotomoltiplicatore al silicio (SiPM)

Un fotomoltiplicatore (Silicon PhotoMultiplier) è una matrice di APD operanti in modalità Geiger, ciascuno in serie ad una resistenza e collegati in parallelo tra loro sullo stesso substrato di silicio (fig. 3.7).

Su ciascun APD eccitato da un fotone incidente si ha quindi un segnale elettrico uguale e il segnale in uscita da un SiPM, corrisponde alla somma dei segnali uscenti dai singoli APD. Nelle applicazioni dove il numero dei fotoni incidenti è piccolo rispetto al numero delle celle, si ha che il segnale di uscita è proporzionale al numero di fotoni incidenti e si ha linearità.

Per questa ragione è molto importante valutare le dimensioni delle microcelle e l'area morta che le circonda, a seconda dell'uso che si vuole fare dello strumento. Valori tipici delle dimensioni di un fotomoltiplicatore al silicio sono: $1,5\text{ mm} \times 1,5\text{ mm}$ di area e $300\text{ }\mu\text{m}$ di spessore.

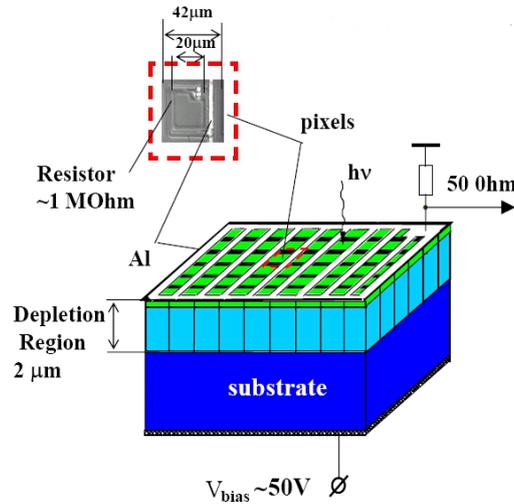


Figura 3.7: Struttura di un SiPM.

Poiché la zona di svuotamento è molto sottile e la durata della scarica Geiger è breve, i SiPMs godono di tempi di risposta rapidi ($< 500 \text{ ps}$), e questo li rende appropriati per applicazioni con alte frequenze di conteggi e di fast timing.

Il guadagno tipico per un SiPM assume un valore di $\sim 10^5 - 10^7$, quindi non è necessaria un'ulteriore amplificazione esterna.

I fotomoltiplicatori al silicio presentano alcuni vantaggi quali ad esempio la bassa tensione di funzionamento e l'insensibilità al campo magnetico (essendo stati provati fino a 4 T senza nessun degrado di prestazioni). Il loro principale limite applicativo è il rumore termico statistico che risulta quasi proporzionale all'area attiva del rivelatore: questo pone un limite alla realizzazione di SiPM di grande superficie attiva.

3.2 Ionizzazione da impatto e guadagno

Il processo fisico responsabile del guadagno interno in un dispositivo a semiconduttore è la moltiplicazione a valanga dei portatori di carica prodotti attraverso la ionizzazione da impatto (fig 3.8).

La ionizzazione da impatto [21] è un importante meccanismo di moltiplicazione di carica: in questo processo, un elettrone o una lacuna con un'energia cinetica sufficientemente alta (ovvero maggiore dell'energia di gap del semiconduttore), può creare una seconda coppia elettrone/lacuna trasferendo la propria energia mediante collisioni con il reticolo. In presenza di un alto campo elettrico le cariche secondarie possono a loro volta liberare altre coppie e così via.

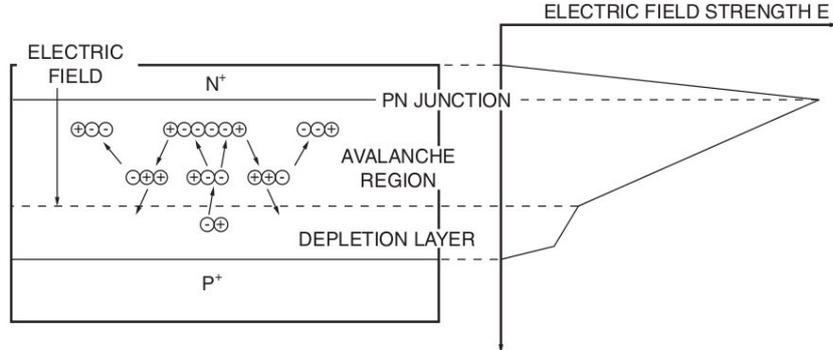


Figura 3.8: Rappresentazione schematica della moltiplicazione a valanga.

Il processo di produzione di coppie, una volta superata la tensione di innesco, procede con un andamento esponenziale

$$N(d) = N_0 \cdot e^{\alpha d}, \quad (3.3)$$

dove N_0 è il numero di cariche iniziale, d è lo spessore attraversato e α è un fattore di moltiplicazione, anche chiamato *coefficiente di ionizzazione*, che ha una forte dipendenza dal campo elettrico (fig 3.9), differisce per elettroni e lacune, e può essere parametrizzato come

$$\alpha_{e,h}(E) = \alpha_{e,h}(\infty) \cdot \exp\left(-\frac{b_{e,h}}{|E|}\right) \quad (3.4)$$

dove $\alpha(\infty)$ e $b_{e,h}$ sono parametri ricavati sperimentalmente.

I coefficienti di ionizzazione rappresentano la probabilità, per un portatore di carica che percorre una certa distanza, di creare una coppia elettrone/lacuna attraverso la ionizzazione di impatto.

Il campo di breakdown nel silicio, è generalmente considerato vicino ai 300 kV/cm e in questo caso i valori dei coefficienti di ionizzazione per elettroni e lacune sono:

$$\begin{aligned} \alpha_e &\approx 0.66 \text{ coppie}/\mu\text{m}, \\ \alpha_h &\approx 0.17 \text{ coppie}/\mu\text{m}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Si può inoltre considerare il rapporto di ionizzazione, che è dato da:

$$k = \frac{\alpha_h}{\alpha_e}. \quad (3.6)$$

Questo significa che, quando $k > 1$, domina la ionizzazione da parte delle lacune, mentre se $k < 1$ è più importante il contributo dovuto agli elettroni. Nel caso del silicio quindi la ionizzazione da impatto è completamente dominata dagli elettroni.

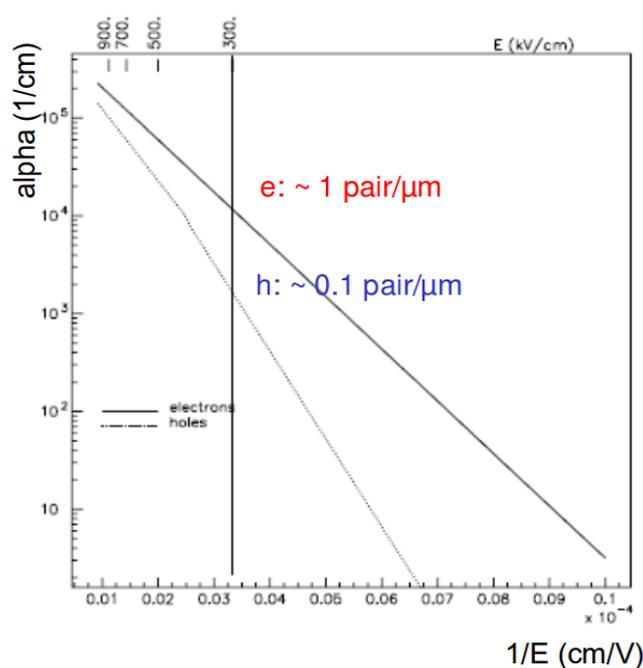


Figura 3.9: Grafico che mostra la dipendenza del coefficiente di ionizzazione dal campo elettrico.

Fatte queste considerazioni sui coefficienti di ionizzazione, si può riscrivere la (3.3) come

$$N(d) = N_0 \cdot e^{\alpha d} = N_0 \cdot g, \quad (3.7)$$

quindi:

$$g = e^{\alpha d} = \frac{N}{N_0}, \quad (3.8)$$

dove il *guadagno* g , è dato dal numero dei portatori presenti dopo la ionizzazione sul numero di portatori iniziali, e rappresenta la quantità di produzione di coppie elettrone/lacuna.

Poiché nell'espressione del guadagno compare il coefficiente α , è evidente che anch'esso avrà, a sua volta, una forte dipendenza dal capo elettrico applicato alla zona di moltiplicazione e allo spessore di questa (d_m).

In generale, quindi, maggiore è la tensione inversa, maggiore è il guadagno che può scriversi anche

$$g = \frac{1 - k}{e^{-(1-k)\alpha_e d_m} - k}. \quad (3.9)$$

Il massimo guadagno che si può ottenere è legato al fenomeno di breakdown della giunzione: in questa condizione, la corrente che circola nella giunzione non è più adatta all'utilizzo del dispositivo.

3.3 Low Gain Avalanche Detector

I Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) rappresentano un nuovo concetto di rivelatore al silicio costruiti con geometria a pad e con moltiplicazione interna della carica. Questi nuovi dispositivi sono ispirati agli APD normalmente utilizzati in applicazioni per la rivelazione di fotoni. A differenza di questi, però, hanno un profilo di drogaggio che permette di controllare la valanga e di avere basso guadagno: questo li rende particolarmente utili nello studio di particelle cariche di alta energia. Inoltre, il design innovativo permette di avere, rispetto ai rivelatori al silicio standard, un segnale maggiore (a parità di spessore) oppure spessori minori (a parità di guadagno).

3.3.1 Struttura interna

I primi Low Gain Avalanche Detectors sono stati fabbricati dal CNM (Centro Nacional de Microelectrónica) di Barcellona e sono sensori al silicio $n-in-p$.

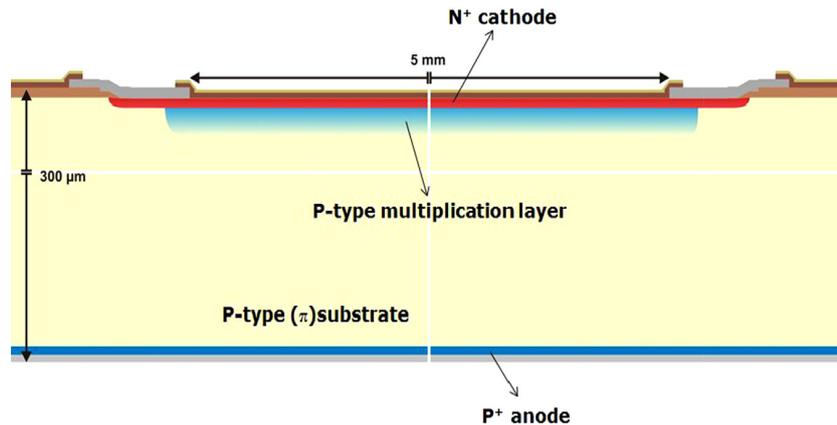


Figura 3.10: Struttura schematizzata dei LGAD.

La struttura interna dei LGAD (fig 3.10) è costituita da:

- un catodo n^+ ;
- un impianto di alto drogaggio p^+ ($\sim 10^{16}/cm^3$) spesso $\sim 1 \mu m$;
- un substrato π poco drogato di tipo p ($\sim 10^{12}/cm^3$);
- infine un anodo p^+ .

La diffusione dello strato p^+ al di sotto dello strato n^+ , forma quindi una giunzione lungo il centro degli elettrodi dove, in condizioni di polarizzazione inversa, si genera una regione localizzata di alto campo elettrico che può

portare alla moltiplicazione degli elettroni che raggiungono l'elettrodo n^+ . Quindi, lo scopo dello strato p^+ è aumentare il valore del campo elettrico in questa regione e il suo profilo di drogaggio rappresenta il principale parametro tecnologico da definire per regolare il valore del guadagno. Per garantire la stessa moltiplicazione del segnale ovunque la carica venga raccolta, è necessario avere uniformità di guadagno in tutta l'area utile alla rivelazione. Pertanto, la distribuzione del campo elettrico dovrebbe essere progettata per avvicinarsi il più possibile a quella di una giunzione planare. Una struttura come quella in figura 3.10, in cui la terminazione del bordo è ottenuta semplicemente rendendo l'elettrodo n^+ maggiormente esteso rispetto allo strato di moltiplicazione, presenta però un picco di intensità del campo elettrico ai bordi (fig. 3.11) che può essere causa di non uniformità nella distribuzione del guadagno (fig. 3.12).

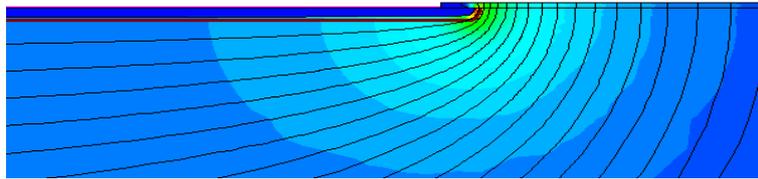


Figura 3.11: Andamento del campo elettrico: in verde è rappresentato il picco di E ai bordi della giunzione.

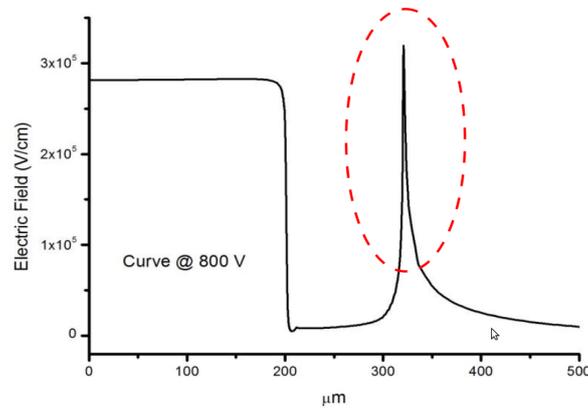


Figura 3.12: Andamento del campo elettrico in funzione della distanza dal centro del sensore in cui si può osservare un picco in corrispondenza dei bordi della giunzione.

Per minimizzare questo effetto è stata proposta successivamente un'estensione ai margini della giunzione (*Junction Termination Extension, JTE*) dei

LGAD. Questa consiste nell'aggiungere, ai bordi della giunzione principale, due zone con una bassa concentrazione di tipo n più spesse rispetto all'elettrodo n^+ , che fungono da protezioni laterali (fig 3.13).

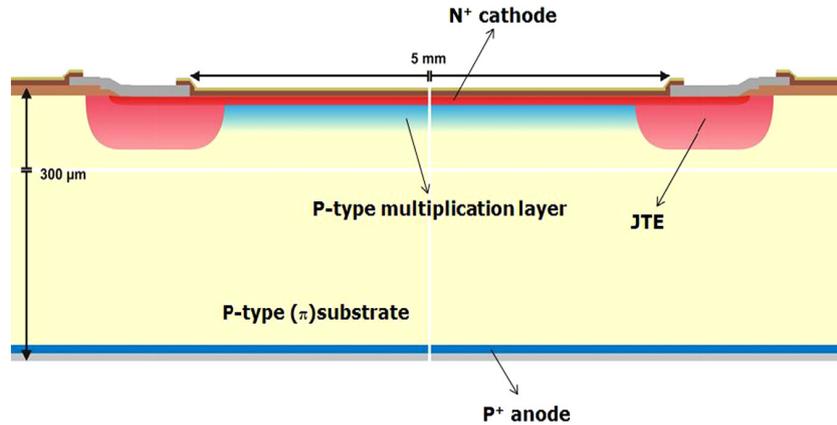


Figura 3.13: Rappresentazione schematica dei LGAD con una struttura JTE.

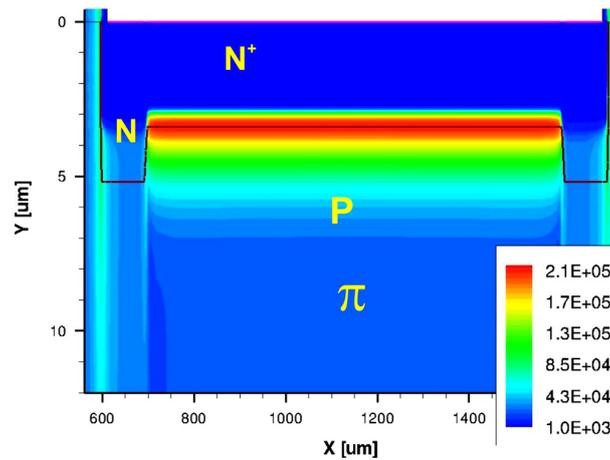


Figura 3.14: Uniformità della distribuzione del campo elettrico in LGAD con tecnologia JTE: i valori di E sono misurati in V/cm .

In figura 3.14 è rappresentata la distribuzione del campo elettrico in un sensore con JTE ai bordi, che mostra una maggiore uniformità, simile a quella di una tipica giunzione planare. Inoltre, la capacità di tensione dei dispositivi è alta e raggiunge $\sim 95\%$ del valore atteso per un classico diodo.

Grazie alla presenza delle protezioni laterali, il picco del campo elettrico ai bordi della giunzione è ridotto al di sotto del valore critico per innescare la ionizzazione da impatto: si evita così di avere moltiplicazione al bordo anche

per alte tensioni di polarizzazioni applicate (fig 3.15).

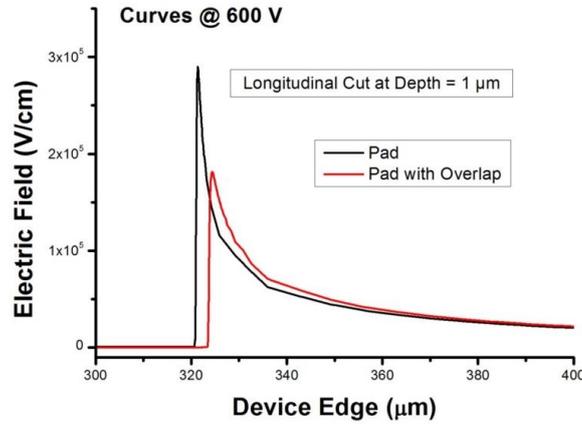


Figura 3.15: Distribuzione dell'intensità del campo elettrico in cui si vede la differenza tra i valori massimi raggiungibili da E nelle configurazioni di LGAD con e senza JTE.

L'analisi del profilo di drogaggio degli LGAD è cruciale per comprendere il meccanismo di moltiplicazione interna e per migliorare i metodi di raccolta della carica.

3.4 Ultra Fast Silicon Detectors

Lo sviluppo dei Low Gain Avalanche Detectors ha reso possibile produrre rivelatori al silicio con segnali in uscita maggiori di quelli dei sensori tradizionali e, la concentrazione di droganti dello strato di moltiplicazione p^+ , è scelto per generare un guadagno di 10 – 100, in contrasto con i valori tipici degli APD e dei SiPM.

Questo aumento del segnale porta ad avere diversi vantaggi:

- la possibilità di sviluppare sensori sottili con un segnale abbastanza grande;
- essendo più sottili, i portatori di carica soffrono di meno trapping (fenomeno in cui, difetti presenti nella struttura cristallina, si comportano come trappole che trattengono i portatori);
- infine, un segnale più grande, implica un miglioramento delle capacità di misurare precisamente il tempo di passaggio delle particelle.

3.4.1 Rivelatori sottili

La progettazione degli Ultra Fast Silicon Detectors (UFSD) sfrutta l'effetto della moltiplicazione di carica dei LGAD, unitamente ad uno spessore di poche decine di micrometri, per ottenere rivelatori al silicio che siano in grado di misurare, contemporaneamente e con grande precisione, spazio e tempo. Infatti, allo stato attuale della tecnologia, non si possono misurare entrambi con accuratezza, poiché un buon rivelatore di posizione non ha una risoluzione temporale ottimale e viceversa.

Tra le caratteristiche utili nei rivelatori utilizzati per misure di tempo veloce, c'è sicuramente quella di lavorare con un tempo minimo di raccolta della carica e questo corrisponde ad una velocità di deriva massima che, come visto nel paragrafo 1.5, satura per campi elettrici applicati elevati. In questo caso il tempo di raccolta della carica diventa funzione della sola distanza che percorrono le cariche.

Quindi, in un rivelatore al silicio planare, per avere un impulso di corrente raccolto velocemente è necessario utilizzare dispositivi sottili. Quando si opera con sensori di spessore minore, però, bisogna considerare anche alcuni inconvenienti: ad esempio, una MIP che attraversa il dispositivo deposita una quantità di carica proporzionale alla distanza attraversata e questo porta ad avere piccoli segnali in uscita. Inoltre, ci può essere un aumento della capacità dovuto alla vicinanza del backplane alla superficie degli elettrodi che può provocare un aumento del rumore.

Proprio per ovviare a questi problemi viene sfruttato il guadagno interno dei LGAD, che garantisce un segnale apprezzabile anche quando la quantità di carica iniziale è piccola.

Thickness [um]	Backplane Capacitance		Signal [No. of e ⁻]	Collection Time [ps]	Gain Required	
	Pixels [fF]	Strips [pF/mm]			for 2000 e ⁻	for 12000 e ⁻
1	250	5.0	35	13	57	343
2	125	2.5	80	25	25	149
5	50	1.0	235	63	8.5	51
10	25	0.50	523	125	3.8	23
20	13	0.25	1194	250	1.7	10.4
100	3	0.05	6954	1250	0.29	1.7
300	1	0.02	23334	3750	0.09	0.5

Figura 3.16: Caratteristiche dei sensori UFSD in funzione dello spessore.

Nella tabella 3.16 sono rappresentate le principali quantità da valutare per un giusto compromesso tra tempo di raccolta della carica, guadagno e spessore. I valori si riferiscono a due geometrie, pixel ($50\mu m \times 50\mu m$) e strip (lunghe $1mm$), e vengono mostrati la capacità di backplane in funzione dello spessore del sensore, il numero di elettroni che formano il segnale, il tempo

di raccolta e il guadagno necessario per raggiungere un livello accettabile di segnale. Al fine di ottenere rivelatori veloci si può notare che quelli a pixel offrono combinazioni interessanti di guadagno moderato, piccole capacità e tempi di raccolta brevi, quindi sono da preferirsi ai rivelatori a strip.

Inoltre, la struttura generale deve essere adattata alle diverse finalità del rivelatore e alle rispettive geometrie di campo. I sensori epitassiali fig. 3.17(a), si possono produrre facilmente e sono costituiti da un elettrodo a bassa resistività (n^{++}) impiantato su un substrato epitassiale altamente resistivo (p), a sua volta depositato sull'elettrodo p^{++} (caratterizzato da bassa resistività). Questa configurazione è utile nella rivelazione di particelle cariche ma non permette di osservare fotoni nel visibile, in quanto lo strato epitassiale sensibile è compreso tra due elettrodi e dall'ulteriore circuito elettronico di lettura.

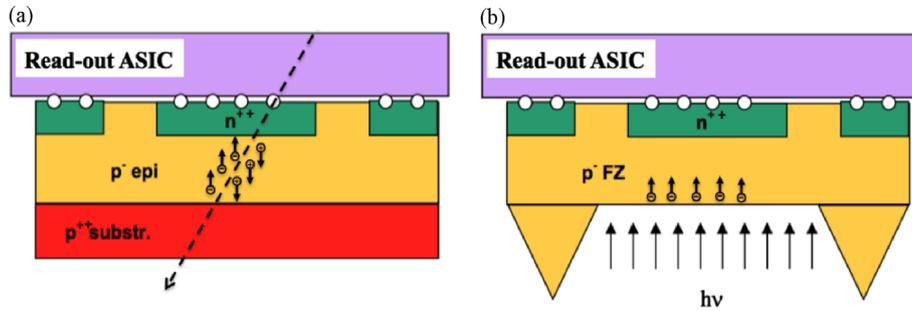


Figura 3.17: Rivelatori UFSD: Epitassiali per la rivelazione di particelle cariche (a) e Float Zone per la rivelazione di fotoni (b).

Poiché il rilevamento di fotoni nello spettro del visibile è uno dei principali campi di applicazione degli UFSD, sono stati studiati sensori sottili Float Zone retroilluminati (fig 3.17(b)). In questa tecnica si produce un wafer FZ di spessore normale e successivamente si rimuove il materiale in eccesso tramite un etching selettivo, così da poter raggiungere spessori molto sottili ($\sim 15\mu m$).

3.4.2 Risoluzione temporale

Lo sviluppo degli UFSD apre nuove opportunità per tutte le applicazioni che hanno necessità di trarre vantaggio dalla combinazione di informazioni spazio-temporali precise. Saranno infatti i primi rivelatori in grado di effettuare un tracciamento 4-dimensionale di particelle cariche con un'ottima risoluzione di spazio e tempo:

$$\begin{aligned}\sigma_t &\sim 10 - 20 \text{ ps} , \\ \sigma_x &\sim 10 - 20 \mu m .\end{aligned}\tag{3.10}$$

I principali elementi utili per effettuare misure di tempo, sono mostrati in figura 3.18, dove, il sensore al silicio (pixel) è letto da un preamplificatore che modula il segnale e questo viene successivamente comparato con una soglia fissa, al fine di determinare il tempo di arrivo.

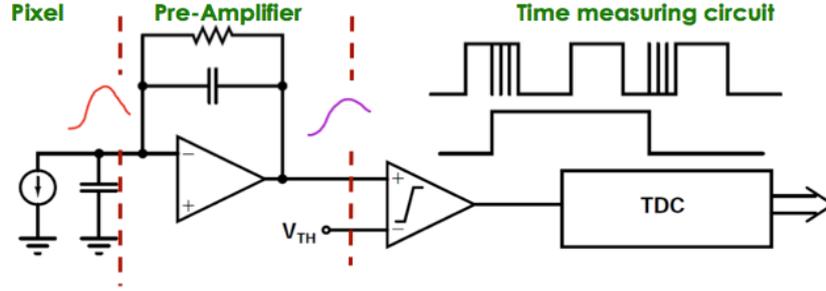


Figura 3.18: Principali componenti utilizzate per le misure del tempo di arrivo di una particella.

La risoluzione temporale σ_t , può essere espressa come la somma di tre termini:

$$\sigma_t^2 = \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{TW}^2 + \sigma_J^2 . \quad (3.11)$$

Il termine σ_{TDC} , determinato dalla larghezza del bit meno significativo (LSB) del Time to Digital Converter e introduce un valore di incertezza fissa data da $\sigma_{TDC} = TDC_{bin}/\sqrt{12}$ e raggiunge un valore di circa $20 \text{ ps}/\sqrt{12}$.

Il secondo contributo è quello dato dal time walk, che è il principale svantaggio da considerare quando si usa un circuito con una soglia fissa: infatti è inevitabile che segnali di ampiezze diverse attraversino la soglia a tempi differenti e questo genera un'incertezza all'uscita del discriminatore.

L'ultimo termine, σ_J , è l'incertezza legata al jitter che si ha in presenza di rumore elettronico: in questo caso infatti il rumore si va a sommare al segnale, causando variazioni nell'ampiezza di quest'ultimo. Il jitter è dovuto al rumore elettronico ed è direttamente proporzionale al rumore del sistema e inversamente proporzionale alla pendenza del segnale intorno al valore di soglia del comparatore.

Nelle immagini che seguono sono schematizzati gli effetti del time walk all'uscita del discriminatore per due segnali con diversa ampiezza e del jitter.

Utilizzando le espressioni esplicite per tutti i termini [17], si può riscrivere l'equazione (3.11) con le seguenti parametrizzazioni:

$$\sigma_t^2 = \left(\frac{TDC_{bin}}{\sqrt{12}} \right)^2 + \left(\left[\frac{t_r V_{th}}{S} \right]_{RMS} \right)^2 + \left(\frac{t_r N}{S} \right)^2 , \quad (3.12)$$

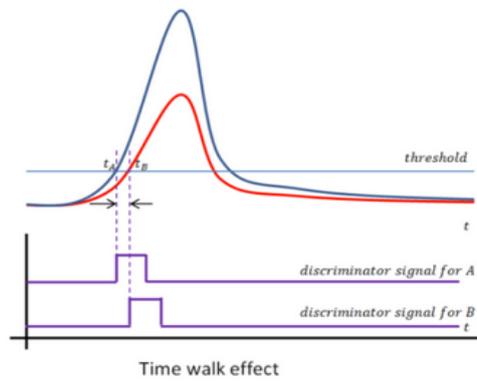


Figura 3.19: Effetto del time walk all'uscita del discriminatore per segnali con ampiezza diversa.

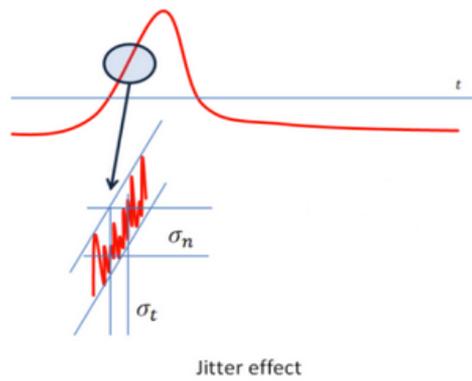


Figura 3.20: Effetto del jitter

dove:

- t_r è il tempo di salita legato al preamplificatore. Per minimizzare σ_t , t_r dev'essere dell'ordine del tempo di raccolta del segnale;
- V_{th} indica la soglia fissata;
- S è l'ampiezza del segnale;
- N è il rumore;
- TDC_{bin} è la larghezza del bit meno significativo del TDC.

Come si può dedurre dall'equazione 3.12, l'incertezza sulla misura temporale è inversamente proporzionale al rapporto tra segnale S e il tempo di salita t_r : i rivelatori Ultra-Fast, essendo in grado di produrre segnali ampi in tempi brevi, permettono di massimizzare tale rapporto.

3.4.3 Applicazioni degli UFSD

Fino ad oggi i rivelatori a semiconduttore hanno privilegiato la precisione spaziale, trascurando gli aspetti legati al tempo. Essere in grado di risolvere la dimensione temporale con una risoluzione del picosecondo, è un decisivo miglioramento per quanto riguarda i sensori al silicio ed apre le porte a molte altre applicazioni che non riguardano solo la fisica delle alte energie:

1. *Rivelatori di particelle*: grazie alla possibilità di produrre sensori sottili, gli UFSD sono utili in applicazioni di rivelazione di particelle in cui la quantità di materiale è critica; inoltre, la moltiplicazione interna delle cariche serve a compensare i portatori di carica intrappolati in difetti presenti nella struttura cristallina. Trovano anche impiego in esperimenti di tracking e ricostruzione del vertice in quanto identificare con alta risoluzione le caratteristiche temporali degli eventi porta ad una riduzione delle coincidenze casuali e, in generale, a un aumento dell'efficienza di tracciamento;
2. *Time of Flight (ToF)*: la misura del tempo di volo dà indicazioni sul tempo impiegato da una particella per percorrere una certa distanza in un determinato mezzo. Fra le varie tecniche basate sulla misura del ToF che trarrebbero benefici dall'utilizzo degli Ultra Fast Silicon Detectors, vi è senz'altro la Positron Emission Tomography (PET) che è il sistema più potente ed esteso di diagnostica per immagini ed è utilizzato per rivelare cambiamenti fisiologici nei tessuti: questa tecnica prevede l'iniezione di un radiofarmaco che, dopo un certo tempo, emette un positrone; questo poi si annichila con un elettrone producendo una coppia di fotoni gamma che vanno in direzioni opposte. Il punto cruciale di questa tecnica è quindi la rivelazione simultanea di coppie di fotoni e proprio per questo motivo la risoluzione spaziale e quella temporale sono di fondamentale importanza e l'uso degli UFSD sarebbe di grande vantaggio per migliorare le prestazioni della PET. Inoltre, i sistemi basati su ToF hanno un forte potenziale nel controllo industriale, tecnologico, automotive e in robotica: l'uso degli UFSD può essere di grande aiuto nella ricostruzione tridimensionale delle immagini, in quanto permetterebbe una risoluzione spaziale di pochi *mm* a bassa potenza di illuminazione;
3. *Conteggio di particelle*: le prestazioni degli UFSD permetteranno di sviluppare nuovi strumenti per applicazioni di conteggio delle particelle con frequenze di funzionamento molto alte: ad esempio, sarebbe possibile avere una misura accurata della dose assorbita dai pazienti nell'adroterapia. Inoltre, anche gli esperimenti di scienza dei materiali che utilizzano raggi X trarrebbero benefici dalle peculiarità offerte dagli UFSD.

Capitolo 4

Caratterizzazione dei sensori

Lo scopo principale di questa tesi è stato studiare e caratterizzare i Low Gain Avalanche Detectors.

Per la caratterizzazione dei sensori al silicio innovativi sono stati eseguiti i seguenti passaggi: 1. studio della *curva I-V* per determinare la tensione di breakdown e impostare la corrente massima nel generatore di tensione; 2. studio della *curva C-f* per la determinazione della frequenza di lavoro; 3. studio della *curva C-V* per individuare la tensione di svuotamento ed estrarre il profilo di drogaggio e 4. studio della *curva Q-V* come metodo alternativo nella determinazione della tensione di svuotamento e delle curve di guadagno.

Questo capitolo descrive il setup in laboratorio utilizzato per lo studio dei Low Gain Avalanche Detectors, illustra la teoria alla base di ciascun procedimento ed espone i risultati ottenuti.

4.1 Lista dei sensori al silicio innovativi

Tutti i sensori analizzati sono stati fabbricati al Centro Nacional de Microelectrónica di Barcellona, che ha fatto diverse produzioni che si differenziano, tra le altre cose, per il drogaggio dello strato di guadagno.

In particolare, in laboratorio, sono disponibili sei sensori appartenenti a due realizzazioni differenti, il run 6474 e il run 7062.

Nella tabella 4.1 sono indicate le caratteristiche di ogni sensore usato in laboratorio.

Ogni rivelatore misura $300 \mu m$ di spessore ed ha un'area di $5 mm \times 5 mm$ (fig. 4.1).

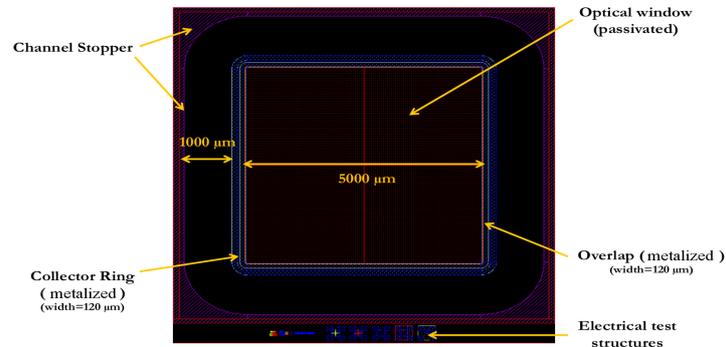


Figura 4.1: Uno dei sensori LGAD usati in laboratorio.

Tabella 4.1: Lista dei sensori CNM analizzati.

<i>Run</i>	<i>Sensore</i>	<i>Impianto strato P</i> ($E = 100 \text{ KeV}$)	<i>Guadagno</i>	V_{break}	<i>Tipo di Metallizzazione</i>
6474	W8_B4	?	10	$> 500 \text{ V}$	DR
6474	W8_C6	?	10	$> 500 \text{ V}$	DC
6474	W9_B6	Nessun impianto	No	$> 500 \text{ V}$	DR
7062	W1_F3	$1.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	1-2	$> 500 \text{ V}$	DR
7062	W3_H5	$2.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	10	$> 500 \text{ V}$	DR
7062	W7_D7	Nessun impianto	No	$> 500 \text{ V}$	DR

Per quanto riguarda i sensori appartenenti al run 6474, i primi due (W8_B4 e W8_C6) hanno guadagno ~ 10 , differiscono per il tipo di metallizzazione (fig. 4.2) e non si conosce la dose di droganti impiantata nello stato di moltiplicazione; il terzo sensore (W9_B6), invece, non ha guadagno.

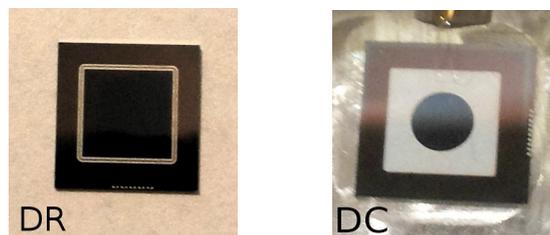


Figura 4.2: I sensori di tipo DR hanno una finestra quadrata molto ampia nella metallizzazione presente sull'elettrodo n, mentre quelli di tipo DC presentano una finestra circolare.

Anche del run 7062 sono disponibili 3 sensori: due con guadagno di cui, a differenza del Run 6474, è nota la dose impiantata nello strato di moltiplicazione ed un terzo sensore senza guadagno, che è stato utilizzato per normalizzare i risultati ottenuti.

È interessante notare che, nonostante i sensori W1_F3 e W3_H5 abbiano una differenza nella dose impiantata di boro molto piccola ($\sim 20\%$), il valore del guadagno sia invece diverso circa del 90%. Questo, come già affermato nel paragrafo 3.3, conferma il fatto che il guadagno dei sensori LGAD è molto sensibile al drogaggio dello strato di moltiplicazione.

4.2 Strumenti utilizzati in laboratorio

Tutti i test sui sensori sono stati effettuati presso il Dipartimento di Fisica dell'Università degli Studi di Torino.

L'apparato costruito in laboratorio consiste in una catena di acquisizione che utilizza strumenti diversi a seconda delle misure che si vogliono prendere; in particolare sono stati adoperati:

- un computer;
- un generatore di tensione (Sez. 4.2.1);
- un capacimetro (Sez. 4.2.2);
- un bias-tee (Sez. 4.2.3);
- un amplificatore (Sez. 4.2.4);
- un oscilloscopio (Sez. 4.2.5);
- un laser (Sez. 4.2.6).

4.2.1 Il generatore di tensione

Il generatore utilizzato per lo svolgimento di tutte le misure è il Keithley 2410 High Voltage SourceMeter (fig. 4.3). Questo strumento è in grado di generare e misurare tensioni che vanno da -1100 V a $+1100\text{ V}$ con sensibilità del microvolt e correnti nell'intervallo tra 10 pA e 1 A ed è stato utilizzato in laboratorio per fornire tensione durante le fasi di test e impostare la corrente massima da erogare ai sensori, controllandolo sia manualmente, sia da remoto attraverso una connessione GPIB.



Figura 4.3: Generatore di tensione Keithley 2410.

4.2.2 Il misuratore LCR

Per misurare la capacità dei sensori, si è utilizzato l'Agilent E4980A Precision LCR Meter (fig. 4.4). Questo strumento è in grado di misurare i parametri L, C e R di una qualunque impedenza.



Figura 4.4: Agilent E4980A LCR Meter.

L'impedenza è una grandezza vettoriale che rappresenta la facilità con cui una corrente può circolare in un dispositivo ed è esprimibile come vettore nel campo complesso mediante la relazione

$$Z = R + jX , \quad (4.1)$$

dove R , la parte reale, è la resistenza ed X , la parte immaginaria, è la reattanza che può essere di tipo induttivo o capacitivo, a seconda della natura del componente.

Lo strumento può essere configurato in modo da misurare una coppia di valori, uno dei quali è rappresentato dall'induttanza L o dalla capacità C .

Il principio di funzionamento è il seguente: il capacimetro applica al componente sotto test un segnale sinusoidale a frequenza f regolabile e misura sia la caduta di tensione che la corrente. La reattanza produce uno sfasamento tra la corrente e la tensione del circuito e quindi può essere misurata.

La gamma di frequenze disponibili per l'Agilent E4980A va da 20 Hz a 2 MHz con un'accuratezza di $\pm 0.05\%$ per quanto riguarda le misure di capacità. Anche in questo caso si è controllato lo strumento sia manualmente, sia tramite controllo remoto con una connessione GPIB.

4.2.3 Il bias-tee

I bias-tee sono componenti coassiali passivi principalmente utilizzati in applicazioni dove è necessario applicare tensione in un circuito RF solo ad alcune parti del circuito.

Il bias-tee utilizzato è il modello ZFBT-4R2G+ della MiniCircuits (fig. 4.5) a $50\ \Omega$ e a banda larga (da 10 a 4200 MHz). Esso è munito di tre connettori SMA, due maschi e uno femmina.



Figura 4.5: Bias-tee utilizzato in laboratorio: il connettore SMA 1 serve per immettere la frequenza; il connettore SMA 2 è utilizzato per fornire la tensione al sensore, mentre l'ultimo connettore SMA è l'uscita .

4.2.4 L'amplificatore

L'amplificatore è un dispositivo in grado di variare l'ampiezza di un segnale di un fattore moltiplicativo (guadagno), solitamente espresso in dB . In generale, esso è costituito da un ingresso a cui è applicato il segnale da amplificare e un'uscita da cui viene prelevato il segnale amplificato.

Il dispositivo utilizzato durante la presa dei dati è il modello LPA-10-20 RF Bay (fig. 4.6), in grado di operare con una gamma di frequenze comprese tra 100 KHz e 10 GHz e anch'esso dotato di connettori SMA. Parte delle misure sono state prese anche con un altro amplificatore con caratteristiche equivalenti.

4.2.5 L'oscilloscopio

L'oscilloscopio è uno strumento di misura elettronico che consente di visualizzare, su un grafico bidimensionale, l'andamento temporale dei segnali elet-



Figura 4.6: Amplificatore utilizzato in laboratorio, con il connettore per il segnale in entrata (IN), il connettore per il segnale in uscita (OUT) e in basso il collegamento a terra (GND) e all'alimentazione elettrica.

trici. L'asse orizzontale del grafico solitamente rappresenta il tempo, mentre l'asse verticale rappresenta la tensione.

Il modello utilizzato in laboratorio è il LeCroy WaveRunner 625Zi (fig. 4.7), che ha un'ampiezza di banda di 2.5 GHz , con una frequenza di campionamento fino a 40 GSample .

Anche questo strumento è stato controllato manualmente all'inizio e poi in remoto tramite una connessione USB.



Figura 4.7: Oscilloscopio LeCroy 625Zi.

4.2.6 Il laser

Il laser è un dispositivo in grado di emettere luce coerente e monocromatica incanalata in un raggio rettilineo, attraverso un processo di emissione stimolata.

Il laser utilizzato per indurre i segnali sui sensori è il Picosecond Diode Laser

(PiLas) di Advanced Laser Diode Systems, con il controller EIG2000DX dotato di due teste con diverse lunghezze d'onda e munito di fibre ottiche (fig. 4.8):

- $\lambda = 1064 \text{ nm}$, che riproduce il segnale di una MIP e quindi attraversa l'intero spessore del sensore;
- $\lambda = 400 \text{ nm}$, che riproduce il segnale di una particella alpha e penetra solo per pochi micrometri nel sensore.

Durante tutte le prove, il laser è stato controllato manualmente.



Figura 4.8: Controller del laser con le due teste.

4.3 LabView

Per controllare tutto l'apparato sperimentale è stato creato un sistema di acquisizione dati completamente automatizzato basato su LabView 9.0 [14], che è un ambiente di sviluppo integrato per il linguaggio di programmazione grafico sviluppato da National Instruments.

LabView fa uso di diverse VI (Visual Instrument), che sono composte da due finestre principali: il *Front Panel*, ovvero l'interfaccia grafico per l'utente che contiene *controlli e indicatori*, cioè i terminali interattivi di ingresso e uscita; la seconda finestra è il *Block Diagram*, ovvero il diagramma di flusso che rappresenta il codice sorgente in formato grafico. In particolare, è stato possibile gestire (quasi) tutti gli strumenti grazie alla creazione di una State-Machine, che è una delle architetture fondamentali di LabView che permette di creare applicazioni in modo rapido, quando si ha la necessità di controllare diversi stati contemporaneamente.

La figura 4.9 mostra il pannello di controllo del programma di LabView (versione 9.0) che si è scritto per effettuare le misure in laboratorio.

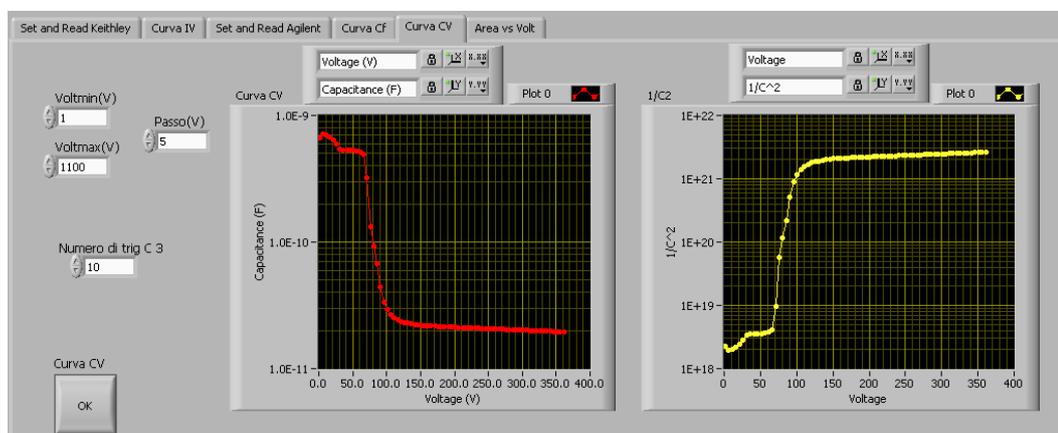


Figura 4.9: Schermata del Front Panel di LabView.

Come si vede, il Front Panel è composto da sei diversi pannelli, ognuna dei quali svolge azioni differenti. Il primo di questi (*Set and Read Keithley*), permette di controllare da remoto il Keithley 2410, impostare la tensione, la corrente massima da passare al sensore ed ha due indicatori che segnalano in tempo reale i valori di tensione e corrente del generatore di tensione. Il secondo pannello (*curva IV*) è dedicato alla raccolta dati della curva corrente-tensione. Il terzo (*Set and Read Agilent*) è di nuovo un pannello di interfaccia con la strumentazione, in particolare con il capacimetro: da qui è possibile fare la calibrazione ed impostare la frequenza di lavoro; anche in questo caso sono presenti degli indicatori che leggono il valore della capacità e della frequenza. Le ultime tre finestre, infine, sono dedicate alla presa dati delle curve C - f , C - V e Q - V .

Grazie all'uso della State-Machine di LabView è stato possibile gestire misure ripetitive in modo automatizzato. I dati raccolti sono stati successivamente analizzati off-line per studiare le caratteristiche di ogni sensore.

4.4 Caratterizzazione dei rivelatori LGAD

Come già anticipato all'inizio di questo capitolo lo scopo di questa tesi è studiare le proprietà di rivelatori al silicio innovativi. Nella fase di caratterizzazione si sono studiate le proprietà dei sensori attraverso l'analisi di diverse misure quali le curve I-V, C-f, C-V e Q-V. Da queste curve si è estratto il profilo di dorgaggio e si sono sviluppati due metodi indipendenti per la determinazione della tensione di svuotamento.

4.4.1 Curva I-V

Il primo passo fatto nella caratterizzazione di un sensore è stato misurare la curva I-V. Questa misura permette di rivelare eventuali difetti nel sensore e trovare il valore massimo della tensione che può essere applicato prima che avvenga il breakdown. Per effettuare questa prova si è utilizzato il generatore di tensione a cui, attraverso dei cavi lunghi circa un metro, si è connesso il sensore.

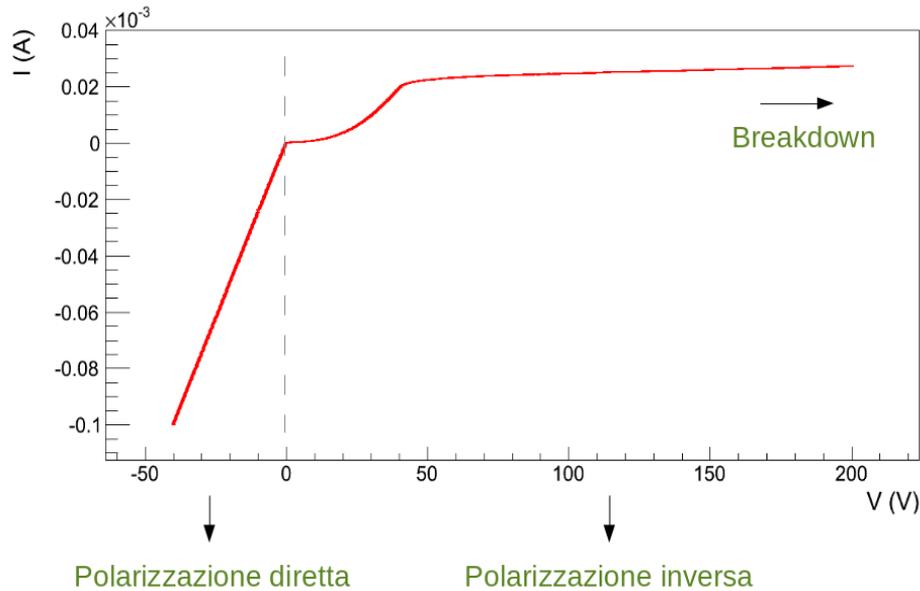


Figura 4.10: Grafico della curva I-V del sensore W8_B4.

Tutte le misure sono state prese tra -40 V e 200 V , utilizzando l'apposito programma creato con LabView.

Un esempio delle curve ottenute è quello riportato in figura 4.10, che mostra la risposta del sensore W8_B4 del run 6474: sull'asse delle ascisse si hanno i valori della tensione (espressa in Volt), mentre sull'asse delle ordinate si hanno i valori relativi alla corrente (espressa in Ampere). Si può osservare una netta distinzione tra il comportamento in polarizzazione diretta, ovvero tra -40 V e 0 V , e inversa, per tensioni $> 0\text{ V}$: nel primo caso, si osserva una dipendenza lineare tra tensione e corrente dovuta alla resistenza di protezione ($\sim 400\text{ k}\Omega$) del circuito, mentre nella seconda parte si nota un brusco aumento della corrente tra 0 e 50 V (che rappresenta il volume del sensore che si svuota), per poi raggiungere un plateau per valori di tensione maggiori di 50 V .

Non si è riscontrato breakdown al di sotto dei 200 V , in accordo con le specifiche ricevute da CNM che indicavano $V_{break} > 500\text{ V}$. Inoltre dalla misura della caratteristica I-V, si è scelto il valore di corrente massima erogabile ai

sensori per tutte le misure successive:

$$I_{max} = 1 \text{ mA} . \quad (4.2)$$

I grafici delle curve I-V per gli altri sensori, si possono trovare in appendice A.

4.4.2 Curva C-f

Il secondo passo fatto per caratterizzare i sensori è stato studiare la curva capacità-frequenza.

Dato che un rivelatore è una rete complessa di vari elementi, quali capacità, induttanze e resistenze, è necessario determinare la giusta frequenza di lavoro. Sappiamo che un sensore si comporta come un condensatore a facce piane parallele, per cui la capacità è direttamente proporzionale alla superficie A ed inversamente proporzionale alla distanza tra le piastre, corrispondente allo spessore W della zona di svuotamento:

$$C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{A}{W} , \quad (4.3)$$

dove ε_0 è la costante dielettrica del vuoto ed ε_r è la permittività elettrica del materiale, che nel caso del silicio vale 11.7.

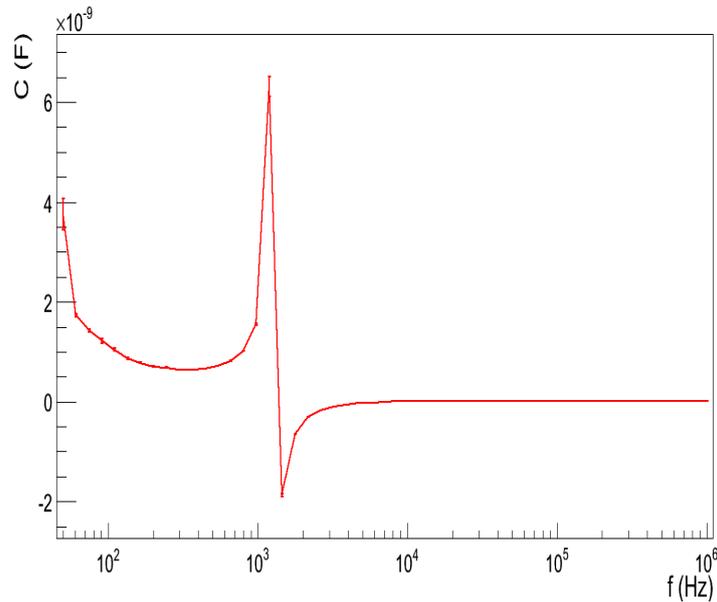


Figura 4.11: Grafico della curva C-f del sensore W8_B4.

Andando a sostituire nell'equazione (4.3) i valori numerici noti si ottiene:

$$C = 8.85 \times 10^{-12} \text{ pF/m} \cdot 11.7 \cdot \frac{5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}}{300 \text{ } \mu\text{m}} \approx 9 \text{ pF} , \quad (4.4)$$

possiamo quindi identificare la corretta frequenza di lavoro quando la misura è dell'ordine di 10 pF .

Per raccogliere i dati sono stati utilizzati il generatore di tensione, il capacimetro e si è misurata la capacità al variare della frequenza.

Impostando una tensione di 200 V si è fatta variare la frequenza tra 50 Hz e 1 MHz a passi di 50 Hz e il risultato è quello mostrato in figura 4.11 che fa riferimento al sensore W8_B4 del run 6474: sull'asse delle ascisse, in scala logaritmica, è presente la frequenza, mentre sull'asse delle ordinate la capacità. Intorno ad 1 kHz , si osserva una risonanza tipica nei circuiti RLC quando le componenti reattive dell'impedenza si equivalgono in modulo.

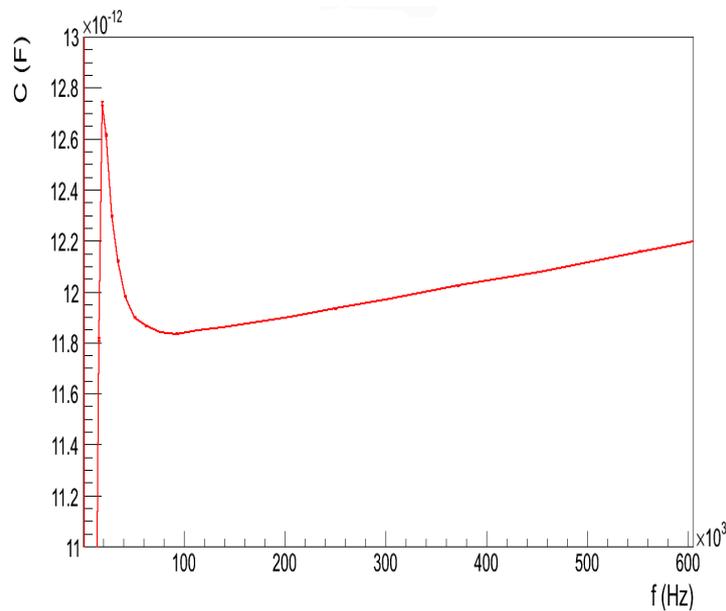


Figura 4.12: Ingrandimento della curva C-f del sensore W8_B4 della regione attorno alla frequenza di lavoro.

Dalla curva C-f è stato quindi possibile selezionare la frequenza da impostare per procedere con le misure successive, scegliendo il valore di f per cui il valore della capacità si avvicinasse maggiormente a quello calcolato nell'equazione (4.4): si è scelto quindi

$$f = 100 \text{ kHz} . \quad (4.5)$$

Come si vede dal grafico in figura 4.12, scegliendo questa frequenza la capacità risulta essere di $\sim 11.8 \text{ pF}$.

4.4.3 Curva C-V

La misura della curva C-V è una tecnica utilizzata per la caratterizzazione di dispositivi a semiconduttore e consiste nel variare la tensione, misurare la capacità e fare il grafico di quest'ultima in funzione di V (4.13).

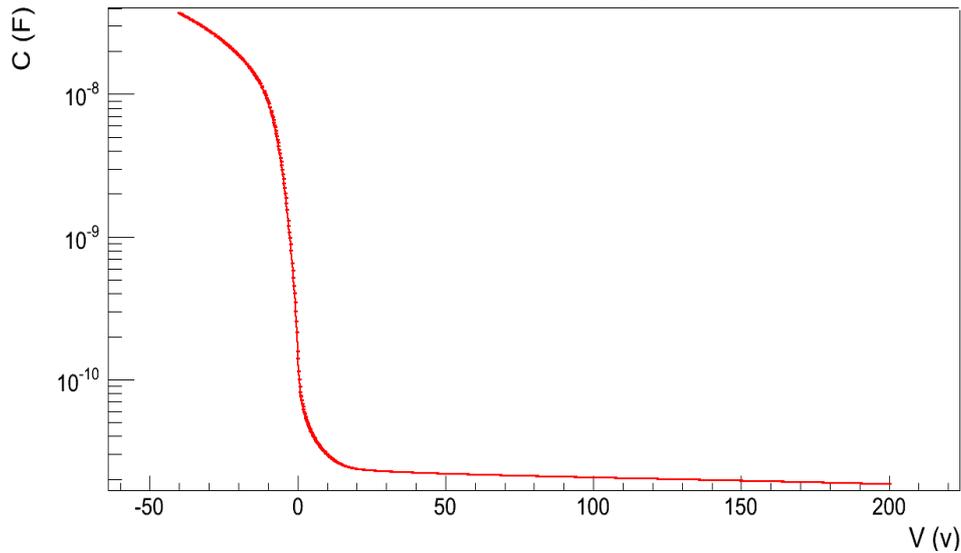


Figura 4.13: Curva C-V relativa al sensore W7_D7 del run 7062: la tensione riportata sul grafico è quella erogata dal generatore di tensione che, in polarizzazione inversa, coincide con la tensione sul sensore.

Gli strumenti utili per raccogliere i dati relativi alle curve C-V sono il generatore di tensione e il capacimetro a cui, attraverso cavi lunghi circa un metro, si è connesso il sensore di interesse; il tutto è stato gestito da remoto attraverso il programma di LabView.

La tensione di svuotamento

Una delle informazioni che è possibile ricavare dall'analisi della curva C-V è il valore della tensione di svuotamento (V_{depl}). La tensione necessaria a svuotare un tratto di silicio dipende dalla densità di droganti: maggiore è il drogaggio, maggiore sarà la tensione necessaria per svuotare tutto il sensore. La tensione di svuotamento è definita come il valore di V per cui la capacità è indipendente dalla tensione applicata. Il fatto che la capacità diventi costante dopo lo svuotamento è osservabile anche a partire dal grafico $1/C^2 - V$. Utilizzando l'equazione del condensatore a facce piane parallele (4.3) e quella relativa alla tensione di svuotamento (2.10), si può esprimere

$1/C^2$ in funzione di tensione e densità di droganti [10]:

$$\frac{1}{C^2} = \begin{cases} \frac{2 \cdot |V|}{q \cdot N_D \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot A^2} & , V < V_{depl} \\ const & , V \geq V_{depl} . \end{cases} \quad (4.6)$$

Per ricavare il valore della tensione di svuotamento dalle curve $C - V$ e $1/C^2 - V$ si è utilizzato il metodo dell'intercetta: questo metodo consiste nel fare due regressioni lineari, uno nella regione che precede la tensione di svuotamento, ed uno nella regione che segue la tensione di svuotamento. In questo modo, V_{depl} è data dall'intersezione tra la retta ottenuta dalla regione prima dello svuotamento (cioè quando la capacità dipende fortemente dalla tensione) e la retta dopo lo svuotamento (quando C diventa circa costante). Nella figura 4.14 è mostrato il grafico $1/C^2 - V$ del sensore W7_D7 appartenente al run 7062: sull'asse delle ascisse c'è la tensione, mentre sull'asse delle ordinate ci sono i valori di $1/C^2$. Attraverso il metodo dell'intercetta si è potuto trovare il valore della tensione di svuotamento:

$$V_{depl} \sim 10 V .$$

Analogamente, si è applicato lo stesso metodo alla curva $C - V$ relativa al sensore W8_B4 del run 6474 (fig. 4.15) che ha guadagno 10 e si è trovato

$$V_{depl} \sim 50 V .$$

Il valore di V_{depl} del sensore con guadagno è maggiore di quello del sensore senza guadagno e si spiega proprio grazie alla presenza dello strato di moltiplicazione. Nella tabella 4.2 sono indicati i valori trovati attraverso il metodo dell'intercetta per tutti i sensori. L'errore sulla determinazione della tensione di svuotamento è stato stimato ripetendo ogni misura cambiando gli estremi su cui si è eseguita la regressione lineare. Si è osservato che l'incertezza è simile per molti sensori ed è di circa $3 V$, con l'eccezione di W9_B6 e W7_D7 che hanno una curva C-V molto arrotondata che causa la determinazione di V_{depl} con un errore maggiore.

Tabella 4.2: Valori di V_{depl} trovati a partire dalle curve $C - V$ e $1/C^2 - V$.

Sensore	V_{depl} [V] dalla curva $C-V$	V_{depl} [V] dalla curva $1/C^2 - V$
W8_B4	50.2 ± 3	41.8 ± 3
W8_C6	40.5 ± 3	41.1 ± 3
W9_B6	3.5 ± 10	38.5 ± 3
W1_F3	31.7 ± 3	32 ± 3
W3_H5	74.2 ± 3	94 ± 3
W7_D7	2.7 ± 10	14 ± 3

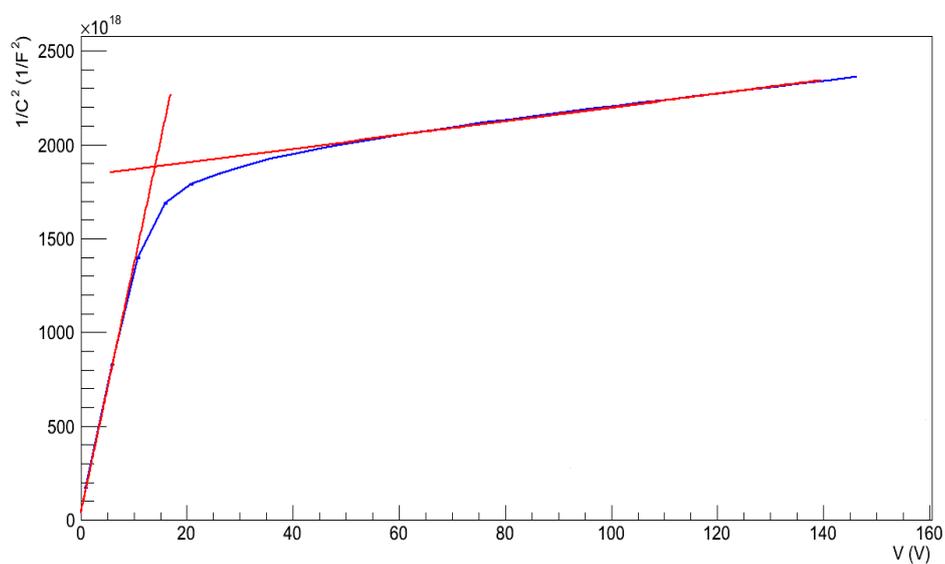


Figura 4.14: Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $1/C^2 - V$ del sensore senza guadagno W7_D7.

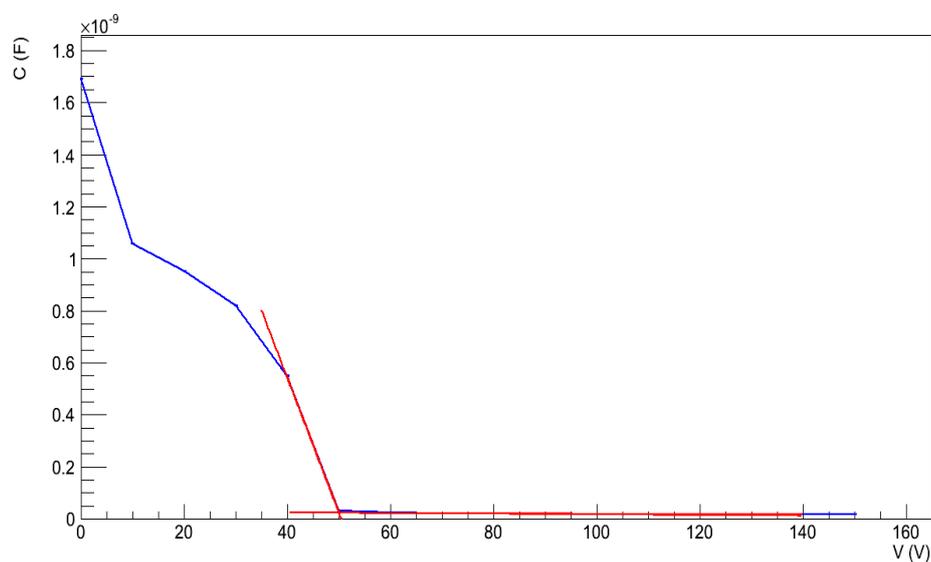


Figura 4.15: Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $C - V$ del sensore con guadagno W8_B4: il ginocchio presente tra 10 e 40 V è dovuto allo svuotamento dello strato di guadagno.

Estrazione del profilo di drogaggio

Un altro parametro molto importante che si ricava direttamente dall'analisi della curva $C - V$ è il profilo di drogaggio dei sensori [15].

Infatti, considerando una giunzione asimmetrica $n-p^+$ (o n^+-p) polarizzata inversamente, si può scrivere la capacità come

$$C = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \varepsilon_S \frac{A}{W}, \quad (4.7)$$

dove W è l'ampiezza della zona di svuotamento, V la tensione inversa applicata, A l'area della giunzione, $\varepsilon_S = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ e Q è la carica totale ai bordi della zona di svuotamento e per cui vale [15]

$$dQ = qAN_D(W)dW. \quad (4.8)$$

La relazione (4.7) permette da una misura di C ad una certa tensione di calcolare W , infatti, derivando C rispetto a V , si ha

$$\frac{dC}{dV} = \varepsilon_S A \frac{d}{dV} \left(\frac{1}{W(V)} \right) = -\varepsilon_S A \frac{dW}{W^2 dV}, \quad (4.9)$$

per cui

$$C = \frac{qN(W)AdW}{dV} = -\frac{qN(W)W^2}{\varepsilon_S} \frac{dC}{dV}, \quad (4.10)$$

quindi, si ha

$$N(W) = -\frac{\varepsilon_S C}{qW^2 \left(\frac{dC}{dV} \right)}. \quad (4.11)$$

Moltiplicando e dividendo l'equazione (4.11) per ε_S ed usando l'identità

$$\frac{d\left(\frac{1}{C^2}\right)}{dV} = -\frac{2}{C^3} \frac{dC}{dV}, \quad (4.12)$$

infine si ottiene:

$$N(W) = \frac{2}{q\varepsilon_S A^2 \frac{d(1/C^2)}{dV}}. \quad (4.13)$$

Per ricavare un profilo di drogaggio bisogna dunque misurare la capacità in funzione della tensione di polarizzazione. Dall'espressione $W = \varepsilon_S \frac{A}{C}$ si può ottenere la profondità alla quale si sta misurando il drogaggio e dalla derivata della curva nel punto di lavoro ricavare $N(W)$. Per effettuare le misure delle curve $C-V$ di ogni sensore si è scelta come tensione minima $V_{min} = -40 V$, tensione massima $V_{max} = 200 V$ e per ogni valore di V si è misurata la capacità. Successivamente sono stati creati i grafici $1/C^2 - V$ da cui sono stati estratti i profili di drogaggio sia dei sensori senza guadagno, sia di quelli con guadagno.

I sensori senza guadagno non hanno nessuno strato di moltiplicazione interna e la loro struttura è schematizzata nella figura 4.16. Come primo passaggio per ottenere il profilo di drogaggio, si è quindi creato il grafico $1/C^2 - V$.

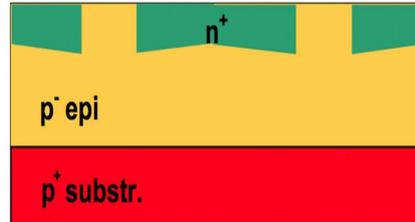


Figura 4.16: Struttura schematizzata dei sensori senza guadagno.

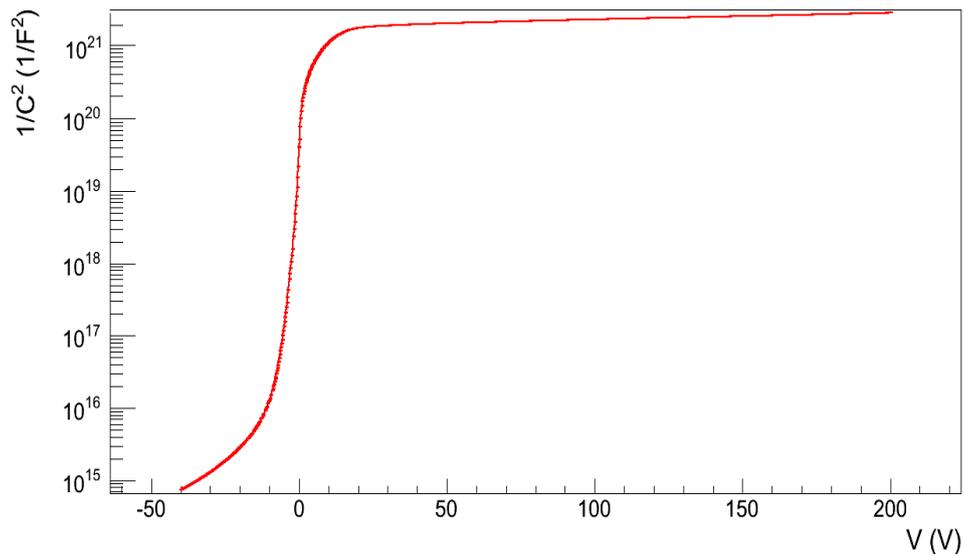


Figura 4.17: Curva $1/C^2 - V$ relativa al sensore W7_D7 senza guadagno del run 7062.

In figura 4.17 è rappresentata la curva $1/C^2 - V$ relativa al sensore W7_D7 del run 7062. Successivamente, utilizzando l'equazione 4.13, è stato possibile ricavare la densità di droganti lungo tutto il sensore. Come ci si aspetta, piccoli valori della tangente al grafico corrispondono ad alti valori di drogaggio e viceversa.

Il risultato è quello mostrato in figura 4.18 dove, sull'asse delle x è indicata lo spessore della parte di silicio attiva, mentre sull'asse delle y ci sono i valori di N .

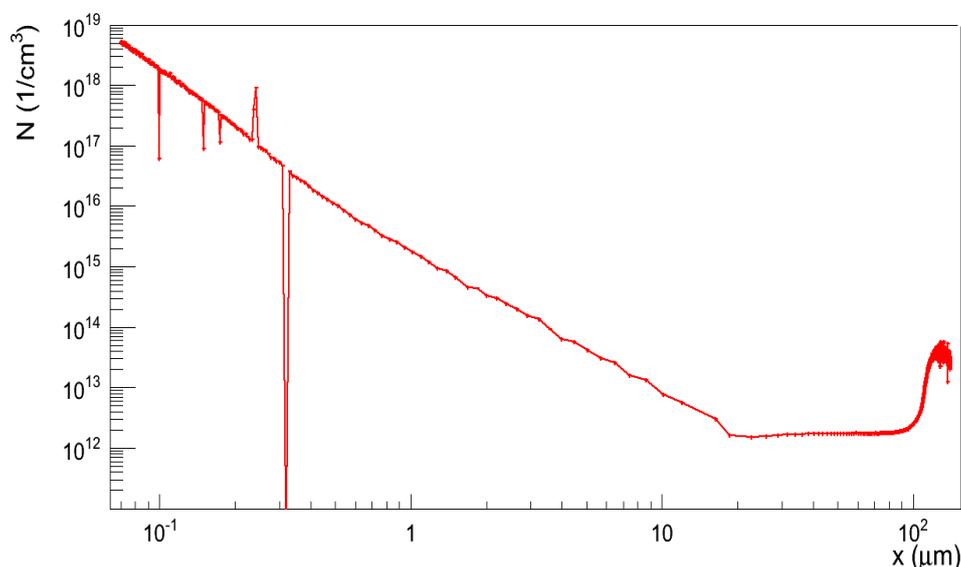


Figura 4.18: Grafico del profilo di drogaggio del sensore W7_D7 del run 7062.

È evidente che l'andamento del profilo di drogaggio rispecchia fedelmente la struttura schematizzata della figura 4.16, infatti la parte del grafico compresa tra 0 e 15 μm corrisponde al catodo con drogaggio n^+ e l'andamento esponenziale di N è dovuto alla diffusione dei droganti impiantati. Invece tra 15 e 100 μm , in corrispondenza del substrato del sensore non drogato, si ha un andamento piatto. Infine, per $x > 100 \mu m$ si ha un picco corrispondente all'anodo drogato p .

Analogamente, si è applicato lo stesso procedimento ai sensori con guadagno che, a differenza dei precedenti, sono provvisti di uno strato di moltiplicazione interna (fig. 4.19).

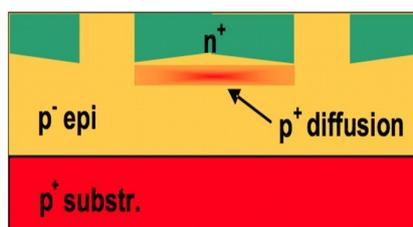


Figura 4.19: Struttura schematizzata dei sensori con guadagno.

Nella figura 4.20, è rappresentato il grafico di $1/C^2 - V$ riferito al sensore W8_B4 del run 6474 che ha guadagno 10 e presenta perciò delle differenze rispetto ai sensori senza guadagno.

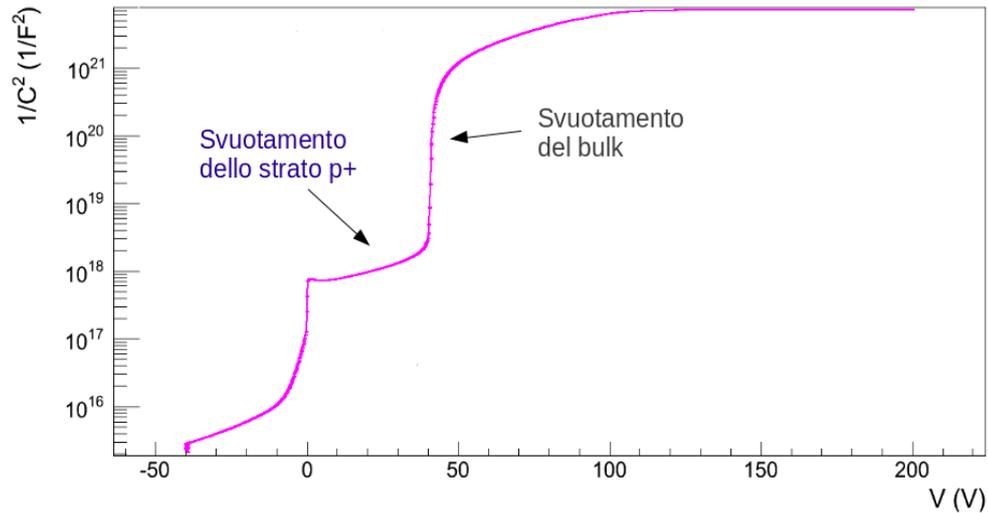


Figura 4.20: Curva $1/C^2 - V$ relativa al sensore W8_B4 con guadagno.

Si osserva chiaramente che tra 0 e 40 V, diversamente al caso dei sensori senza strato di moltiplicazione, è presente un piede dovuto allo svuotamento dello strato fortemente drogato p^+ che genera un ritardo nello svuotamento del substrato, in accordo con i valori di V_{depl} trovati nel paragrafo precedente.

Ci si aspetta quindi, che il profilo di drogaggio mostri la presenza di tale strato interno. Il risultato atteso è mostrato in figura 4.21, dove si possono riconoscere zone del sensore drogate in modo differente: inizialmente il profilo di drogaggio è dominato dagli accettori dell'elettrodo n^+ (in figura colorato in rosso), per profondità intermedie (colorato in blu) si riconosce il drogaggio p^+ dovuto allo strato di guadagno ed infine, per profondità superiori si raggiunge il drogaggio minimo. È interessante notare che laddove le concentrazioni n^+ e p^+ sono simili (a circa un micrometro), si ha una compensazione di droganti che porta ad un drogaggio effettivo molto basso. L'andamento del profilo di drogaggio ricavato dai dati raccolti in laboratorio è mostrato in figura 4.22 e risulta essere coerente con ciò che ci si aspetta: infatti, si riconosce una prima parte, spessa circa $1 - 2 \mu m$, che corrisponde alla zona del sensore drogata n^+ , poi una seconda gobba che coincide con lo strato di moltiplicazione interna drogato p^+ che si estende per qualche altro micrometro. In questo grafico, inoltre, è evidente anche il punto in cui la concentrazione di donori ed accettori si eguaglia e sembra proprio dividere in modo netto le zone riferite alle diverse concentrazioni di droganti.

Si riconosce ancora una parte più o meno piatta che si collega al substrato del sensore ed un picco finale corrispondente all'anodo drogato p .

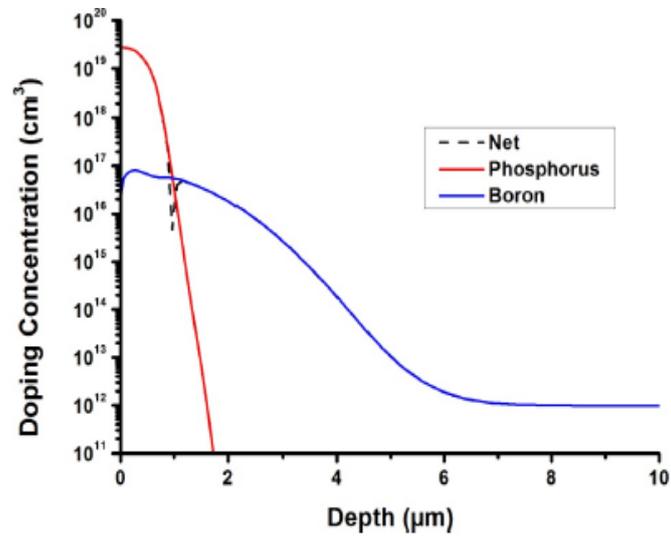


Figura 4.21: Profilo di drogaggio atteso per sensori con guadagno.

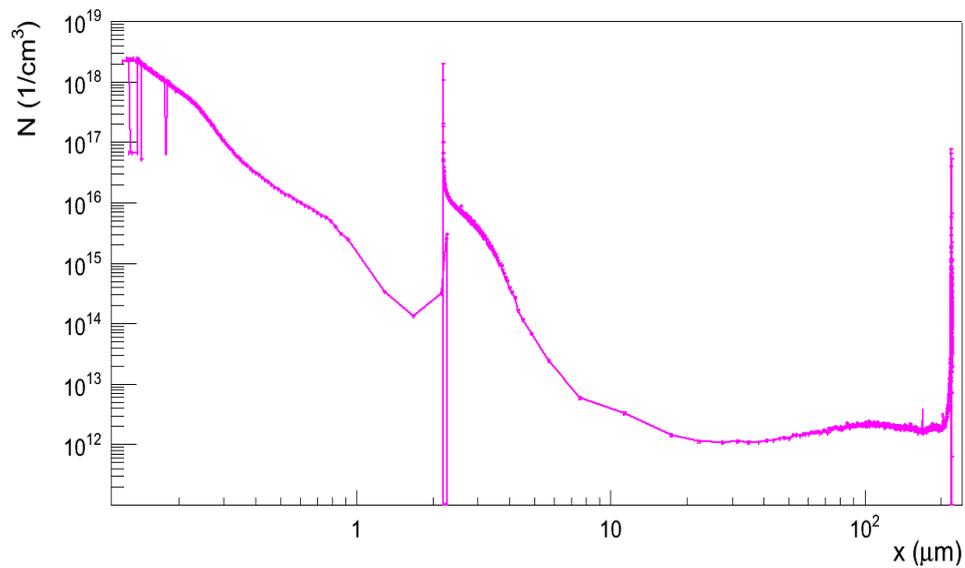


Figura 4.22: Grafico del profilo di drogaggio del sensore W8_B4.

4.4.4 Curva Q-V

Per completare la caratterizzazione dei sensori LGAD l'ultimo passaggio è stato studiare il valore dell'ampiezza del segnale attraverso l'analisi delle curve $Q - V$. Questa misura ha permesso di esaminare il guadagno e studiare in che modo fosse influenzato dal drogaggio nello strato di moltiplicazione. Per la raccolta dati gli strumenti utilizzati sono stati: il generatore di tensione, il bias-T e l'amplificatore, l'oscilloscopio e il laser; in figura 4.23 è rappresentato il setup montato in laboratorio.

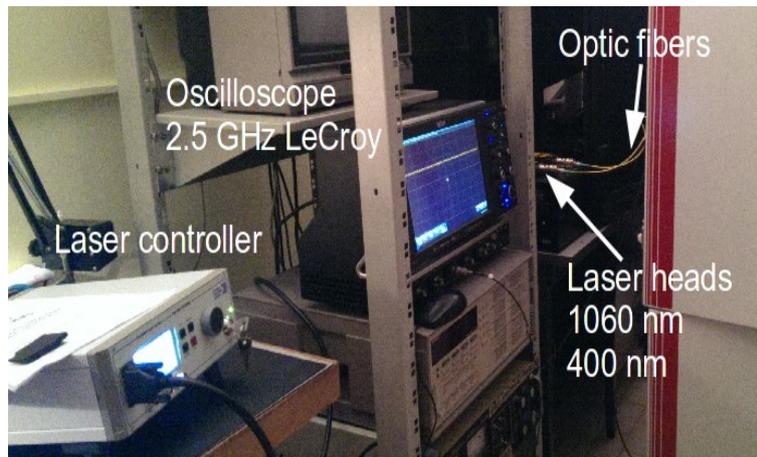


Figura 4.23: Setup per la presa dati della curva Q-V.

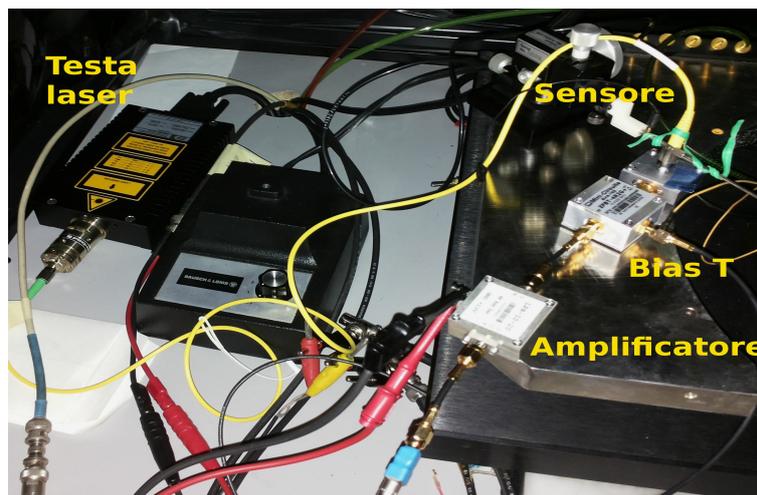


Figura 4.24: Sensore, testa laser, fibra ottica, bias-T e amplificatore.

Gli impulsi del laser sono stati inviati direttamente sul sensore (fig. 4.24), in

corrispondenza della fessura presente sul box metallico contenente il sensore stesso. Il segnale in uscita è stato amplificato e letto con l'oscilloscopio (fig. 4.25).

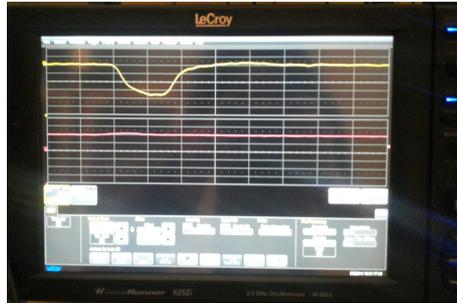


Figura 4.25: Istantanea del segnale sull'oscilloscopio.

Tramite l'apposito programma di LabView è stato possibile controllare la tensione e leggere il valore del segnale sull'oscilloscopio della carica raccolta: tutti i dati sono stati presi tra 0 e 1100 V a passi di 20 V e sono stati ottenuti utilizzando la testa laser con lunghezza d'onda di 400 nm, che riproduce il passaggio delle particelle α attraverso il rivelatore.

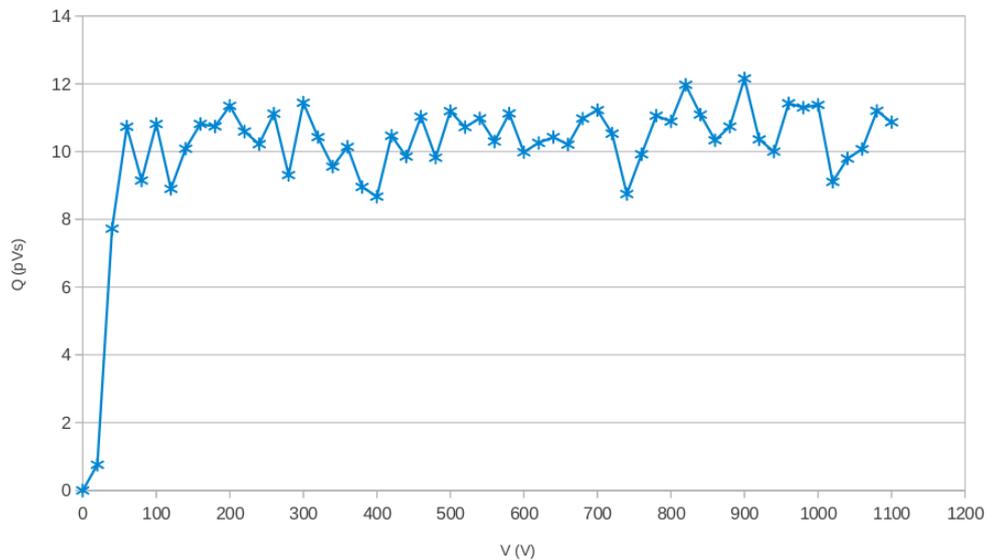


Figura 4.26: Curva Q-V del sensore W7_D7 senza guadagno.

In figura 4.26 è mostrato l'andamento della carica Q raccolta in funzione della tensione di polarizzazione per il sensore W7_D7 senza guadagno: è evidente che, superato il valore della tensione di svuotamento, la carica di-

venta costante. La figura 4.27 mostra lo stesso tipo di grafico riferito al sensore W8_B4 con guadagno. Si notano due differenze rispetto al precedente: un segnale più ampio e un aumento della carica raccolta in funzione della tensione.

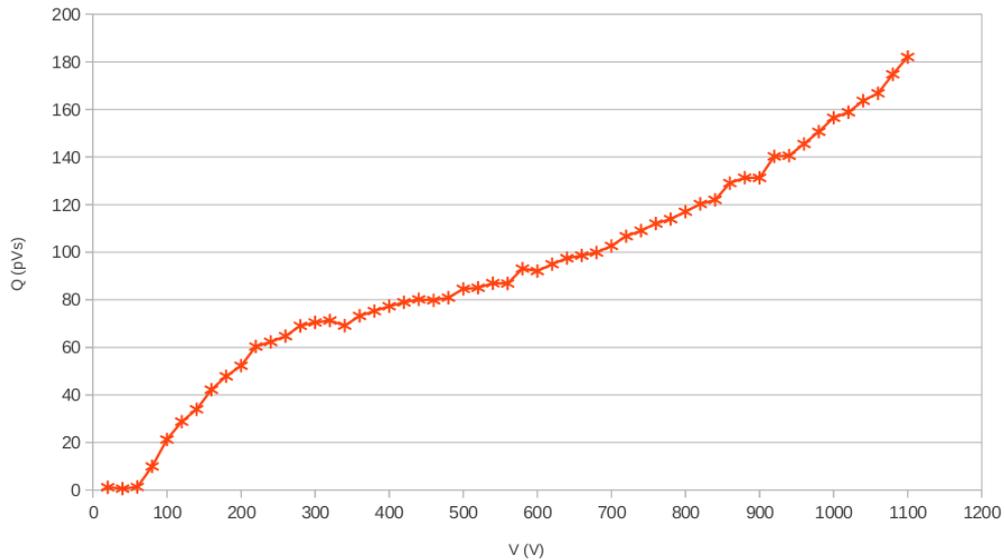


Figura 4.27: Curva Q-V del sensore W8_B4 con guadagno.

La rappresentazione dell'ampiezza del segnale in funzione della tensione applicata permette di osservare interessanti dettagli. Infatti, con riferimento al grafico presente in figura 4.28, si osservano, in scala logaritmica, due diverse pendenze, una al di sotto dei 250 V e l'altra tra 250 e 1100 V: la prima pendenza, più ripida rispetto alla seconda, può essere dovuta agli elettroni che arrivano nello strato di guadagno con una velocità crescente, quindi la moltiplicazione iniziale è funzione dell'energia di queste particelle; per tensioni maggiori di 250 V gli elettroni raggiungono una velocità di saturazione e questo fenomeno porta ad avere una seconda pendenza meno ripida. Inoltre, sempre con riferimento al grafico, si possono riconoscere tre tipi di sensori:

1. colorato in *verde* vi è il sensore W7_D7, caratterizzato da una curva piatta e quindi senza guadagno;
2. colorato in *fucsia* vi è il sensore W1_F3, caratterizzato da una curva con una pendenza bassa e guadagno ridotto;
3. rispettivamente colorati in *blu*, *rosso* e *grigio* infine vi sono i sensori con guadagno, caratterizzati quindi da curve con pendenze maggiori.

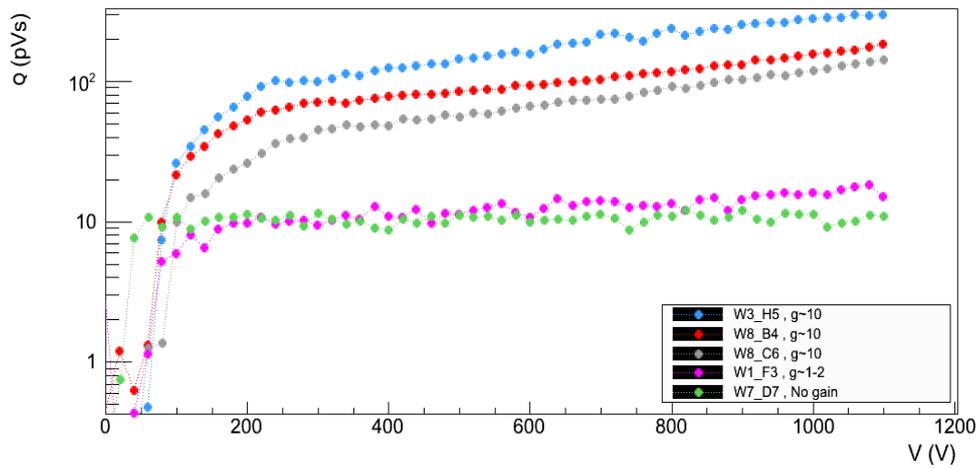


Figura 4.28: Grafico delle curve Q-V dei sensori.

L'analisi della curva Q-V, inoltre, ha permesso di ricavare anche il valore del guadagno in funzione del voltaggio (fig. 4.29), dividendo il valore della carica di ogni sensore per il valore della carica di un sensore senza guadagno scelto per normalizzare i risultati:

$$G = \frac{Q(\text{Sensore})}{Q(W7_D7)}$$

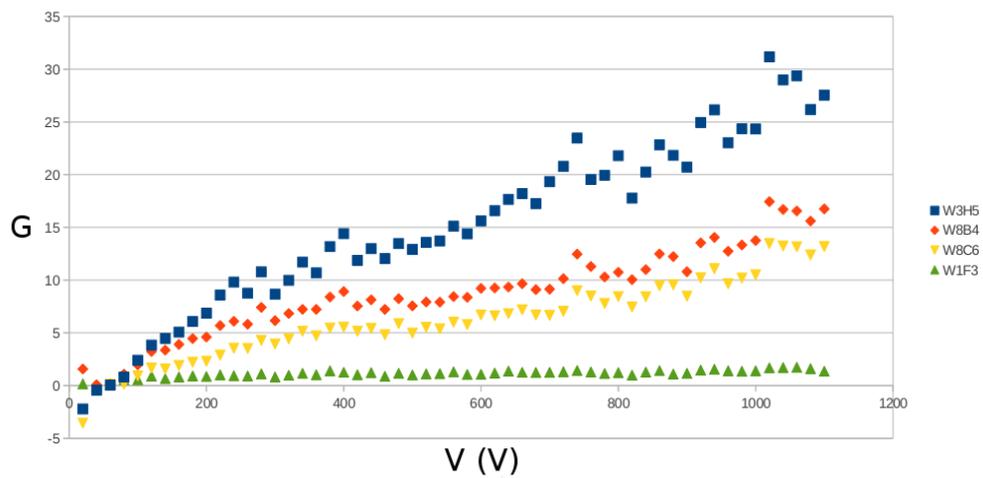


Figura 4.29: Curve di guadagno.

I dati indicati in verde si riferiscono al sensore W1_F3 con basso guadagno ($\sim 1 - 2$), mentre quelli in giallo e rosso riguardano i sensori W8_B4 e W8_C6 che hanno guadagno ~ 10 ; i dati colorati di blu, si riferiscono al sensore W3_H5 che, pur avendo anch'esso guadagno 10, ha presentato valori di corrente inversa maggiori rispetto agli altri.

Come descritto nel paragrafo 3.2, ci si aspetta una dipendenza esponenziale del guadagno rispetto alla tensione, invece ciò che si misura è una dipendenza lineare da V . Una possibile spiegazione è che i campi elettrici a cui operano i sensori LGAD siano tali da non produrre la moltiplicazione delle lacune: questo significa che c'è un effetto di moltiplicazione a valanga dei soli elettroni e quel che si ottiene è una dipendenza lineare. Questo è confermato da simulazioni fatte con *Weightfield 2.0* [4], programma che, oltre a riprodurre il segnale in corrente di un rivelatore al silicio con geometria planare o a microstrisce, può simulare anche il campo elettrico e il guadagno dei sensori.

Determinazione della tensione di svuotamento

Un metodo alternativo per la misura della tensione di svuotamento si basa sull'utilizzo di un laser da $\lambda = 400 \text{ nm}$ che penetra nel silicio solo per alcuni micrometri.

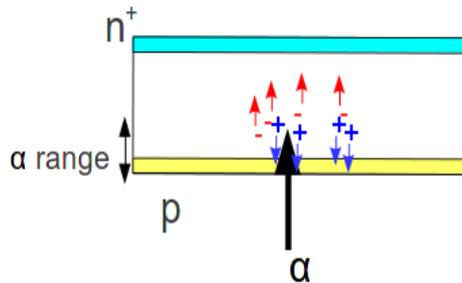


Figura 4.30: Creazione di cariche libere da parte di un segnale laser con $\lambda = 400 \text{ nm}$ che simula l'interazione di una particella α con il sensore.

In questa configurazione il segnale si vede solo se la regione di svuotamento raggiunge la totalità del sensore: se il sensore non è totalmente svuotato le cariche generate dal segnale laser si ricombinano prima di generare una corrente.

Analogamente a quanto fatto con le curve C-V, anche in questo caso è possibile risalire al valore della tensione di svuotamento a partire dall'intersezione delle rette di regressione estratte da differenti zone della curva Q-V. Tutte le misure sono state prese variando la tensione da 0 a 140 V. In figura 4.31 è presente il grafico Q-V riferito al sensore W7_D7 senza guadagno, mentre in figura 4.32, lo stesso grafico riferito al sensore W3_H5 con guadagno.

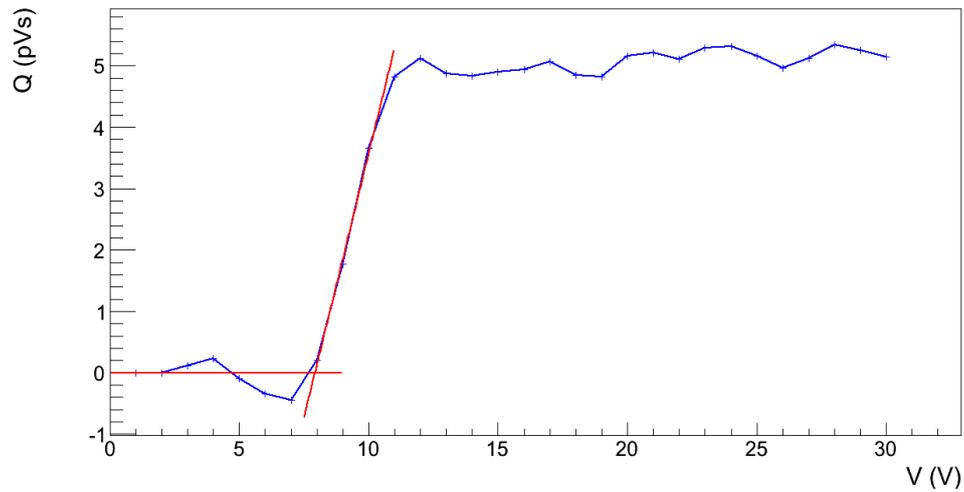


Figura 4.31: Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $Q - V$ del sensore senza guadagno W7_D7.

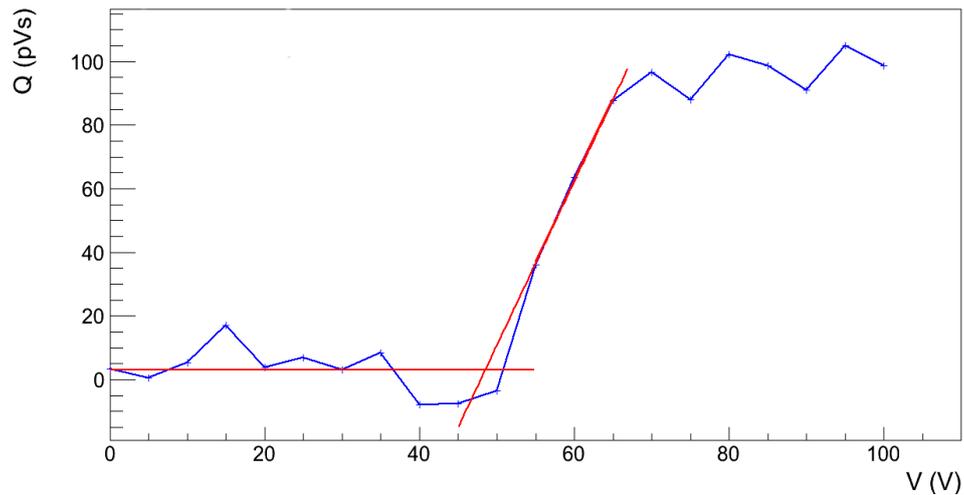


Figura 4.32: Determinazione della tensione di svuotamento dal grafico $Q - V$ del sensore con guadagno W3_H5.

In accordo con quanto trovato in precedenza, anche in questo caso si è verificato che il valore della tensione di svuotamento per il sensore senza guadagno è minore rispetto al valore della stessa per il sensore con guadagno; infatti per il primo si è

$$V_{depl} \sim 10 \text{ V} ,$$

mentre per il secondo

$$V_{depl} \sim 50 \text{ V} .$$

Nella tabella 4.3 ci sono i valori della tensione di svuotamento ricavati con il metodo dell'intercetta a partire dalle curve Q-V. Anche in questo caso l'errore sulla determinazione di V_{depl} è stato stimato ripetendo ogni misura e cambiando gli estremi usati nella regressione lineare: l'errore è simile per tutte le misure ed è di circa 2 V.

Non è stato possibile trovare il valore della tensione di svuotamento per tutti i sensori poichè le misure non erano sufficientemente accurate.

Tabella 4.3: Valori di V_{depl} trovati a partire dalle curve $Q - V$; le misure hanno tutte un'incertezza dovuta alla sistematica del metodo.

<i>Sensore</i>	V_{depl} [V] <i>dalla curva Q-V</i>
W8_B4	51.7 ± 2
W8_C6	–
W9_B6	–
W1_F3	–
W3_H5	50 ± 2
W7_D7	7.8 ± 2

I valori della tensione di svuotamento ottenuti con le curve Q-V, risultano essere simili o minori a quelli ottenuti a partire dalle curve C-V (tabella 4.2). La ragione è legata al fatto che la curva Q-V, ottenuta illuminando il sensore dalla parte inferiore, dà informazioni sulla tensione a cui si vede il segnale, ma questo può avvenire anche prima che il sensore sia completamente svuotato ai lati. Il segnale, infatti, è visibile quando lo svuotamento raggiunge l'elettrodo inferiore anche solo nella parte centrale. La curva C-V, invece, diventa piatta solo quando il sensore è completamente svuotato, sia nella parte centrale che ai lati e quindi i valori di V_{depl} risultano essere diversi.

Conclusioni

Questo lavoro di tesi è incentrato sull'analisi e la caratterizzazione dei Low Gain Avalanche Detectors, che rappresentano una nuova classe di rivelatori al silicio con moltiplicazione interna della carica e si ispirano ai fotomoltiplicatori a valanga tradizionali. Dato il loro originale profilo di drogaggio è possibile controllare la valanga che si sviluppa nello strato di moltiplicazione ed è possibile avere rivelatori più sottili di quelli attuali oppure con un segnale maggiore; tutto ciò li rende candidati ideali in esperimenti per la rivelazione di particelle cariche di alta energia.

Sono stati analizzati in totale sei sensori, appartenenti a produzioni differenti, di cui tre con guadagno e tre senza guadagno, per confronto. Usando l'apparato sperimentale che ho allestito in laboratorio ho misurato le principali caratteristiche di sensori LGAD. Dall'analisi delle curve C-V ho estratto la tensione di svuotamento ed il profilo di drogaggio, riuscendo ad identificare chiaramente i diversi strati interni di drogaggio che caratterizzano i sensori UFSD.

La misura delle curve Q-V mi ha permesso di determinare il guadagno dei sensori UFSD effettuando un paragone tra il segnale degli UFSD e quello dei sensori tradizionali. Ho misurato valori di guadagno che vanno da ~ 2 a ~ 20 , con una dipendenza moderata dalla tensione applicata. Ho poi confrontato questi valori di guadagno con i valori attesi dal produttore, CNM Barcellona, trovando un ottimo accordo.

Infine ho anche sviluppato una misura della tensione di svuotamento basata sul segnale misurato, ed ho paragonato i risultati ottenuti in questo modo con quelli trovati utilizzando il metodo tradizionale della curva C-V. I due metodi portano a conclusioni simili.

Appendice A

Grafici delle curve I-V

In questo appendice si mostrano i grafici ottenuti dalle misure delle caratteristiche tensione-corrente dei sensori. Sull'asse delle ascisse è presente la tensione (misurata in Volt) e, sull'asse delle ordinate, vi è la corrente (misurata in Ampere). Tutte le misure, sono state prese da -40 a 200 V. In generale i sensori con e senza guadagno sono disegnati con colori diversi.

A.1 Run 6474

Nelle immagini che seguono sono rappresentati i grafici delle curve I-V dei sensori appartenenti al run 6474.

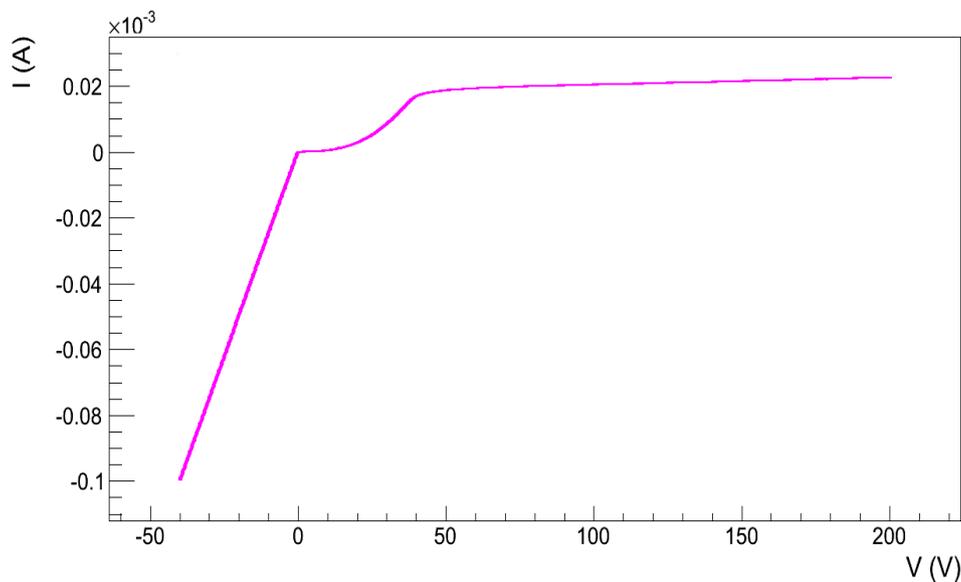


Figura A.1: Grafico della curva I-V del sensore W8_C6 con guadagno.

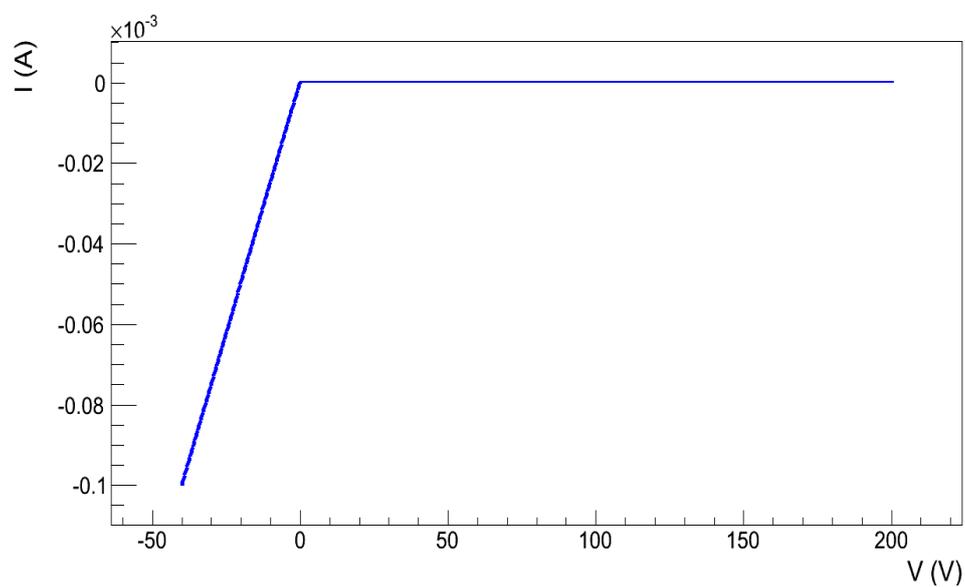


Figura A.2: Grafico della curva I-V del sensore W9_B6 senza guadagno.

A.2 Run 7062

Grafici delle curve I-V dei sensori appartenenti al run 7062.

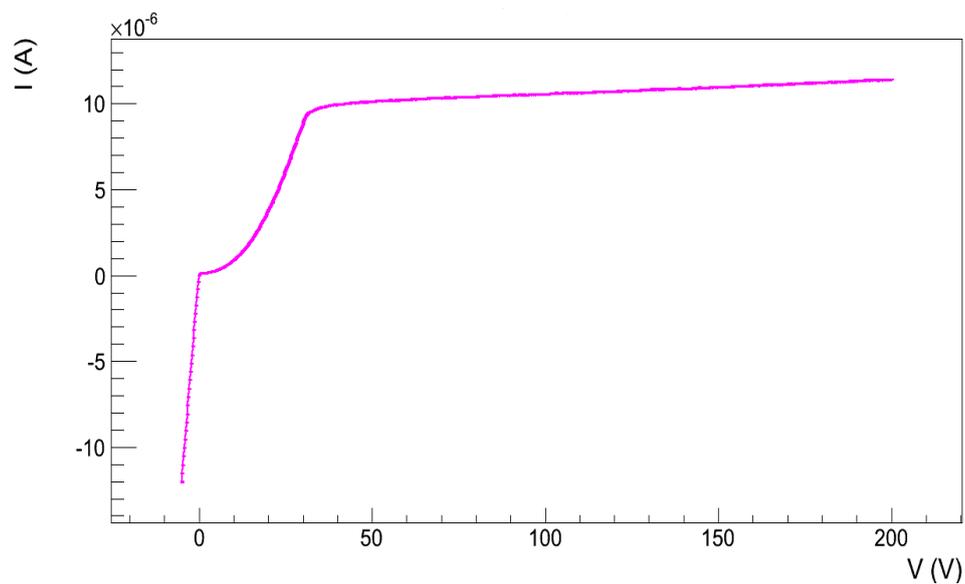


Figura A.3: Grafico della curva I-V del sensore W1_F3 con guadagno.

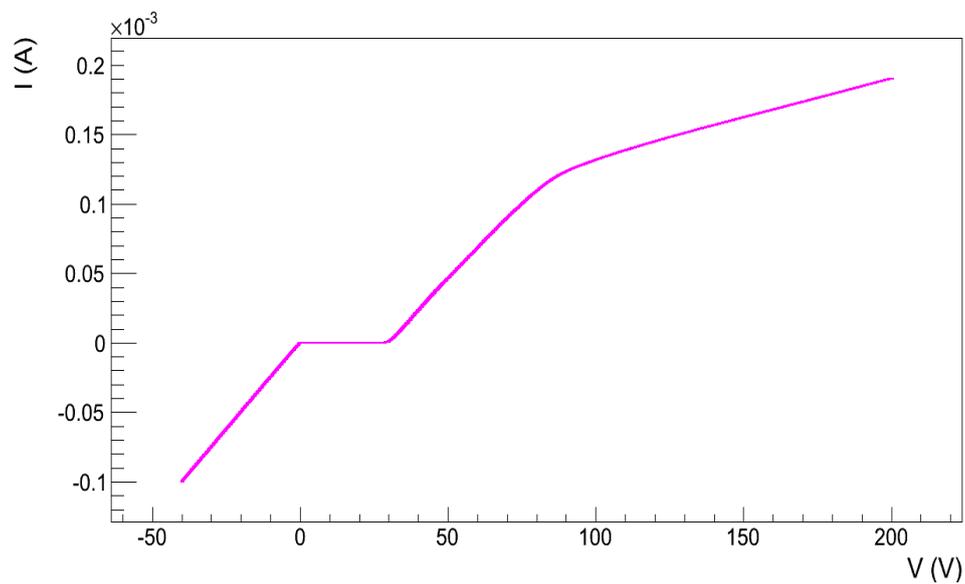


Figura A.4: Grafico della curva I-V del sensore W3_H5 con guadagno.

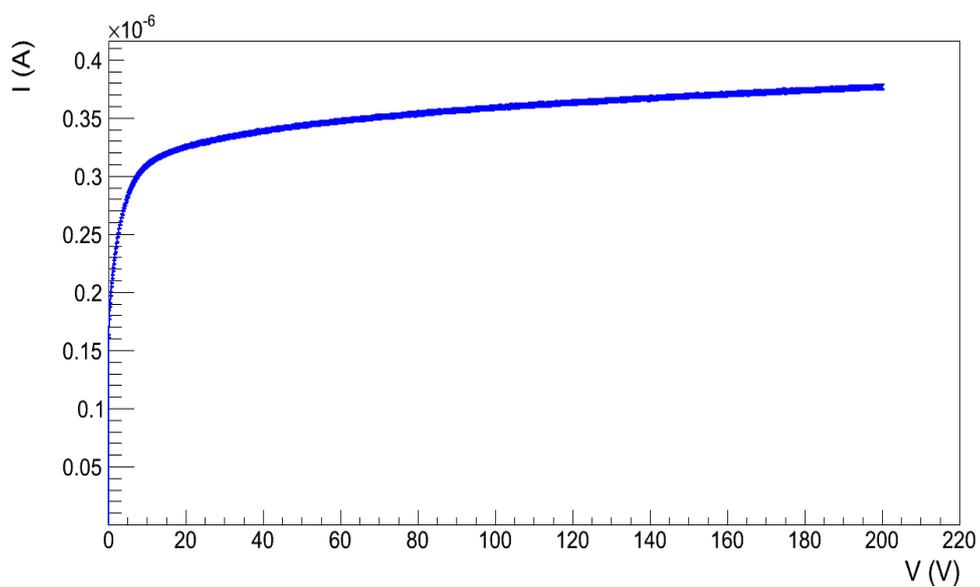


Figura A.5: Grafico della curva I-V del sensore W7_D7 senza guadagno.

Appendice B

Grafici delle curve C-V

In questa appendice si mostrano i grafici delle curve C-V relative ai sensori con e senza guadagno.

Sull'asse delle ascisse è presente la tensione (misurata in Volt), mentre sull'asse delle ordinate è presente il valore della capacità (misurata in Farad). Tutte le misure sono state prese da -40 a 200 V; i sensori con guadagno mostrano, rispetto a quelli senza guadagno, un piccolo ginocchio dovuto alla tensione impiegata per svuotare lo strato di guadagno

B.1 Run 6474

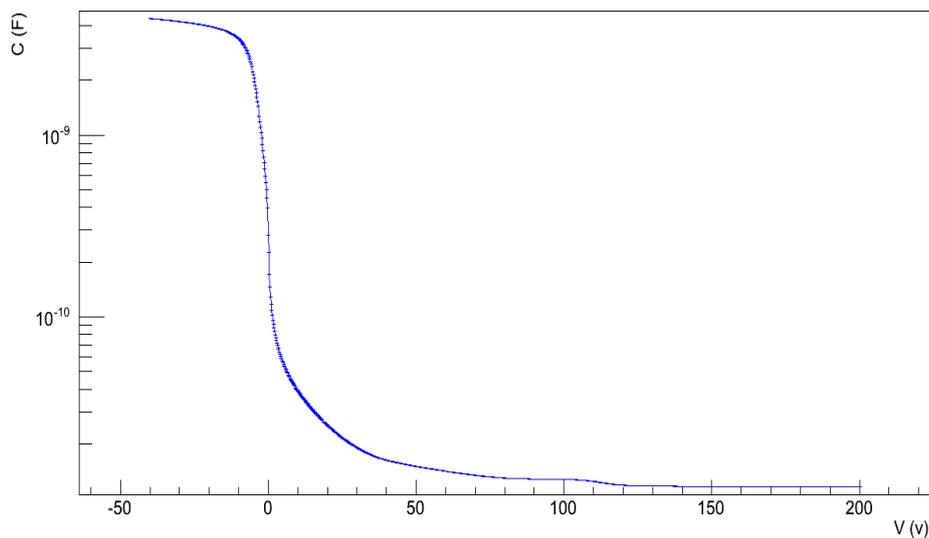


Figura B.1: Grafico della curva C-V del sensore W9_B6 senza guadagno.

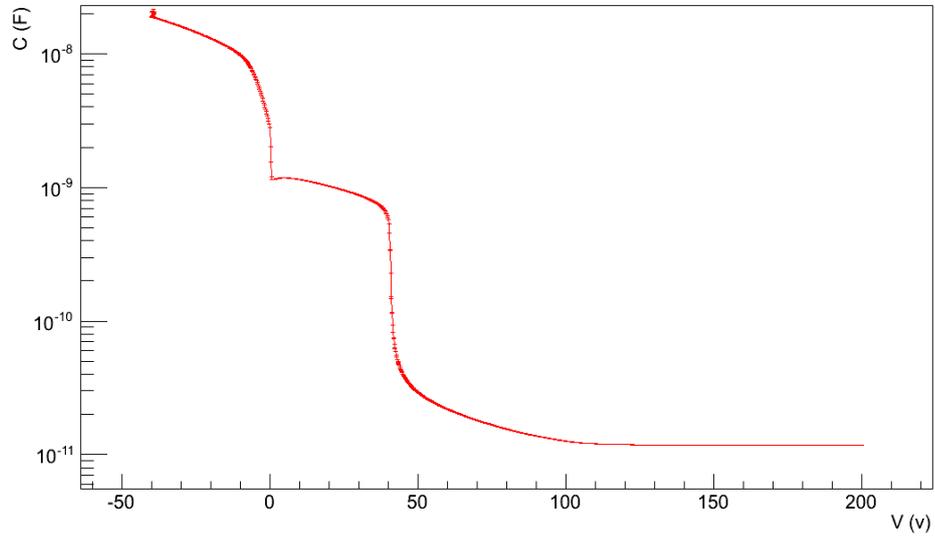


Figura B.2: Grafico della curva C-V del sensore W8_B4 con guadagno.

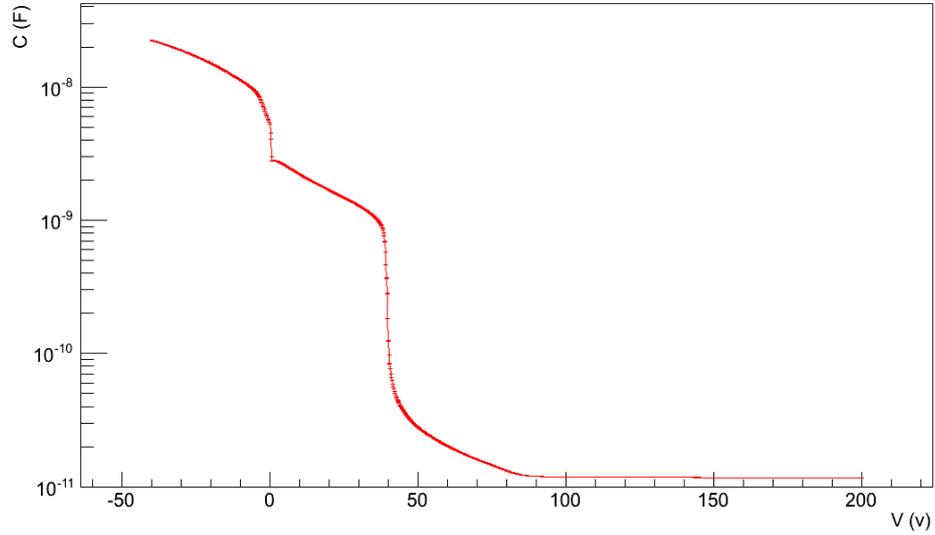


Figura B.3: Grafico della curva C-V del sensore W8_C6 con guadagno.

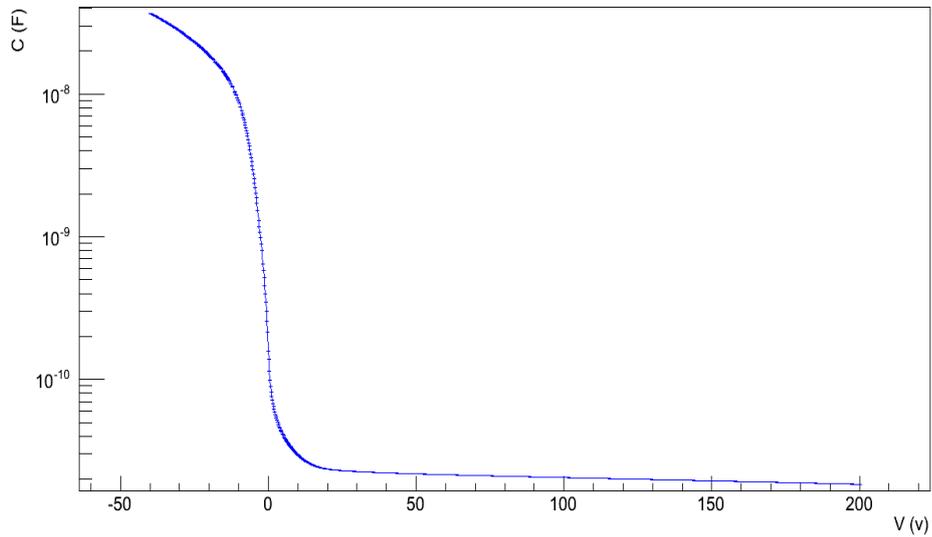
B.2 Run 7062

Figura B.4: Grafico della curva C-V del sensore W7_D7 senza guadagno.

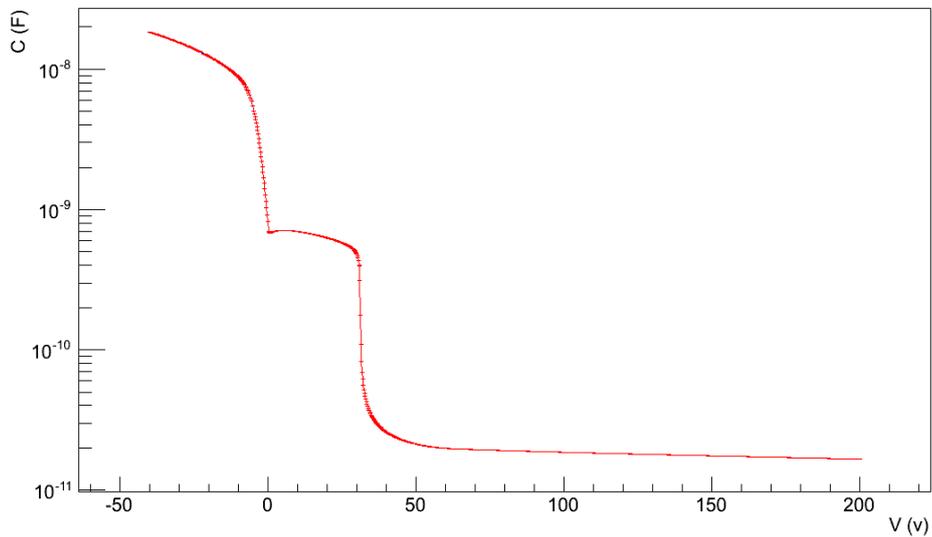


Figura B.5: Grafico della curva C-V del sensore W1_F3 con guadagno.

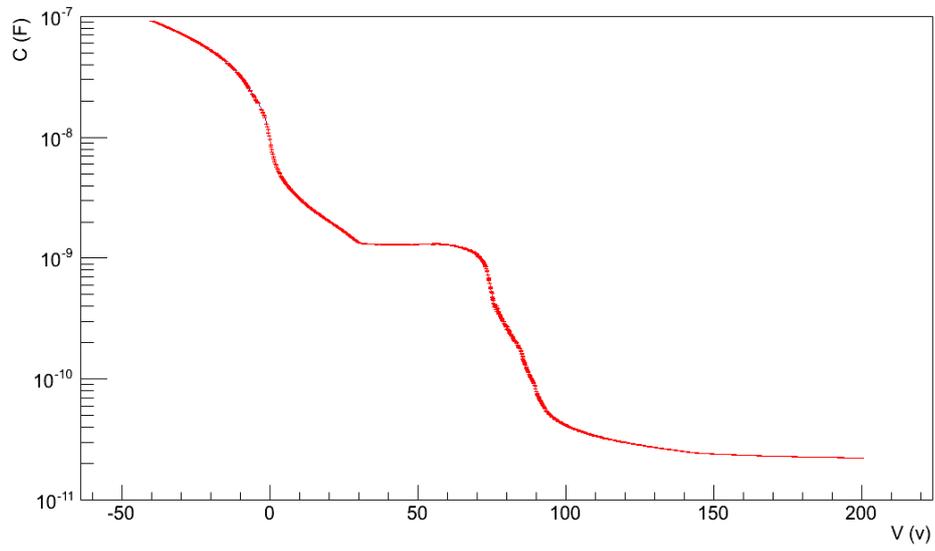


Figura B.6: Grafico della curva C-V del sensore W3_H5 con guadagno.

Appendice C

Grafici delle curve $1/C^2 - V$

In questa appendice si mostrano i grafici delle curve $1/C^2 - V$ relative ai sensori con e senza guadagno. Tutte le misure sono state prese tra -40 a 200 V e nei grafici sull'asse delle ascisse è presente la tensione, mentre sull'asse delle ordinate vi è $1/C^2$. Anche in questo caso i sensori con guadagno presentano un piede dovuto allo svuotamento dello strato di moltiplicazione che invece non è presente nei sensori senza guadagno.

C.1 Run 6474

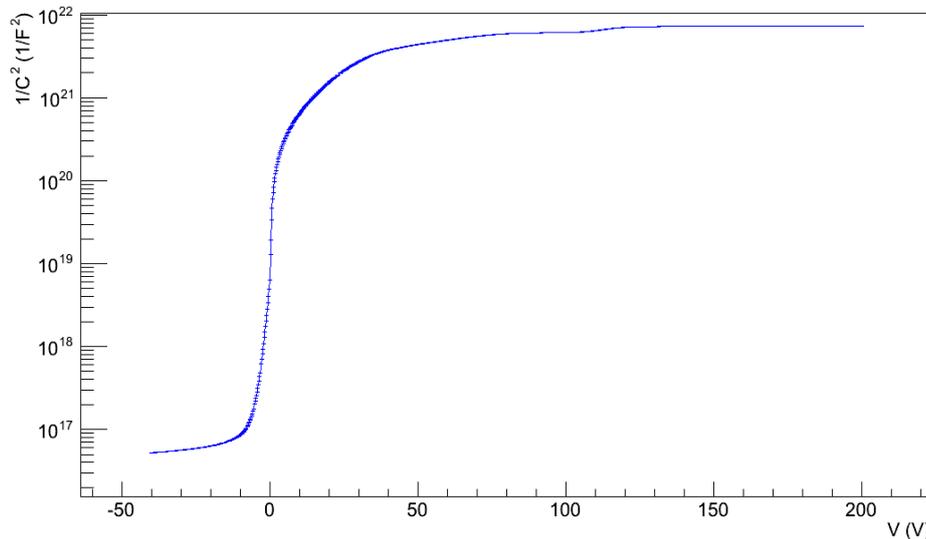
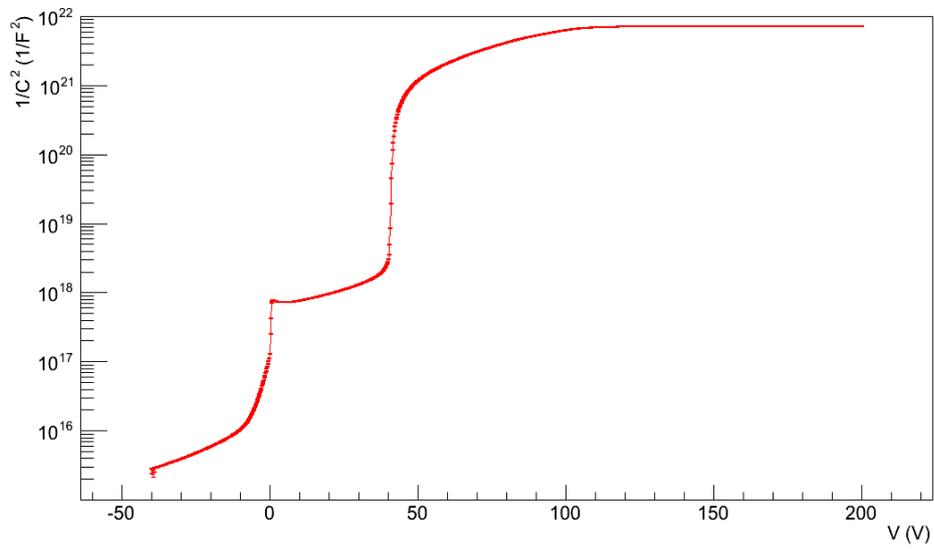
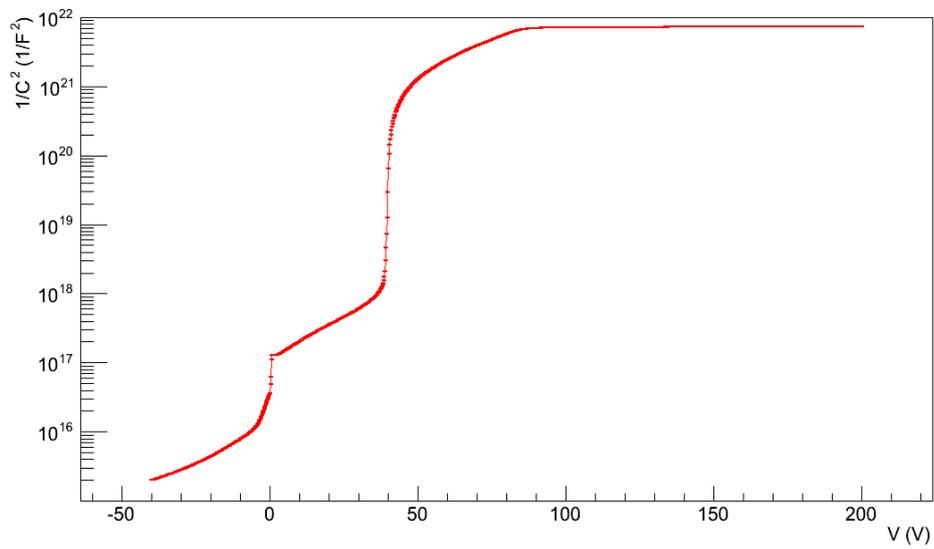


Figura C.1: Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W9_B6 senza guadagno.

Figura C.2: Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W8_B4 con guadagno.Figura C.3: Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W8_C6 con guadagno.

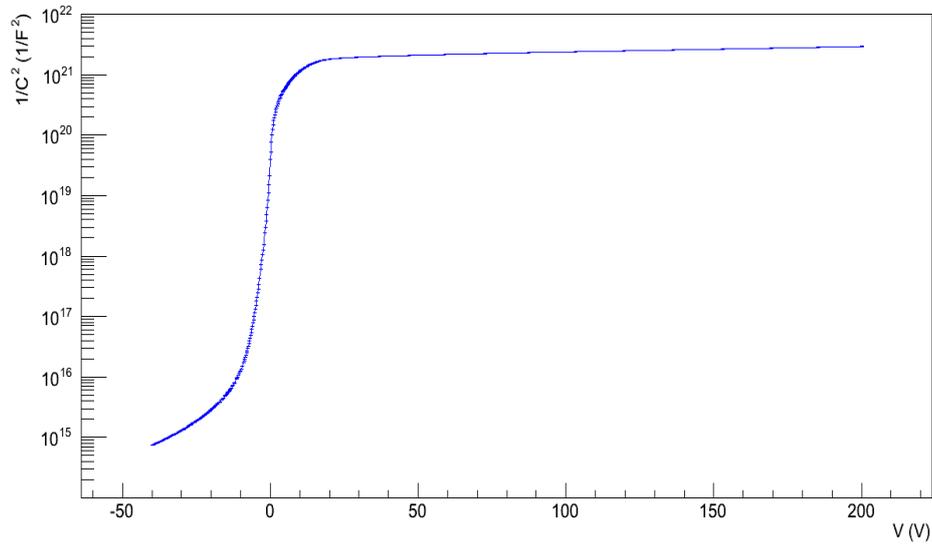
C.2 Run 7062

Figura C.4: Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W7_D7 senza guadagno.

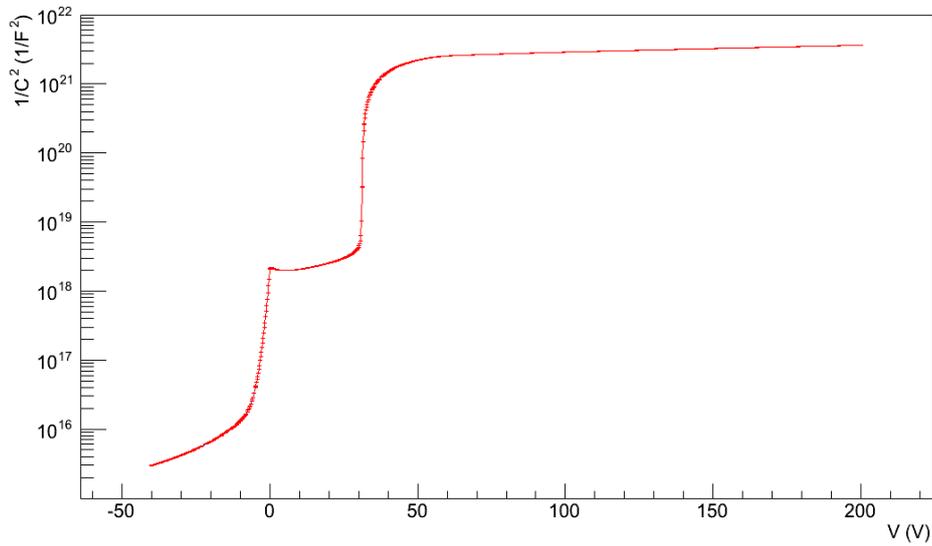
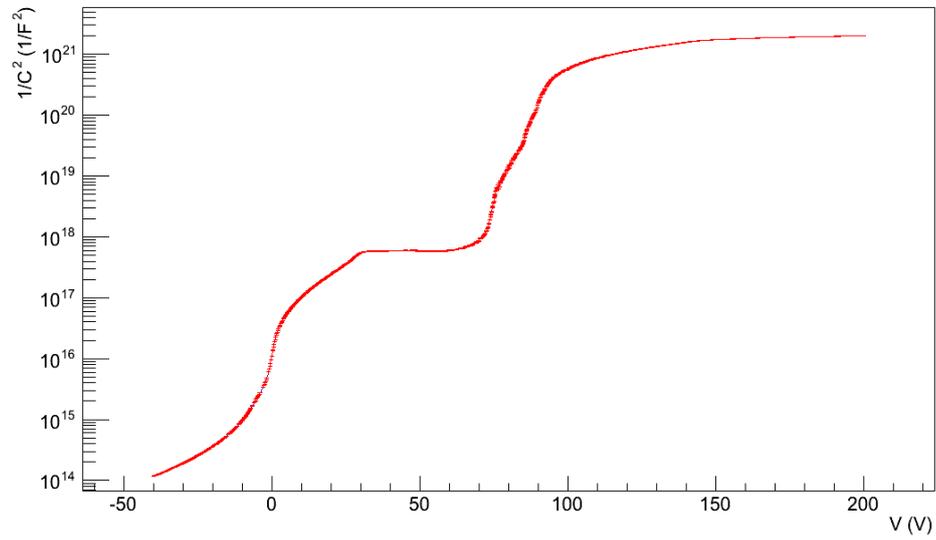


Figura C.5: Grafico della curva $1/C^2 - V$ del sensore W1_F3 con guadagno.

Figura C.6: Grafico della curva $1/C^2-V$ del sensore W3_H5 con guadagno.

Appendice D

Grafici dei profili di drogaggio

In questa appendice sono raccolte i grafici relativi al profilo di drogaggio dei sensori appartenenti alle due diverse produzioni. Sull'asse delle ascisse vi è lo spessore attivo del sensore (misurato in μm , mentre sull'asse delle ordinate vi è la densità dei droganti (misurata in cm^{-3}).

È evidente nei sensori con guadagno (colorati in rosso) è presente un bump dovuto allo strato di moltiplicazione, mentre nei sensori senza guadagno (colorati in blu) non vi è alcuna traccia di tale strato.

D.1 Run 6474

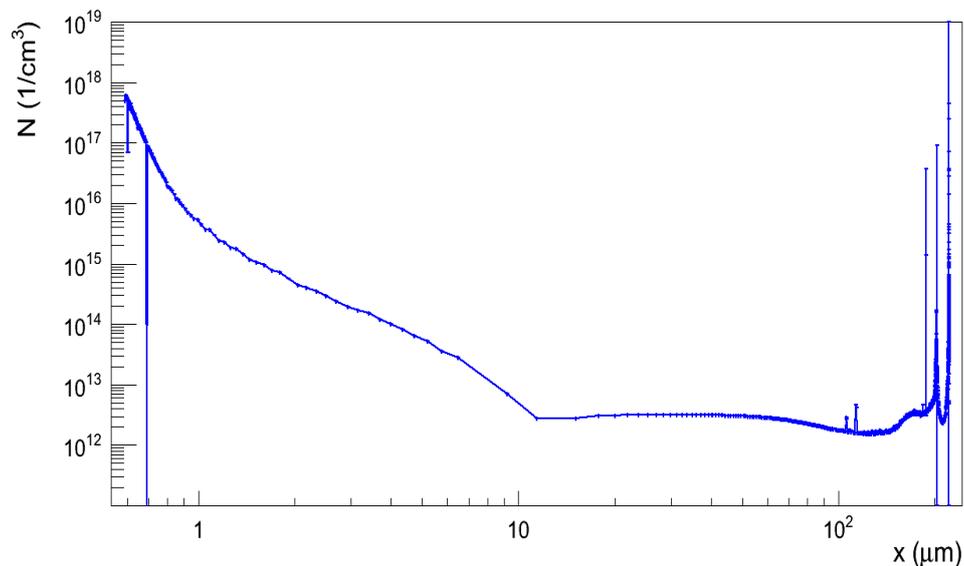


Figura D.1: Profilo di drogaggio del sensore W9_B6 senza guadagno.

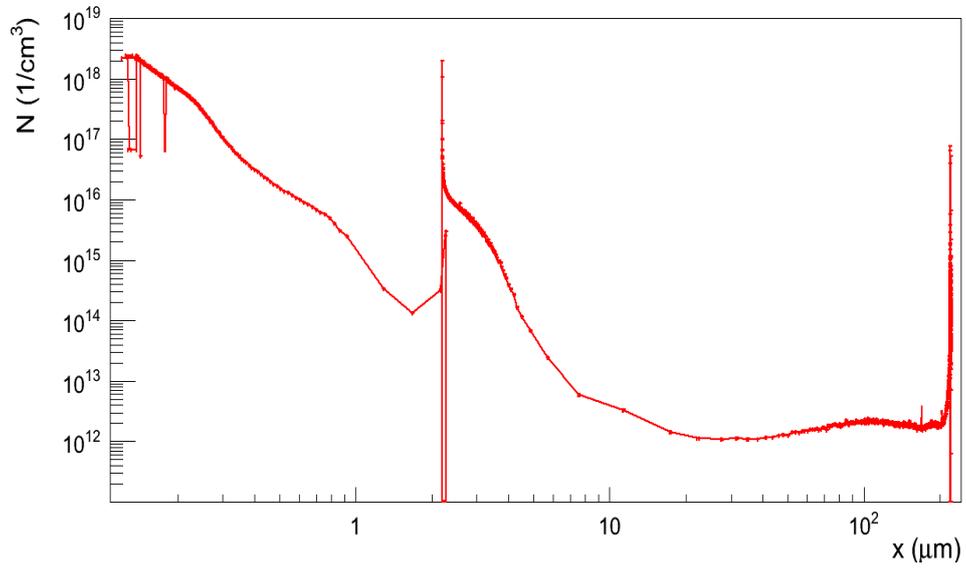


Figura D.2: Profilo di drogaggio del sensore W8_B4 con guadagno.

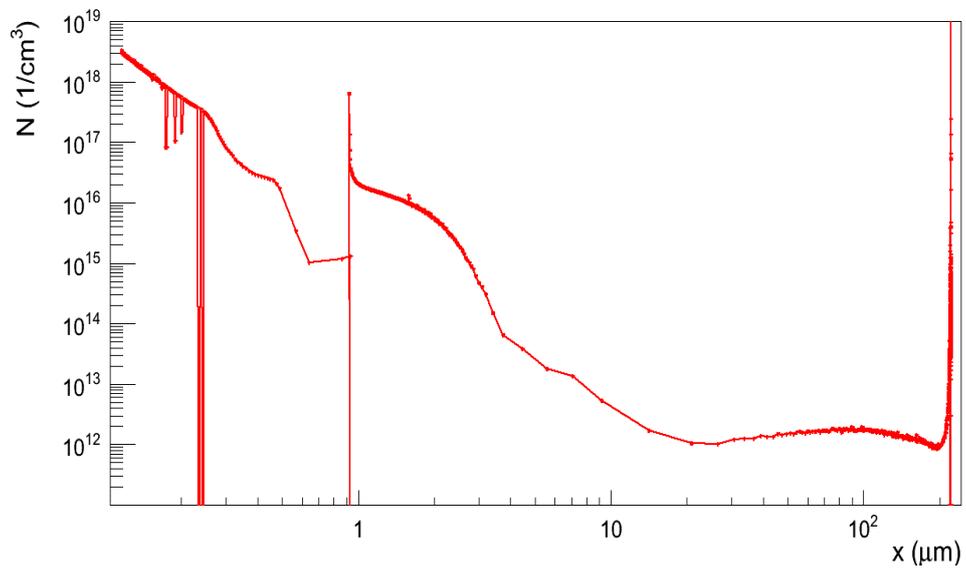


Figura D.3: Profilo di drogaggio del sensore W8_C6 con guadagno.

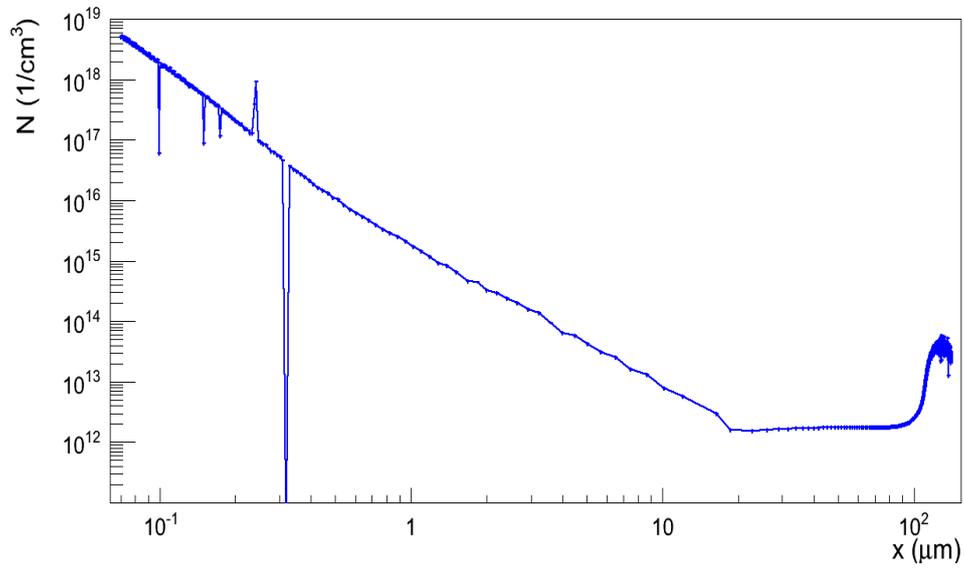
D.2 Run 7062

Figura D.4: Profilo di drogaggio del sensore W7_D7 senza guadagno.

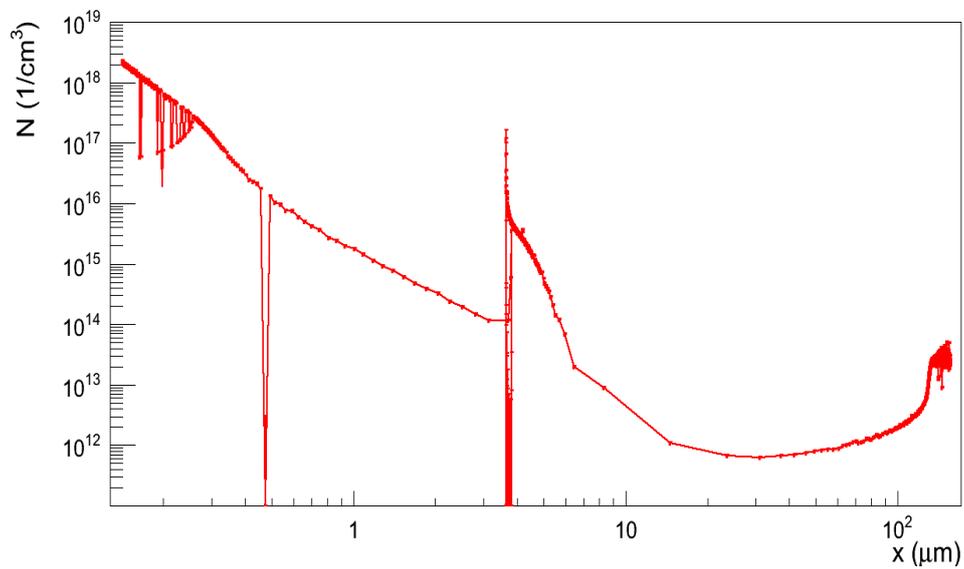


Figura D.5: Profilo di drogaggio del sensore W1_F3 con guadagno.

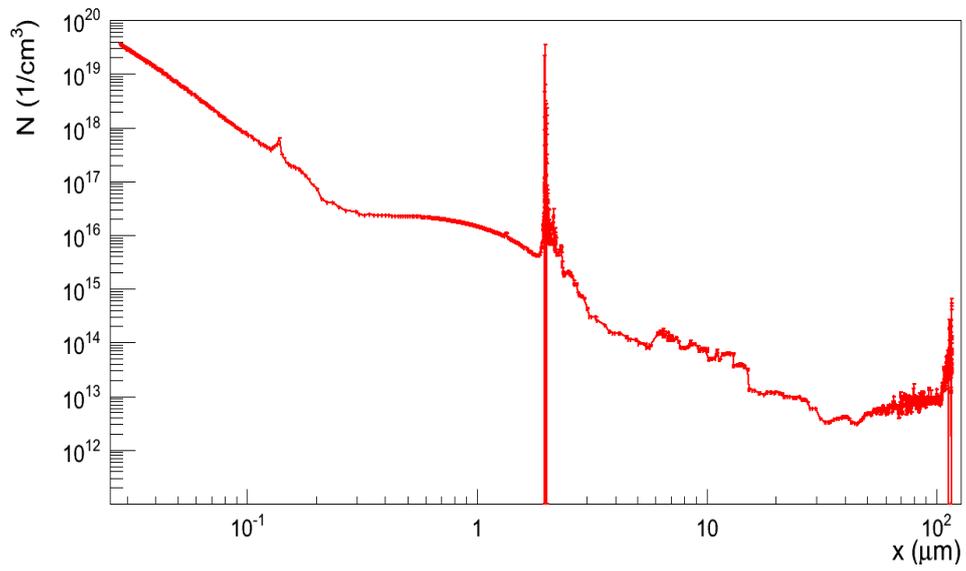


Figura D.6: Profilo di drogaggio del sensore W3_H5 con guadagno.

Bibliografia

- [1] S. M. Sze, Kwok K. Ng, *Semiconductor Devices [3rd edition]*, Wiley (2007).
- [2] R.C.Jaeger, T.N.Blalock, *Microelettronica [2nd edition]*, McGraw-Hill (2005).
- [3] F.Ravera, *Characterization and performance of 3D Silicon Pixel Detectors for CMS*, Master's thesis (2013).
- [4] F.Cenna, *Signal formation in Innovative Silicon Detectors*, Master's thesis (2014).
- [5] Jia-Ming Liu, *Photonic Devices [1st edition]*, Cambridge University Press (2005).
- [6] P.Montagna, *La perdita di energia per ionizzazione*, INFN Pavia (1992).
- [7] J. Beringer et al., *Passage of particles through matter*, (2014), <http://pdg.lbl.gov>
- [8] S.Ramo, *Formazione del segnale nei rivelatori al silicio*.
- [9] Zhong He, *Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors*.
- [10] B.Marangelli, *Appunti di Fisica dei Dispositivi Elettronici*.
- [11] N.Manna, *Danni da radiazione su prototipi di al silicio di tipo innovativo*, Master's thesis (2005).
- [12] G. Pellegrini et al., *Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for high energy physics applications*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A (2014), <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.008i>
- [13] <http://www.imb-cnm.csic.es>
- [14] www.ni.com/labview

- [15] M.J. Cristea, *Capacitance-voltage profiling techniques for characterization of semiconductor materials and devices*, Politehnica university of Bucharest.
- [16] R.Cannara et al., *Depletion Voltage and Charge Collection for Highly Irradiated silicon Microstrip*.
- [17] N.Cartiglia et al., *Performance of Ultra-Fast-Silicon Detectors*, (2013), arXiv:1312.1080v2.
- [18] H.F.-W. Sadrozinski et al., *Determination of the Charge Collection Efficiency in Neutron Irradiated Silicon Detectors*, (2008).
- [19] N.Cartiglia et al., *Timing Capabilities of Ultra-Fast Silicon Detectors*, (2014).
- [20] Dieter K.Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, Wiley (2006).
- [21] Colin J. Parker, *Realization of Planar Silicon Sensor for Fast Timing Experiments*, Master's thesis (2013).
- [22] H.F.-W. Sadrozinski et al., *Ultra-fast silicon detectors*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.06.033i>
- [23] Agilent Technology, *Agilent Technology Impedance Measurement Handbook*, (2006).
- [24] Zheng Li, H.W. Kraner, *Studies of frequency dependent C-V characteristics of neutron irradiated $p^+ - n$ silicon detectors*, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, (1990).
- [25] Kevin J. Yang et al., *Frequency Dependence of Capacitance Measurements for Advanced Gate Dielectrics*.
- [26] K. Hara et al., *Characterization of Heavy Metal Contamination by Capacitance-Frequency Method*.
- [27] W. Maes, R. Van Overstraeten, *Impact Ionization in silicon: a review and update*, Solid-State Electronics Vol. 33, No. 6, (1990).
- [28] W. Treberspurg et al., *Measuring Doping Profiles of Silicon Detectors with a Custom-designed Probe Station*.
- [29] M. Burger et al., *Identification of doping profiles in semiconductor devices*, (2001).
- [30] J. H. Kim, *Calculation of carriers in depletion region of semiconductors with Capacitance-Voltage measurements*, Master's thesis (1988).

- [31] L. Stauffer *Fundamental of C-V Measurements*, Keithley Instruments, Inc.
- [32] A. Diligenti, F. Pieri *Appunti di strumentazione e Misure per la Microelettronica*, Univeristà di Pisa.
- [33] G. Kramberger *Signal development in irradiated silicon detectors*, Doctoral thesis (2001).

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Dott. Bellan e il Dott. Cartiglia per la guida, la disponibilità e la pazienza dimostratemi durante la preparazione di questo lavoro di tesi.

Un ringraziamento speciale va a Fabio Ravera per il suo immenso aiuto, a Francesca Cenna e a Giorgio Cotto per l'importante supporto.

Entrano di diritto in questa pagina Riccardo, Livio, Tino, Umberto e tutti coloro che mi hanno aiutato e con cui ho condiviso questi anni universitari.

Grazie a Granada.

Grazie a tutta la mia famiglia, in particolare a zio Pino e zia Rosetta per le infinite volte che mi hanno aiutato con la matematica e non solo.

Grazie a Pamela e Giovanni per il regalo più grande.

Grazie a Valentina, Zelda e Luisiana perchè mi rendete una privilegiata e siete il mio tripode per la vecchiaia.

Grazie a Marco per essere un regalo inaspettato e alla sua famiglia per essere stati un sostegno meraviglioso in tutti questi mesi.

Infine il ringraziamento più grande va ai miei genitori per la loro pazienza e il loro sconfinato amore.