

Università degli Studi di Firenze
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica

di

Daniela Bassignana

Anno Accademico 2005/06

24 Aprile 2007

**Sviluppo di rivelatori al silicio
resistenti alla radiazione
per il tracciatore di CMS a Super-LHC**

Candidato: D. Bassignana

Relatore: Dott.ssa A. Macchiolo

Correlatore: Prof. R. D'Alessandro

alla mia famiglia
e a Lorenzo

Indice

1	Il rivelatore CMS ad LHC	1
1.1	Il collisionatore LHC	1
1.2	Fisica ad LHC	4
1.2.1	Il Modello Standard	4
1.2.2	Il bosone di Higgs	6
1.2.3	Particelle <i>supersimmetriche</i>	8
1.3	Il rivelatore CMS	9
1.3.1	Il tracciatore	11
1.4	Upgrade di luminosità di LHC	15
2	Rivelatori a microstrisce in silicio	19
2.1	Il silicio e le sue proprietà	19
2.1.1	Silicio intrinseco e drogato	20
2.1.2	La giunzione p-n	23
2.2	Struttura e funzionamento del rivelatore a microstrisce in silicio	27
2.2.1	Rumore elettrico	30
2.2.2	Perdita di energia di particelle cariche nella materia	32
2.2.3	Produzione dei rivelatori	35
3	Danno da radiazione nei rivelatori al silicio	37
3.1	I difetti nel silicio: formazione e caratteristiche	37
3.2	L'ipotesi NIEL	43
3.3	Variazioni delle proprietà macroscopiche dei rivelatori	45
3.3.1	Corrente inversa	45

3.3.2	Efficienza di raccolta di carica	49
3.3.3	Tensione di svuotamento	52
3.3.4	Distribuzione a doppio picco del campo elettrico (DP)	58
4	Risultati sperimentali sui danni al substrato	63
4.1	Descrizione delle strutture test	63
4.2	Irraggiamenti	67
4.2.1	Irraggiamento a Karlsruhe	67
4.2.2	Irraggiamento a Ljubljana	68
4.3	Misure su diodi	69
4.3.1	Le misure in camera climatica	69
4.3.2	Variazione della corrente inversa con l'irraggiamento.	76
4.3.3	Variazione della concentrazione efficace di carica spaziale nei diodi MCz e Fz.	81
4.3.4	Variazione della concentrazione efficace di carica spaziale nei diodi epitassiali.	90
4.3.5	Variazione dell'efficienza di raccolta di carica	97
5	Misure su rivelatori a microstrisce	103
5.1	Andamento della corrente inversa nei sensori irraggiati	104
5.2	Andamento della capacità interstrip dopo l'irraggiamento	107
5.3	Minisensori Epitassiali	115
	Conclusioni	121
A	Componenti del sistema CMS	i
A.0.1	I calorimetri	i
A.0.2	Il magnete	iii
A.0.3	Il sistema di rivelazione di muoni	iv
B	Tecnologia del silicio	v
B.0.4	La tecnica Czochralski	v
B.0.5	La tecnica Float Zone	vi

B.0.6	Crescita epitassiale	vii
B.1	Tecnologia planare	viii
B.1.1	Introduzione	viii
B.1.2	Ossidazione	ix
B.1.3	Definizione fotolitografica	ix
B.1.4	Attacco chimico (<i>etching</i>)	x
B.1.5	Drogaggio	xi
B.1.6	Deposizioni	xi
B.1.7	Metallizzazione	xii
B.1.8	Processo di fabbricazione	xii

Introduzione

Il collisionatore protone-protone LHC (*Large Hadron Collider*), in fase di costruzione al CERN di Ginevra, è stato progettato per raggiungere nei centri di collisione una energia di 14 TeV, nel riferimento del centro di massa, e un valore di picco della luminosità pari a $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. In corrispondenza di uno dei punti di collisione sarà installato l'esperimento CMS (*Compact Muon Solenoid*). Questo ha lo scopo di studiare, rivelandone i prodotti finali, le interazioni fondamentali della materia alle energie permesse da LHC, con particolare attenzione alla verifica delle previsioni del Modello Standard, quali l'esistenza del bosone di Higgs, e alla ricerca delle particelle di nuova fisica previste dalle teorie di Supersimmetria.

Per un continuo miglioramento della precisione delle misure, è stato proposto un aumento della luminosità della macchina di un ordine di grandezza (Super-LHC), da effettuarsi dopo 5-7 anni di presa dati alla luminosità massima. Per poter operare in queste condizioni, il tracciatore interno di CMS dovrà subire sostanziali modifiche.

CMS è infatti dotato di un sofisticato sistema tracciante realizzato con rivelatori a pixel e a microstrisce in silicio standard *Float Zone* (Fz) progettati per lavorare, con alta efficienza, alle condizioni di LHC per diversi anni. L'aumento di luminosità previsto, genererà un consistente aumento del flusso adronico in prossimità del centro di interazione. Per questa ragione sarà necessario aumentare sia la granularità del sistema, sia la resistenza al danno da radiazione delle componenti sensibili che costituiscono gli strati di rivelazione. Il mio lavoro di tesi è stato dedicato allo studio della resistenza alle radiazioni di dispositivi processati su silicio di tipo innovativo: *Magnetic Czochralski* (MCz di tipo p e n) ed *Epitassiale* (Epi di tipo n), caratterizzati da alte concentrazioni di ossigeno. In particolare rappresenta il primo studio di dispositivi con substrato Epi-n dello spessore di $150 \mu\text{m}$. Allo scopo ho utilizzato strutture di test della produzione SMART, diodi e minisensori a microstrisce con substrati MCz (n e p), Epi (n) e Fz (n e p) irradiate con protoni da 26 MeV e neutroni da reattore in un intervallo di fluenze che interesseranno, secondo le previsioni, la parte centrale del

tracciatore di CMS a Super-LHC.

Questo lavoro di tesi è così articolato:

Nel Capitolo 1 descriverò l'esperimento CMS a LHC, soffermandomi in particolare sul tracciatore e la sua struttura. Darò alcuni cenni alla fisica che si vuole indagare con questo esperimento e infine presenterò le proposte di *upgrade* di LHC, con riferimenti alle modifiche necessarie al tracciatore di CMS.

Nel Capitolo 2 illustrerò il principio di funzionamento dei rivelatori a microstrisce in silicio, ponendo particolare attenzione sulle grandezze di interesse per l'analisi sperimentale da me eseguita. Inoltre introdurrò i diversi tipi di substrato in silicio sotto esame.

Il Capitolo 3 è il risultato di un'estesa ricerca sulle più recenti teorie dei danni indotti dalle radiazioni nel silicio, sia da un punto di vista microscopico, sia macroscopico. In questo capitolo sono esposti i modelli più appropriati per la caratterizzazione delle prestazioni dei rivelatori irraggiati.

Nel Capitolo 4 presenterò l'analisi dei danni ai diversi substrati che ho elaborata a partire dalle misure da me eseguite sulle strutture a diodo e dalle teorie presentate nel Capitolo 3. Saranno confrontate le prestazioni del silicio MCz ed Epi con quelle del silicio Fz.

Nel Capitolo 5 discuterò i risultati delle misure che ho condotto per la caratterizzazione dei minisensori a microstrisce irraggiati, soffermandomi in particolare sulle problematiche dei dispositivi prodotti su silicio di tipo p.

Infine, nelle Conclusioni, a partire dai risultati ottenuti in questo lavoro di tesi, presenterò una prima ipotesi di progetto del tracciatore di CMS per Super-LHC, per quel che riguarda le componenti sensibili con le quali equipaggiare i vari strati di rivelazione.

Capitolo 1

Il rivelatore CMS ad LHC

1.1 Il collisionatore LHC

Il Large Hadronic Collider (LHC) [1] entrerà in funzione nella seconda parte del 2007 nei 27 km di tunnel che hanno ospitato fino all'anno 2000 LEP a Ginevra presso il CERN (Centro Europeo per la Ricerca Nucleare). LHC sarà un collisionatore protone-protone con una energia nel centro di massa di 14 TeV. Sarà così possibile ottenere interazioni tra i partoni, i costituenti primi dei protoni: gluoni e quark. Prima

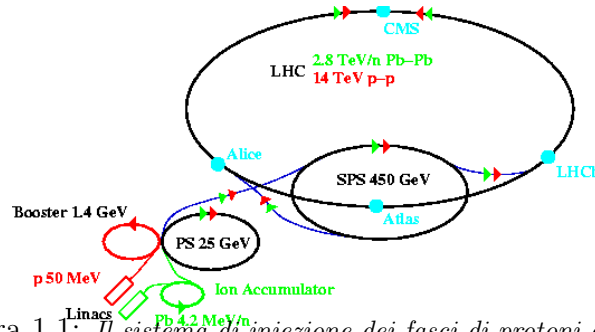


Figura 1.1: Il sistema di iniezione dei fasci di protoni ad LHC.

di essere iniettati in LHC i protoni saranno pre-accelerati dal Proto Sincrotrone (PS) e dal Super Proto Sincrotrone (SPS) fino a raggiungere l'energia di 0.45 TeV (fig. 1.1). Successivamente verranno forzati a percorrere una traiettoria circolare attraverso un sistema di 1232 dipoli magnetici che genereranno un campo magnetico di intensità pari a 8.33 T [2], mentre i quadrupoli, sestupoli e ottupoli distribuiti lungo il tunnel permetteranno di controllare le dimensioni e la focalizzazione dei fasci. L'attraversamento di cavità a radiofrequenze accelererà i fasci fino a conferire loro un'energia pari a 7 TeV.

I protoni viaggeranno in pacchetti cilindrici di lunghezza pari a circa 7.6 cm. Ciascun fascio sarà costituito da 2808 pacchetti da 10^{11} protoni distanti temporalmente 25 ns. Con una frequenza di 40 MHz [2] si avrà quindi una collisione che produrrà un numero di eventi per unità di tempo \mathcal{R} proporzionale alla sezione d'urto σ del processo e alla luminosità \mathcal{L} della macchina.

$$\mathcal{R} = \mathcal{L}\sigma. \quad (1.1)$$

La luminosità è una caratteristica che dipende solo dalle proprietà dei fasci collidenti e può essere espressa tramite i parametri di funzionamento della macchina [3]

$$\mathcal{L} = F \frac{fn_1n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (1.2)$$

dove $F = 0.9$ è il termine che tiene conto dell'angolo di incidenza non nullo tra i fasci nel punto di collisione, $f=11.1\text{kHz}$ è la frequenza di rivoluzione dei fasci, $n_{1,2}$ sono il numero di protoni presenti in ciascun fascio e $\sigma_x = \sigma_y = 15\mu\text{m}$ sono le semidisersioni gaussiane del pacchetto rispettivamente nella direzione di curvatura e nella direzione perpendicolare al piano del collisionatore. Con tali valori dei parametri sarà possibile raggiungere ad LHC una luminosità massima di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Uno scenario realistico prevede che prima di raggiungere il valore massimo, LHC inizialmente lavorerà a bassa luminosità ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Inoltre in una seconda fase di LHC verranno accelerati ioni di piombo anzichè protoni, in tal caso questo valore scenderà ancora fino a $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Se ora consideriamo la sezione d'urto totale per interazioni anelastiche protone-protone $\sigma_{inelastic}^{pp}$ ($\sim 55 \text{ mb}$), utilizzando l'equazione 1.1 si ottiene, in condizioni di alta luminosità, un numero di eventi per unità di tempo \mathcal{R} pari a $5.5 \times 10^8 \text{ ev s}^{-1}$. Il numero di interazioni anelastiche \mathcal{N}_{int} per ogni incrocio dei fasci (detto anche *bunch crossing*) è dato da:

$$\mathcal{N}_{int} = \frac{\mathcal{R}}{f(1-e)}, \quad (1.3)$$

dove f è la frequenza di *bunch crossing*, ovvero 40 MHz, ed $e = 20\%$ è la frazione di *bunch crossing* vuoti per ragioni da ricondurre al ciclo di funzionamento della macchina.

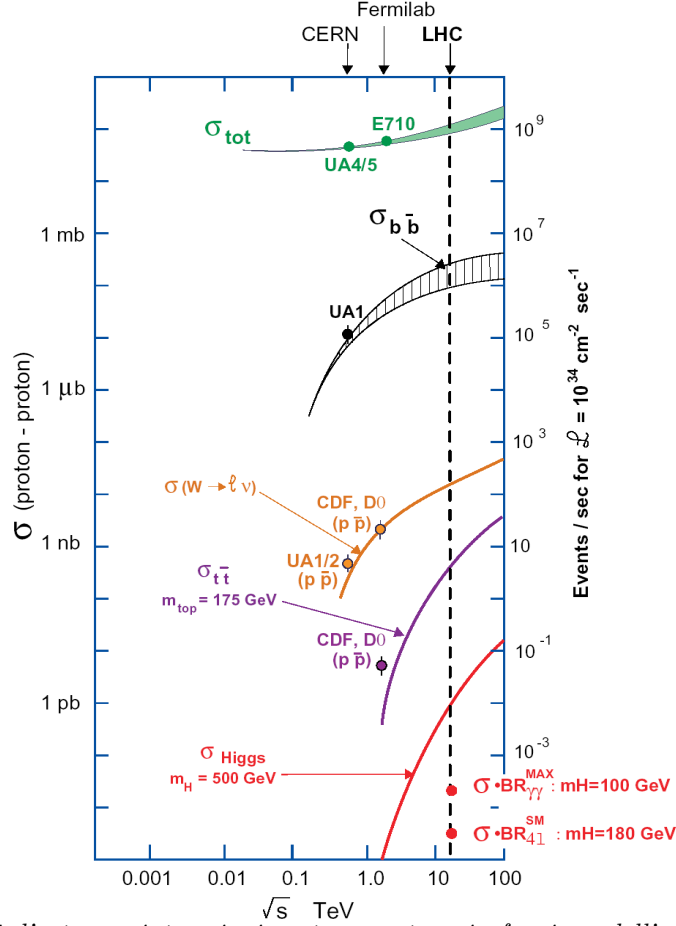


Figura 1.2: Sezioni d'urto per interazioni protone-protone in funzione dell'energia nel riferimento del centro di massa [4].

Dalla relazione 1.3 si ottiene, in condizioni di alta luminosità, un numero medio di interazioni anelastiche per *bunch crossing* pari a 17.2.

Quattro rivelatori saranno installati ad LHC in corrispondenza dei punti di collisione dei fasci. Il loro scopo sarà quello di rivelare e registrare gli eventi durante le collisioni. Tra questi, due sono finalizzati principalmente alla ricerca del bosone di *Higgs* (ATLAS e CMS) [5, 6], uno alla misura dei parametri della violazione di CP nel sistema dei mesoni *B* (LHCb) [7], mentre il quarto (ALICE)[8] allo studio dell'interazione ione-ione ad altissime energie e alla ricerca del quark-gluon plasma (seconda fase di LHC). Per quanto detto finora questi rivelatori saranno costretti ad operare in ambienti densi di eventi di *Minimum Bias* caratterizzati da alta frequenza spaziale e temporale. Per essere in grado, quindi, di riconoscere e registrare gli eventi di interesse per tutta la

durata dell'attività di LHC (7-10 anni circa), i quattro rivelatori dovranno soddisfare ai seguenti requisiti:

- a) un'alta granularità soprattutto del sistema tracciante (elementi sensibili di piccole dimensioni), nonchè un elevato numero di canali di rivelazione per garantire una efficiente ricostruzione delle tracce e individuare con precisione il punto di passaggio di una particella;
- b) un'elettronica di lettura veloce e un buon sistema di *trigger* per evitare l'effetto di *pile up* di due *bunch crossing* successivi e permettere la registrazione degli eventi;
- c) resistenza alla radiazione crescente dall'esterno verso l'interno per garantire il funzionamento dell'apparato per la durata prevista dell'esperimento.

Il rivelatore CMS è stato progettato e costruito in modo tale da poter rispondere in maniera esaustiva a tutte queste richieste.

1.2 Fisica ad LHC

L'elevata energia e luminosità raggiungibili ad LHC offrono una vasta gamma di opportunità di indagine, soprattutto per l'esplorazione della frontiera delle alte energie. Uno dei motivi che ha portato alla costruzione di questo acceleratore e degli esperimenti che ospita è la comprensione del meccanismo di generazione delle masse delle particelle.

1.2.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard (MS) [9] delle particelle elementari è una teoria di gauge che vuole inquadrare, in un unico costrutto teorico, tre delle quattro interazioni fondamentali ad oggi note: elettromagnetiche, deboli e forti. Le previsioni del MS sono state verificate sperimentalmente, sia nel settore elettrodebole sia in quello forte, anche se la necessità di un approccio non perturbativo in quest'ultimo settore introduce notevoli difficoltà di calcolo per fenomeni di bassa energia ($E < 1$ GeV). Il Modello Standard è

costruito dal gruppo di gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, prodotto diretto dei gruppi di simmetria di colore (C), di isospin debole (T) e di ipercarica (Y). L'imposizione di una simmetria locale rispetto a trasformazioni dei campi generati da questi gruppi introduce 12 bosoni di gauge di massa nulla e spin 1: 8 gluoni (g) per $SU(3)_C$, 3 bosoni W_i ($i=1,2,3$) per $SU(2)_L$ e un bosone (B) per $U(1)_Y$. I bosoni Z e γ risultano combinazioni lineari di W_3 e B . I bosoni di gauge mediano le tre forze descritte dalla teoria fra particelle di spin semi intero che costituiscono la materia, i fermioni. Questi sono divisi in due categorie: i leptoni, che possono esistere liberi nello spazio, e i quark, che sono sempre confinati a formare delle strutture dette adroni. I fermioni sono raggruppati in tre famiglie in base alla loro massa e formano diversi multipletti di isospin debole: i fermioni *right-handed* generano un doppietto, quelli *left-handed*, un singoletto. In tabella 1.1 è mostrato il quadro della classificazione dei fermioni con i numeri quantici associati di ipercarica, isospin debole e carica ($Q=(T_3+Y/2)$). Data la non abelianità

	Famiglia			T_3	Y	Q
	1	2	3			
Leptoni	$(\nu_e)_L$	$(\nu_\mu)_L$	$(\nu_\tau)_L$	$1/2$	$-1/2$	0
	e_R	μ_R	τ_R	$-1/2$	$-1/2$	-1
				0	-1	-1
Quarks	$(u_{d'})_L$	$(c_{s'})_L$	$(t_{b'})_L$	$1/2$	$1/6$	$2/3$
	u_R	c_R	t_R	$-1/2$	$1/6$	$-1/3$
				0	$2/3$	$2/3$
	d_R	s_R	b_R	0	$-1/3$	$-1/3$

Tabella 1.1: *Multipletti fermionici e loro numeri quantici.*

del gruppo di simmetria per il quale deve essere invariante, la lagrangiana del Modello Standard non può contenere termini massivi per i campi che descrive. La massa delle particelle viene ottenuta con l'introduzione nel modello di un isodoppietto debole di campi scalari complessi, il campo di Higgs, insieme ad un potenziale che dipende da questo campo fatto in modo che il suo valore di aspettazione v sia diverso da zero. Data la rottura spontanea di simmetria dei due campi complessi che costituiscono il campo di Higgs, uno rimane a massa nulla (bosone di Goldstone), mentre l'altro acquista un termine di massa nella lagrangiana ed è chiamato bosone di Higgs [10]. Il

meccanismo di Higgs fa poi sì che uno solo dei bosoni vettori (γ) resti privo di massa, mentre gli altri tre (W^+ , W^- e Z) acquistano massa per accoppiamento con il bosone di Higgs. Allo stesso modo tutte le altre particelle della lagrangiana del MS acquistano un termine massivo. Le prime conferme sperimentali del settore elettrodebole sono venute con l'osservazione della corrente debole neutra [11] e dalla scoperta nel 1983 dei bosoni W^\pm e Z (esperimenti UA1 e UA2 al collisionatore SPS al CERN [12]). Misure eseguite a LEP e LEP-2 hanno poi verificato la teoria con precisione dello 0.1% su Γ_Z e m_Z . Tutte le particelle previste dal MS sono state individuate tranne proprio il bosone di Higgs. La rivelazione del bosone di Higgs è uno degli obiettivi fondamentali di LHC e dell'esperimento CMS, insieme alla ricerca di particelle supersimmetriche e in generale lo studio della fisica oltre il Modello Standard. Nel seguito darò dei cenni sul programma di fisica di CMS in merito a questi due argomenti.

1.2.2 Il bosone di Higgs

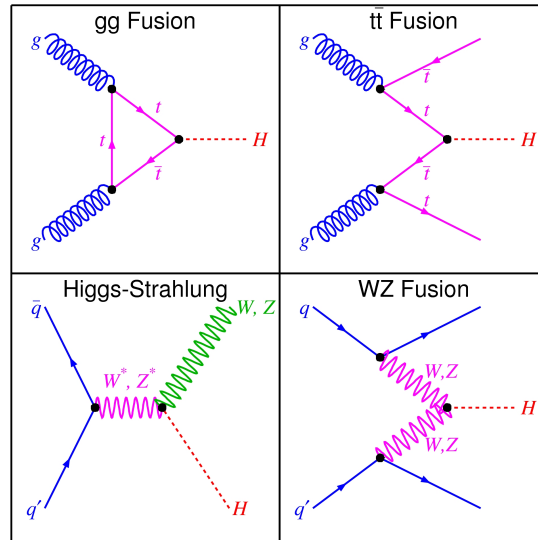


Figura 1.3: Meccanismi di produzione del bosone di Higgs.

Il Modello Standard non predice il valore della massa del bosone di Higgs, ma esistono limiti imposti da considerazioni teoriche e fenomenologiche: quello inferiore $m_H > 114.1 \text{ GeV}/c^2$ [13] è ricavato dalle ricerche condotte a LEP (Large Electron Positron collider) [14], mentre quello superiore $m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$ è una condizione teorica

imposta da vincoli di unitarietà. Inoltre nelle misure di test elettrodeboli la massa dell'Higgs può essere estrapolata calcolando le correnti radiative di processi che coinvolgono questa particella, caratterizzati da una dipendenza logaritmica da m_H . I fit a queste misure suggeriscono un limite superiore a m_H di 196 GeV/c², al 95% del livello di confidenza [15]. Ad LHC i più importanti meccanismi previsti per la produzione di H^0 sono quelli riassunti in figura 1.3: fusione tra gluoni (a), fusione tra i *quark* t e \bar{t} (b), *bremsstrahlung* di W^\pm o Z^0 (c), fusione tra due W^\pm o tra due Z^0 (d). I modi di decadimento del bosone di Higgs sono molteplici, ma il modello riesce a prevederne i relativi *branching ratio* in funzione della massa. Le principali segnature sperimentali della produzione del bosone di Higgs sono:

Canale $H \rightarrow \gamma\gamma$: questo canale ha un branching ratio basso (10^{-3}), ma è relativamente facile da osservare se la massa di H^0 è compresa in un intervallo $100 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$. Per sfruttare questo canale sono necessari una larga accettazione del calorimetro elettromagnetico (ECAL) insieme a una buona risoluzione energetica e angolare per isolare dal fondo il segnale dei due γ .

Canale $H \rightarrow WW, WW \rightarrow ll\nu\nu$: per $m_H=170 \text{ GeV}$ ci si aspetta un valore del rapporto di decadimento di $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$ cento volte superiore a quello del decadimento $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Tuttavia con il canale ora considerato non si può fare una ricostruzione efficiente della massa del bosone di Higgs a causa dei neutrini che non sono rivelabili.

Canali $H \rightarrow ZZ, ZZ \rightarrow 2l^+2l^-$: per $130 \text{ GeV} < m_H < 600 \text{ GeV}$ si ha una segnature molto chiara di questo canale perché non soffre di fondi irriducibili. In questo caso la risoluzione in energia e in impulso dei leptoni è cruciale per la ricostruzione di m_H , così come una buona ricostruzione delle loro tracce.

Sopra i 600 GeV il canale preferenziale è il decadimento in due leptoni con produzione di due *jet* adronici.

Considerazioni particolareggiate sui singoli canali di decadimento di H^0 , sono stati

vincolanti nella scelta del design del rivelatore CMS e nella progettazione di ogni sua componente.

1.2.3 Particelle *supersimmetriche*

Particella	Spin	Sparticella	Spin
Quark q	$\frac{1}{2}$	Squark \tilde{q}	0
Leptoni l	$\frac{1}{2}$	Sleptoni \tilde{l}	0
Fotone γ	1	Fotino $\tilde{\gamma}$	$\frac{1}{2}$
Gluoni g	1	Gluini \tilde{g}	$\frac{1}{2}$
W	1	Wino \tilde{W}	$\frac{1}{2}$
Higgs H	0	Higgsini \tilde{H}	$\frac{1}{2}$

Tabella 1.2: *Alcune particelle supersimmetriche.*

La teoria di *supersimmetria* (SUSY) è la naturale espansione del Modello Standard. Essa prevede che per ogni particella esista una sua *compagna supersimmetrica* detta *sparticella* o *super particella*, che differisce dalla prima nello spin di mezza unità, in modo da avere perfetta simmetria tra *leptoni* e *bosoni* (vedi tabella 1.2). Questa teoria incorpora la gravità nelle interazioni elementari e possiede al suo interno un metodo per eliminare tutte quelle divergenze presenti nel Modello Standard senza peraltro comprometterne le predizioni. La SUSY infatti darebbe, grazie all'introduzione delle nuove particelle, una spiegazione naturale del limite di 1 TeV alla massa del bosone di Higgs e giustificerebbe l'unificazione delle interazioni forti, deboli ed elettromagnetiche, proponendo un'evoluzione delle costanti di accoppiamento elettrodeboli e forti tale che queste diventino uguali ad un'energia di 10^{19} GeV. Inoltre la teoria supersimmetrica fornirebbe anche una spiegazione alla *materia oscura* nell'universo.

Esistono due modelli che descrivono il panorama delle possibili particelle supersimmetriche: il primo considera stabile la particella supersimmetrica più leggera, il *neutralino* χ_1^0 , mentre il secondo prevede la possibilità del suo decadimento in *jet*. Se fosse valida la prima ipotesi questa particella, che è neutra, interagirebbe solo debolmente, e non sarebbe dunque rivelabile direttamente, ma solo tramite misure di energia trasversa mancante. Se invece è valida la seconda ipotesi ci si aspetta di rivelare *jet* e leptoni

con alto impulso trasverso come risultato della catena di decadimento. Le masse delle particelle supersimmetriche non sono note a priori: da esperimenti condotti a LEP si è riusciti a fissare un limite inferiore per la massa degli *sleptoni* a 90-100 GeV, mentre al Tevatron si è ottenuto come limite inferiore per la massa di *squark* e *gluini* il valore di 250 GeV. Per quanto riguarda queste due ultime specie di particelle, se accessibili alla rivelazione, nell'ipotesi in cui esse abbiano massa di circa 1 TeV, ci si aspetta una produzione considerevole ad LHC, grazie all'energia raggiungibile nei centri di collisione dei fasci. CMS, grazie alla notevole risoluzione energetica ed all'ermeticità del suo sistema calorimetrico, si propone come un rivelatore ideale per la scoperta di particelle supersimmetriche.

1.3 Il rivelatore CMS

Il rivelatore CMS (Compact Muon Solenoid) [6] è stato progettato per rivelare con sufficiente chiarezza le signature dei nuovi eventi fisici tramite la rivelazione (e la misura accurata delle loro caratteristiche) di muoni, elettroni e fotoni in un ampio intervallo di impulso con una risoluzione dell'1%. La struttura del rivelatore è quella tipica degli esperimenti su collisionatori: una successione di strati cilindrici di rivelatori, coassiali con la direzione dei fasci (*barrel*), chiusi alle basi da dischi anch'essi equipaggiati di rivelatori (*end-cap*), in modo da ottenere la massima copertura dell'angolo solido centrato nel punto di interazione dei fasci. La particolarità del sistema è rappresentata dal forte campo magnetico (4T) generato da un magnete superconduttore solenoidale che rende il rivelatore compatto nelle dimensioni e permette la misura di precisione dell'impulso trasverso delle particelle cariche prodotte nelle interazioni. In figura 1.4 è data una visione tridimensionale del rivelatore CMS con la specifica delle sue componenti principali. In particolare si osserva dall'interno verso l'esterno:

- 1 → **Tracciatore**: suddiviso in un rivelatore di vertice costruito con la tecnologia dei *pixel* e un tracciatore a *microstrisce*, entrambi realizzati con rivelatori al silicio, ha lo scopo di ricostruire le tracce delle particelle prodotte nelle interazioni;

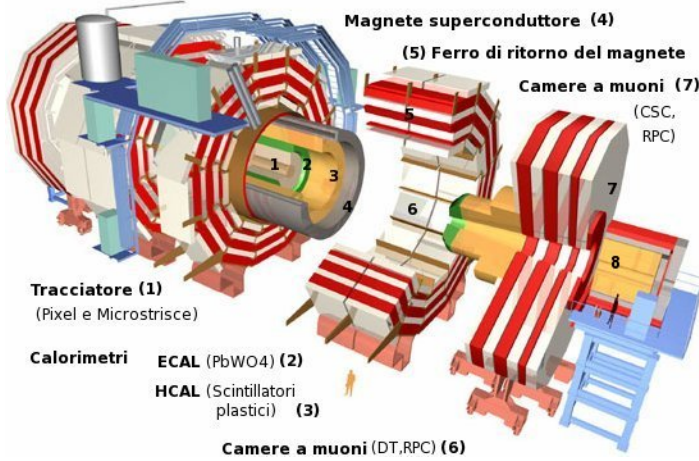


Figura 1.4: *Visione tridimensionale del rivelatore CMS e sue componenti principali.* .

- 2→ **Calorimetro elettromagnetico (ECAL)**[19]: è costituito da cristalli scintillanti di Tungstanato di Piombo ($PbWO_4$) per misurare l'energia di elettroni e fotoni;
- 3,8→ **Calorimetro adronico (HCAL)(3), calorimetri in avanti(HF)(8)**[20]: tramite l'utilizzo di scintillatori plastici rivelerà jet^1 adronici e servirà per la misura dell'energia trasversa;
- 4→ **Magnete superconduttore** [18]: produce il campo magnetico di 4 T entro cui sono immersi i sottorivelatori precedentemente descritti. Esso rende possibile la misura dell'impulso delle particelle cariche attraverso la curvatura delle traiettorie rivelate dal tracciatore;
- 5→ **Ferro di ritorno del magnete**: genererà un campo magnetico di 1.8 T parallelo, ma di verso opposto, a quello del superconduttore e causerà una variazione in curvatura nella traiettoria dei muoni, le uniche particelle conosciute, a parte i neutrini non rivelabili, ad oltrepassare lo strato del magnete (vedi fig.1.5);
- 6,7→ **Camere a muoni (barrel,6), (endcap,7)**[17]: le camere a muoni del *barrel* sono alloggiate entro il ferro di ritorno del magnete, nell'*end-cap* invece sono disposte secondo la geometria radiale. Le tipologie di rivelatori utilizzate sono

¹Sciame molto collimato di adroni prodotto nelle interazioni.

di decadimento come quelli che si hanno nel decadimento dei mesoni B (*b-tagging*). Inoltre l'uso di protoni nel *collider* costringe a lavorare nel piano trasverso: è quindi fondamentale la precisione nella misura del p_t in qualsiasi evento si intenda studiare. Per rispondere a queste richieste è essenziale una buona risoluzione spaziale: nel sistema a *pixel* sarà almeno di $15\mu\text{m}$ in tutte le coordinate, mentre nel tracciatore a microstrisce sarà compresa fra 20 e $40\mu\text{m}$ dipendentemente dal raggio. Il sistema tracciante, inoltre, deve soddisfare ai seguenti requisiti: (a) valore di occupazione³ dei moduli inferiore all'1% mantenendo comunque un'elevato rapporto segnale/rumore, (b) sufficiente trasparenza alla radiazione: si deve rivelare il passaggio delle particelle senza ridurne troppo l'energia affinché queste possano raggiungere i calorimetri, (c) buona resistenza ai danni provocati dalle radiazioni al fine di contrastare per quanto possibile il deterioramento delle caratteristiche funzionali dei dispositivi. La scelta fatta dalla collaborazione CMS è stata quella di sfruttare le grandi potenzialità del silicio per la realizzazione di sensori a *pixel*, destinati alla regione più interna (rivelatore di vertice) e di sensori a *microstrisce* per la regione esterna. Con riferimento alla figura 1.6 il trac-

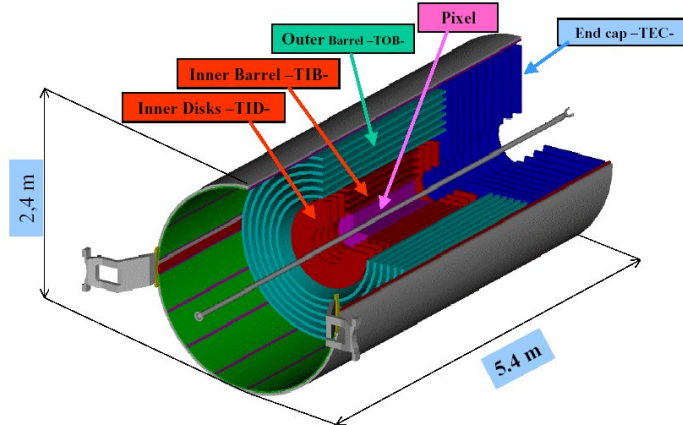


Figura 1.6: *Visione tridimensionale del tracciatore di CMS e sue componenti.*

ciatore di CMS risulta essere un cilindro formato da strati sensibili (*layer*) concentrici con una regione attiva di raggio pari a 108 cm e lunghezza complessiva di 540 cm. Lo strato più interno si troverà a soli 4.3 cm dal centro di interazione dei fasci.

³L'occupazione è definita come la frazione di canali di un modulo in cui, al segnale di trigger, è presente un segnale dell'evento fisico.

Il rivelatore di vertici a pixel è costituito da tre cilindri concentrici (*barrel*) che si estendono nella regione con raggio compreso nell'intervallo $4.3 \text{ cm} < r < 10.2 \text{ cm}$; a chiudere i cilindri sono poste due coppie di dischi (*end-cap*) rispettivamente nelle posizioni individuate da $z = \pm 34.5 \text{ cm}$ e $z = \pm 46.5 \text{ cm}$. In figura 1.7 è riportato il particolare di un elemento dei dispositivi a pixel di silicio $n^+ - n$ (cap.2) caratterizzati dallo spessore di $350 \text{ } \mu\text{m}$ e superficie $150 \text{ } \mu\text{m} \times 100 \text{ } \mu\text{m}$; questi sono collegati all'e-

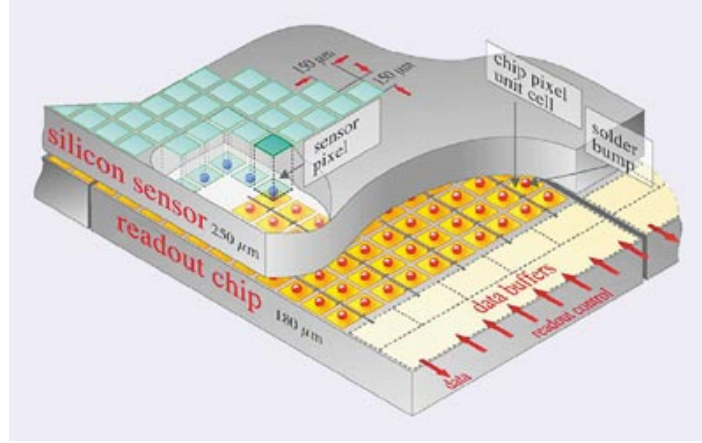


Figura 1.7: Rivelatori a pixel ed elettronica di lettura..

lettronica di lettura tramite microsaldature dette *bump bonding*. A causa dell'elevata esposizione alla radiazione è previsto, durante il periodo di attività di CMS, almeno una sostituzione del sistema di rivelazione a pixel: il tracciatore è stato quindi progettato per poter effettuare la sostituzione della zona interna senza danneggiare i *layer* esterni.

Il tracciatore costituito da moduli di rivelatori a microstrisce in silicio (dei quali darò, nel capitolo 2, una descrizione più dettagliata) coprirà la regione con valore di pseudorapidità $|\eta| < 2.5$.

In figura 1.8 è mostrato lo schema di un quarto del tracciatore in cui sono evidenziati gli strati di rivelatori a microstrisce a singola faccia (colore rosso) e a doppia faccia (colore blu) [23]. I primi forniscono una sola coordinata spaziale del punto di passaggio di una particella, mentre i secondi, realizzati incollando *back to back* due rivelatori a

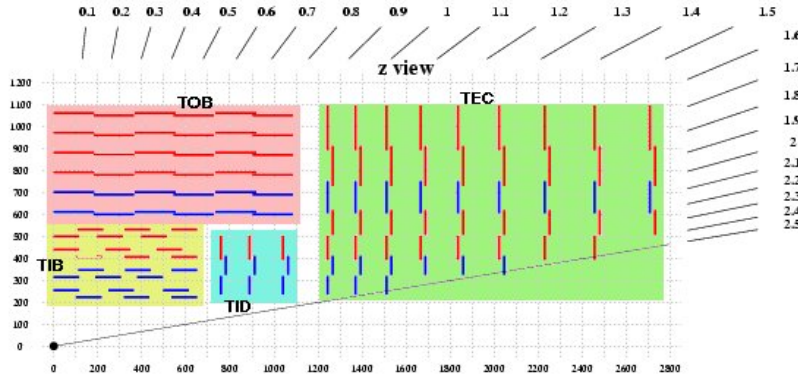


Figura 1.8: *Suddivisione schematica del tracciatore..*

singola faccia ruotati l'uno rispetto all'altro di 100 mrad, sono in grado di fornire due coordinate. I vari *layer* possono essere suddivisi in quattro regioni di appartenenza. Il **TIB** (Tracker Inner Barrel) è costituito da quattro cilindri concentrici in cui alloggianno rivelatori caratterizzati dallo spessore di $320\ \mu\text{m}$ e da un passo⁴ tra le strisce di $120\ \mu\text{m}$ per i sensori a singola faccia e di $80\ \mu\text{m}$ per quelli a doppia faccia. Il **TID** (Tracker Inner Disk) è costituito, in ciascuna delle sue due componenti, da tre dischi successivi equipaggiati con rivelatori di $320\ \mu\text{m}$ come il TIB, ma di forma trapezoidale. Il **TOB** (Tracker Outer Barrel) comprende sei strati di rivelatori che hanno strisce più lunghe rispetto ai sensori delle zone interne e di conseguenza spessore maggiore ($500\ \mu\text{m}$) per garantire una raccolta di carica tale da mantenere costante il rapporto *segnale/rumore*⁵; per questi rivelatori il passo tra le strisce assume due possibili valori: $122\ \mu\text{m}$ e $183\ \mu\text{m}$. Infine il **TEC** (Tracker End-Cap) va a chiudere i *layer* cilindrici con due sistemi di dischi (nove per ognuno) nei quali si trovano sia sensori di $320\ \mu\text{m}$ di spessore (dischi interni), sia di ($500\ \mu\text{m}$) (dischi esterni) ed un valore del passo tra le strisce che varia tra $81\ \mu\text{m}$ e $205\ \mu\text{m}$.

In generale quindi il solo sistema tracciante comprende dieci strati sensibili nella zona del *barrel* e dodici strati nella zona degli *end-cap*. La ricostruzione delle tracce avverrà tramite un numero variabile di punti in cui i sensori riveleranno il passaggio delle

⁴il passo è definito come la distanza tra due strisce successive. (vedi capitolo successivo per maggiori chiarimenti)

⁵si veda il paragrafo 2.2

particelle. Le traiettorie delle particelle cariche prodotte nel punto di interazione dei fasci, o nei vertici secondari di decadimento, vengono curvate all'interno del tracciatore in virtù del campo magnetico del solenoide superconduttore in cui tutto il tracciatore è immerso, assumendo la tipica forma elicoidale. Dalla misura del raggio di curvatura R è possibile ricavare l'impulso trasverso p_t della particella tramite la relazione⁶ [3]:

$$R = \frac{p_t}{ZeB}, \quad (1.5)$$

dove Ze è la carica della particella e B è il valore del campo magnetico. In particolare la ricostruzione delle tracce di particelle cariche con alto impulso trasverso dovrà avvenire con un'efficienza maggiore del 95% (e del 90% se all'interno di *jet* adronici) nella regione in cui $|\eta| < 2.6$. L'efficienza di ricostruzione delle tracce di muoni dovrà essere maggiore del 98% per muoni con $p_t > 1$ GeV. La risoluzione dell'impulso di leptoni carichi isolati richiesta nella zona centrale di accettazione geometrica è $\Delta p_t/p_t \approx 0.1 p_t$, con p_t espresso in TeV.

1.4 Upgrade di luminosità di LHC

L'acceleratore LHC è stato progettato per una luminosità al picco di $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm²s⁻¹ e probabilmente saranno necessari diversi anni di operatività della macchina prima che questo valore possa essere raggiunto. È stato proposto un *upgrade* sostanziale di LHC da effettuarsi dopo 5-7 anni di presa dati alla luminosità massima: dopo questa fase, infatti, gli errori statistici delle analisi di fisica diminuiranno molto lentamente con il numero di eventi accumulati. Perchè si possa continuare a migliorare sensibilmente la precisione delle misure è necessario un aumento della luminosità di un ordine di grandezza. Aumentando il numero di protoni per ogni *bunch* da $1.5 \cdot 10^{11}$ a $1.7 \cdot 10^{11}$ e con un *upgrade* del sistema a radiofrequenze è possibile raggiungere $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{34}$ cm²s⁻¹ (eq. 1.2). Questa è la luminosità massima raggiungibile con gli elementi che compongono attualmente l'acceleratore. D'altra parte dopo questo periodo i tracciatori

⁶Nel Sistema Internazionale SI

inizieranno ad avere prestazioni molto ridotte a causa del danno da radiazione (cap. 3) e sarà necessaria una sostituzione dei rivelatori. Al momento si stanno studiando principalmente due ipotesi per aumentare la luminosità della macchina intorno a $\mathcal{L} = 10^{35} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ (Super-LHC), le quali prevedono la sostituzione degli elementi sensibili intorno ai punti di interazione e una modifica della struttura dei *bunch*. Nella prima il numero di *bunch* è raddoppiato con frequenza di *bunch crossing* 80 MHz (uno ogni 12,5 ns). In questo scenario il numero di eventi di *pile-up* aumenta di un fattore 5 rispetto ad LHC. Sfortunatamente questa configurazione aumenta l'effetto della nuvola elettronica [25] il quale crea difficoltà nel raggiungere la luminosità di progetto. La seconda ipotesi di *upgrade*, che al momento è quella favorita, prevede una struttura di *bunch* allungata rispetto ad LHC con un maggior numero di protoni i quali collideranno ogni 50 ns. Questo ha un effetto benefico sulla nuvola elettronica, ma porta ad avere un numero di eventi di *pile-up* per interazione intorno a 300. Queste condizioni sperimentali impongono stringenti requisiti ai tracciatori destinati a operare a Super-LHC, sia per quanto riguarda la ricostruzione delle tracce con una così alta densità di particelle sia per la resistenza ai danni indotti dalle radiazioni. In figura 1.9 si possono vedere le simulazioni dei livelli di fluensa di particelle a cui i rivelatori del tracciatore di CMS saranno sottoposti nell'attività di LHC e di Super-LHC. In particolare in seguito all'*upgrade* di luminosità ci si aspetta un aumento della fluensa di circa un ordine di grandezza. Nello strato più interno del rivelatore di vertice ($r=4.3 \text{ cm}$) questa arriverà ad un valore di 10^{16} n/cm^2 , mentre nel primo *layer* dell'attuale tracciatore a microstrisce ($r=20 \text{ cm}$) ad un valore di 10^{15} n/cm^2 .

Allo scopo di aumentare la granularità del sistema è stata allora proposta una scelta differenziata dei dispositivi da inserire nei vari strati sensibili. Per la zona più prossima al centro di collisione si è pensato di mantenere una geometria simile a quella attuale dei pixel. Nella regione compresa tra 20 e 50 cm sono state proposte due possibili soluzioni: pixel delle dimensioni di $150 \times 650 \mu\text{m}^2$ oppure rivelatori a microstrisce con passo di 80 μm e lunghezza 3 cm, mentre per gli strati più esterni risulta ancora appropriata

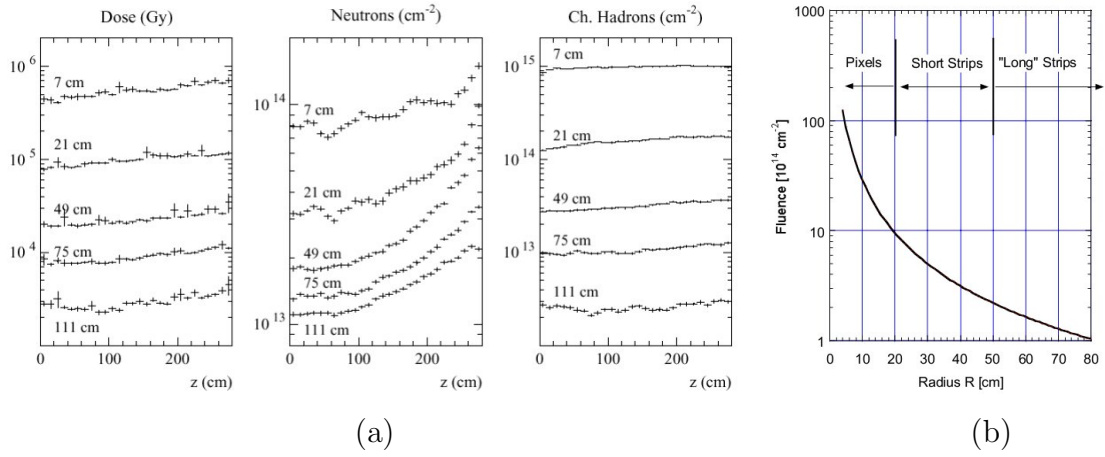


Figura 1.9: (a) Livelli di fluenza di irraggiamento previsti dopo 10 anni di attività di LHC per gli strati del tracciatore di CMS. (b) Previsione dell'andamento della fluenza di particelle cariche in funzione della coordinata r definita nel paragrafo 1.3 per i tracciatori dopo 5 anni di funzionamento di S-LHC.

la geometria utilizzata per i sensori del tracciatore per LHC. In tutti questi casi è comunque necessario incrementare, rispetto alle soluzioni fin'ora adottate, la resistenza al danno da radiazione del materiale utilizzato.

Capitolo 2

Rivelatori a microstrisce in silicio

2.1 Il silicio e le sue proprietà

Il silicio è un elemento semiconduttore appartenente al quarto gruppo della tavola periodica: esso ha quindi quattro elettroni di valenza. Si presenta in forma cristallina con struttura a diamante (fig.2.1(a)) in cui gli atomi si legano tra loro tramite legami covalenti (fig.2.1(b)). In un atomo isolato gli elettroni occupano livelli energetici

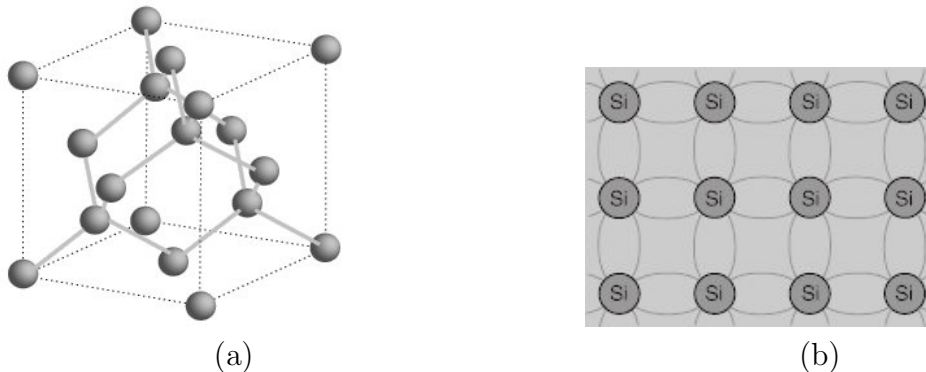


Figura 2.1: (a) Struttura cristallina a diamante del silicio; (b) Particolare del reticolo cristallino del silicio (4 elettroni di valenza).

discreti; per atomi non isolati, invece, l'interazione tra gli elettroni più esterni genera una sovrapposizione degli orbitali di appartenenza. Di conseguenza i livelli energetici accessibili agli elettroni di un solido assumono una configurazione a bande continue separate fra loro da bande proibite (*band gap*) come mostrato in figura 2.2 . Negli isolanti la *band gap* ha valori maggiori di 4 eV e non è attraversabile dagli elettroni con la sola energia termica, mentre nei conduttori le due bande sono sovrapposte (*band gap*

di centesimi di eV) e sono sempre presenti elettroni in banda di conduzione. Essendo il silicio un semiconduttore con *band gap* pari a $E_g = E_c - E_v = 1.12$ eV, la banda di *valenza* per $T = 0K$ è completamente riempita, mentre quella di *conduzione* è vuota. Una qualsiasi sorgente di energia (termica, elettromagnetica, etc) può generare in un

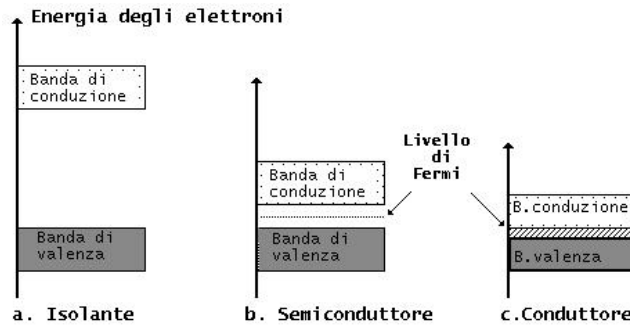


Figura 2.2: *Struttura a bande nei solidi.*

semiconduttore, e quindi anche nel silicio, una coppia elettrone-lacuna: tale energia infatti consente all'elettrone di passare dalla banda di valenza a quella di conduzione, lasciando così nella prima uno stato elettronico libero (lacuna, *hole*, h). La lacuna può essere riempita da un elettrone libero di muoversi attraverso il reticolo (appartenente alla banda di conduzione) simulando così il moto di una particella di carica positiva. In figura 2.2 è evidenziato il livello di Fermi, livello energetico la cui probabilità d'occupazione è pari a $1/2$: se nei conduttori esso si trova in banda di conduzione, nei semiconduttori intrinseci è posizionato al centro della banda proibita.

2.1.1 Silicio intrinseco e drogato

Un semiconduttore si dice **intrinseco** se la densità di impurezze presenti nel reticolo è trascurabile rispetto agli elettroni e alle lacune generate termicamente. Per il meccanismo di produzione di coppie $e^- - h$, in un semiconduttore intrinseco la densità di cariche libere ha lo stesso valore sia per gli elettroni che per le lacune. Indicando queste concentrazioni rispettivamente con n_0 e p_0 abbiamo [53]:

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} N_E(E) f_D(E) dE \quad (2.1)$$

dove l'integrale è esteso tra l'energia minima e massima della banda di conduzione e $N_E(E)$ è la densità degli stati permessi ed è espressa dalla:

$$N(E) = 4\pi \left[\frac{2m_n^*}{h^2} \right]^{3/2} E^{1/2}, \quad (2.2)$$

$f_D(E)$ esprime la probabilità che un elettrone occupi uno stato di energia E e segue la distribuzione di Fermi-Dirac:

$$f_D(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (2.3)$$

dove k è la costante di Boltzman, T la temperatura assoluta ed E_F è l'energia di Fermi. Per semiconduttori con $E_g > 0.15$, normalmente si ha $(E - E_F) \gg kT$, in questo caso l'integrale 2.1 ha soluzione:

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right). \quad (2.4)$$

Applicando una trattazione analoga al caso delle lacune si ottiene:

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right), \quad (2.5)$$

dove N_c e N_v sono densità degli stati efficaci proporzionali a $T^{\frac{3}{2}}$. Come accennato pocanzi $n^0 = p^0 = n_i$, con i che sta per intrinseco. A temperatura ambiente ($T = 300K$) $n_i \simeq 10^{10} cm^{-3}$ da confrontarsi con quello del rame per il quale indipendentemente dalla temperatura $n_i \simeq 10^{23} cm^{-3}$.

Moltiplicando le densità dei portatori di carica otteniamo quella che è comunemente detta **legge di azione di massa**:

$$n_i^2 = n_0 p_0 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (2.6)$$

che rimane sempre valida, anche quando nel reticolo cristallino sono presenti maggiori impurità e cambiano quindi le concentrazioni di carica. Si noti l'indipendenza di n_i^2 dalla posizione del livello di Fermi.

Quando all'interno del reticolo cristallino una piccolissima frazione degli atomi di silicio viene sostituita con impurezze, si dice che il silicio è **drogato** (silicio **estrinseco**). Il drogaggio può essere di tipo n o di tipo p:

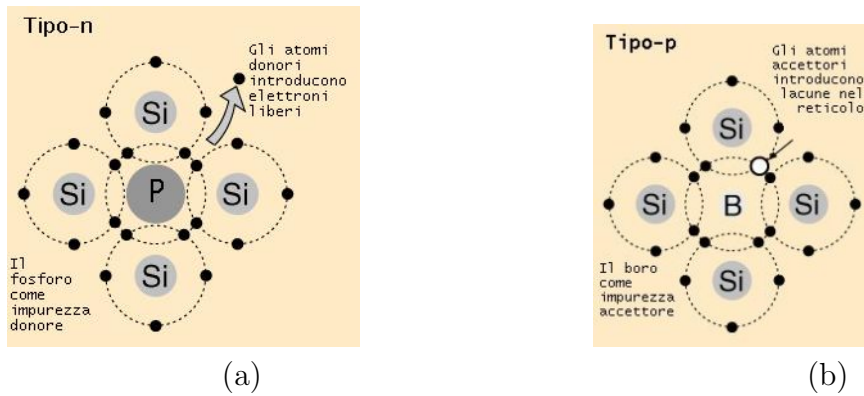


Figura 2.3: (a) Introduzione di un donore (5 elettroni di valenza) nel reticolo cristallino del silicio; (b) Introduzione di un accettore (3 elettroni di valenza) nel reticolo cristallino del silicio.

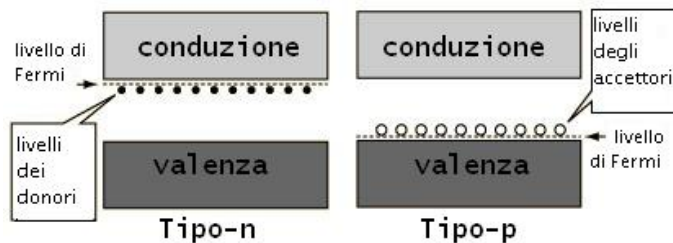


Figura 2.4: Livelli energetici introdotti dalle impurezze nel silicio: il livello di Fermi si colloca tra i nuovi livelli e la banda di conduzione nel drogaggio di tipo n, tra i nuovi livelli e la banda di valenza nel drogaggio di tipo p.

- **tipo n**: l'atomo di Si è sostituito con l'atomo di un elemento del quinto gruppo della tavola periodica, ad esempio il fosforo (P) o l'arsenico (As), che ha cinque elettroni di valenza. Una volta formati i quattro legami covalenti con i prossimi vicini, il quinto elettrone è "donato" alla banda di conduzione. Il fosforo è detto **donore** (fig.2.3(a));
- **tipo p**: l'atomo di Si è sostituito con l'atomo di un elemento del terzo gruppo della tavola periodica, ad esempio boro (B). Questi atomi hanno tre elettroni di valenza, perciò possono formare tre legami covalenti con gli atomi di silicio vicini, lasciando una lacuna in banda di valenza. Il boro è detto **accettore** (fig.2.3(b)).

Le impurezze introducono dei livelli energetici all'interno della banda proibita molto vicini alle bande di conduzione o valenza (fig.2.4): nel caso del fosforo $E_c - E_D \simeq 45$ meV, analogamente per il boro, che è un accettore, $E_A - E_v \simeq 45$ meV. Quindi è

sufficiente l'energia termica per ionizzare tutte le impurezze. In questa condizione detta ionizzazione completa le concentrazioni di cariche possono essere scritte come:

$$\text{drogato n} = \begin{cases} n \simeq N_D \\ p \simeq \frac{n_i^2}{N_D} \end{cases} \quad ; \quad \text{drogato p} = \begin{cases} p \simeq N_A \\ n \simeq \frac{n_i^2}{N_A} \end{cases} \quad (2.7)$$

con ovvio significato dei termini.

Con riferimento alle equazioni 2.7, la resistività in generale è espressa tramite l'equazione:

$$\rho = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (2.8)$$

da cui rispettivamente nei materiali drogati di tipo n (con $n \gg p$) e di tipo p (con $p \gg n$):

$$\rho_n \simeq \frac{1}{q\mu_n N_D} \quad ; \quad \rho_p \simeq \frac{1}{q\mu_p N_A}, \quad (2.9)$$

dove μ è la *mobilità elettrica*, che definisce la capacità di una particella carica di muoversi in un materiale sotto l'influenza di un campo elettrico E attraverso la relazione $\vec{v} = \mu \vec{E}$, con \vec{v} la velocità della carica. Per il silicio intrinseco μ vale $1350 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ per gli elettroni e $480 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ per le lacune, valori che non subiscono apprezzabili variazioni in seguito a drogaggio fino ad un livello $\simeq 10^{16} \text{ atomi}/\text{cm}^3$. A temperatura ambiente il valore della resistività di un cristallo di silicio intrinseco è $235 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$. Questo valore scende nei materiali drogati fino a raggiungere valori compresi tra $1\Omega\cdot\text{cm}$ e $1 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$.

2.1.2 La giunzione p-n

Una giunzione **pn** si realizza mettendo a contatto due semiconduttori di diverso drogaggio. La differenza del gradiente di concentrazione genera la diffusione delle lacune dal lato p verso quello n, e degli elettroni nel senso opposto. A causa di questa migrazione di cariche, in prossimità della giunzione si formano due zone di carica spaziale di segno opposto: negativo dal lato p, dovuto agli ioni accettori non più compensati dalle lacune, e positivo dal lato n dovuto questa volta agli ioni donori. Allo stesso tempo la carica spaziale produce un campo elettrico diretto in senso opposto alla corrente di diffusione, in entrambi i lati della giunzione, generando una corrente

di deriva dei portatori di carica che compensa quella di diffusione. La differenza di potenziale, mantenuta dalla carica spaziale, blocca il flusso di elettroni e lacune; di conseguenza si viene a creare una regione svuotata da tutti i portatori di carica: il voltaggio corrispondente alla differenza di potenziale è detto barriera di potenziale (*built in voltage*), V_{bi} . Sia W lo spessore totale della regione di svuotamento e $-x_p$ e x_n

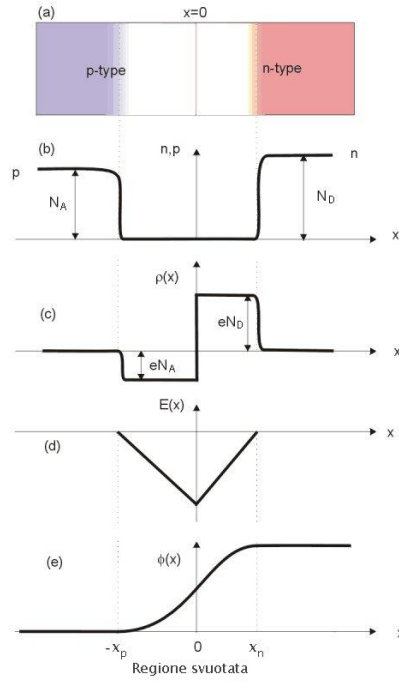


Figura 2.5: La giunzione pn

le profondità nei due lati (sull'asse x con origine all'interfaccia tra i due semiconduttori). Con riferimento alla figura 2.1.2 si ha:

$$W = x_n + x_p, \quad (2.10)$$

e, per la conservazione della carica:

$$N_A x_p = N_D x_n. \quad (2.11)$$

Se si considera pertanto una giunzione del tipo $p^+ - n$, con la regione p molto più drogata del lato n, per la 2.10 e la 2.11, $W \simeq x_n$, ossia la regione di svuotamento (*bulk*) si estende quasi completamente dal lato n.

Applicando una tensione positiva V_a alla regione n rispetto alla p (polarizzazione inversa), assumendo che la distribuzione degli atomi dopanti sia omogenea e che la carica spaziale sia costante, il campo e il potenziale elettrico all'interno della regione svuotata possono essere calcolati risolvendo l'equazione di Poisson:

$$-\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_{si}\varepsilon_0} = \frac{q_0 N_{eff}}{\varepsilon_{si}\varepsilon_0}, \quad (2.12)$$

dove $N_{eff} = N_D - N_A$ rappresenta la **densità efficace di carica spaziale**: differenza fra donori e accettori ionizzati nella zona di carica spaziale.

Una prima integrazione della 2.12, con la condizione al contorno $E(x = -x_p) = E(x = x_n) = 0$, fornisce l'espressione del campo elettrico:

$$\begin{cases} E(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon_{si}\varepsilon_0}(x + x_p) & (-x_p < x < 0) \\ E(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon_{si}\varepsilon_0}(x - x_n) & (0 < x < x_n) \end{cases} \quad (2.13)$$

Una ulteriore integrazione, imponendo $V(x = W) = 0$ (questa volta con $x_n = 0$ e $x_p = W$), fornisce un'espressione per il potenziale:

$$V(x) = -\frac{qN_{eff}}{2\varepsilon_{si}\varepsilon_0}(x - W)^2. \quad (2.14)$$

Se si applica una differenza di potenziale V_a alla giunzione, la profondità della regione di svuotamento varia e si può calcolare invertendo la 2.14:

$$W(V_a) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{si}\varepsilon_0}{q |N_{eff}|}}(V_{bi} + V_a) \quad \text{per } W < d. \quad (2.15)$$

dove d è la profondità totale della regione di carica spaziale al completo svuotamento. All'aumentare della tensione inversa applicata V_a , aumenta la zona di svuotamento, finchè non si verifica $W = d$. La tensione corrispondente a tale condizione, detta **tensione di svuotamento** V_{dep} , dipende dalla concentrazione efficace di carica spaziale secondo:

$$V_{dep} + V_{bi} = \frac{q |N_{eff}|}{2\varepsilon_{si}\varepsilon_0}d^2. \quad (2.16)$$

Molto spesso $V_{bi} \simeq 0.7eV$ è trascurato rispetto a V_{dep} essendo il valore di quest'ultimo almeno uno o 2 ordine di grandezza maggiore (per i sensori di CMS $V_{dep} \simeq 250V$ [27]).

Alla regione svuotata può essere associata una capacità per unità di area, definita come:

$$C = \frac{dQ}{dV_a}, \quad (2.17)$$

dove dQ rappresenta la variazione di carica per unità di area nella regione di svuotamento in seguito ad una variazione dV_a della tensione applicata. A partire dalle equazioni 2.13 e 2.17 sapendo che un incremento di carica corrisponde ad un aumento del campo elettrico pari a:

$$dE = \frac{dQ}{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0}, \quad (2.18)$$

e che la variazione della tensione applicata può essere espressa come:

$$dV = WdE, \quad (2.19)$$

si ottiene la capacità di svuotamento per unità di area:

$$C = \frac{dQ}{dV_a} = \frac{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0}{W} \quad [\text{F} \cdot \text{cm}^{-2}]; \quad (2.20)$$

Nello specifico:

$$C = \begin{cases} \sqrt{\frac{e \varepsilon_{Si}\varepsilon_0 N_{eff}}{2V_a}} & \text{per } V_a < V_{dep} \\ \frac{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0}{d} & \text{per } V_a \geq V_{dep} \end{cases} \quad (2.21)$$

Approfondiremo in seguito (par.4.3.1) la dipendenza del valore di $1/C^2$ dalla tensione applicata V_a .

Un aspetto importante di una giunzione p-n contropolarizzata è la corrente totale che la attraversa detta *corrente di fuga* o *corrente inversa*. L'equazione per un diodo ideale, in cui la corrente inversa è dovuta a processi di diffusione, è data da [53]:

$$\begin{cases} J = J_s \left(e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) \\ J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \end{cases} \quad (2.22)$$

dove q è la carica dell'elettrone, k la costante di Boltzmann e J_s è data dall'equazione di Shockley: $L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p}\tau_{n,p}}$ è la lunghezza di diffusione degli elettroni (lacune), portatori minoritari nella regione p (n) con vita media $\tau_{n,p}$ e $D_{n,p}$ è il coefficiente di diffusione legata alla mobilità elettrica dall'equazione $D_{n,p} = \mu_{n,p} \frac{KT}{q}$. Nel caso di

polarizzazione inversa la densità di corrente satura ad un valore $-J_s$ il cui modulo in una giunzione p^+n può essere espresso, considerando l'equazione 2.7, nella seguente forma:

$$J_s = \frac{qD_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_{eff}}. \quad (2.23)$$

Nei diodi non ideali la corrente di diffusione risulta trascurabile. È invece dominante quella indotta dalla generazione di coppie $e^- - h$ da parte di impurità o difetti che introducono livelli energetici nel centro della banda proibita. La densità di corrente di generazione è data da:

$$J_g = qn_i \frac{W}{\tau_g}, \quad (2.24)$$

dove τ_g è il tempo di vita di generazione risultante dai contributi di tutti i livelli presenti nella *band gap*:

$$\tau_g = \left(\sum_i \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1}. \quad (2.25)$$

Il valore di J_g dipende dallo spessore del dispositivo e di conseguenza dalla tensione applicata, $J_g \propto W \propto \sqrt{V_a}$ e satura ad un valore:

$$J_g = \frac{qn_i d}{\tau_g}. \quad (2.26)$$

In realtà la saturazione non viene mai raggiunta a causa di correnti superficiali che introducono altre cariche nel diodo, seppur in quantità trascurabile rispetto a quelle dovute agli effetti di generazione. Infine, il valore della densità di corrente inversa dipende fortemente dalla temperatura secondo la relazione:

$$J_g \propto T^2 e^{\frac{\Delta E_i}{kT}}, \quad (2.27)$$

con ΔE_i la distanza (in energia) del livello generatore di coppie $e^- - h$ dalla banda energetica più vicina: conduzione o valenza.

2.2 Struttura e funzionamento del rivelatore a microstrisce in silicio

Verrà di seguito descritta la struttura di sensori a microstrisce (figura 2.6(a)) caratteristica sia dei rivelatori di CMS, sia dell'esperimento SMART.

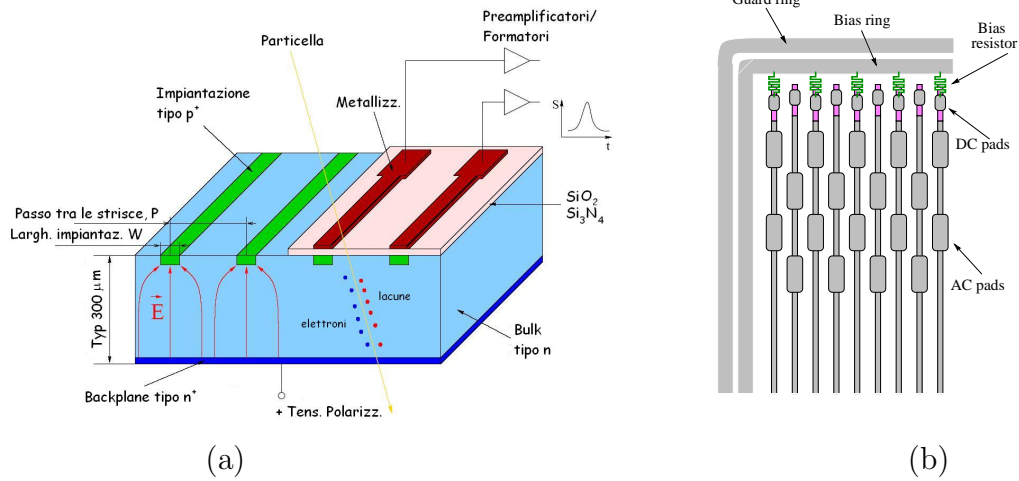


Figura 2.6: (a) Disegno schematico e principio di funzionamento di un rivelatore a microstrisce in silicio. (b) Particolare del lato giunzione del sensore a microstrisce: si possono notare i resistori di polarizzazione, l'anello di polarizzazione e quello di guardia. Sono anche evidenziate le piazzole per i contatti elettrici, sia quello in DC che quello in AC.

Su un substrato di tipo n sono realizzate impiantazioni di tipo p^+ profonde circa $1\mu m$ a formare una serie di giunzioni p^+n . Queste vengono contropolarizzate, applicando al lato ohmico una tensione positiva e mettendo a massa le strisce del lato giunzione attraverso l'anello di polarizzazione (2.6(b)) a cui le strisce sono collegate tramite resistori in polisilicio dell'ordine di $1M\Omega$ ($1.5 M\Omega$ per CMS, $0.6 M\Omega$ per SMART). In questo modo si ottiene lo svuotamento della regione attiva e solo una corrente costante (par. 2.1.2) fluisce attraverso il rivelatore. Quando una particella carica attraversa la regione di *bulk*, rilascia energia (par. 2.2.2) con la conseguente creazione di coppie elettrone-lacuna. Le cariche in virtù del campo elettrico si dividono attratte dagli elettrodi a cui è applicata la tensione di polarizzazione generando il segnale di rivelazione. Uno strato di dielettrico, posto tra le strisce e le metallizzazioni ad esse associate (contatto AC), ha lo scopo di bloccare la componente continua (di buio) della corrente lasciando passare l'impulso di segnale che viene così inviato all'ingresso di preamplificatori di carica¹. Attorno all'anello di polarizzazione uno o più anelli di *guardia*, realizzati con

¹Il segnale di rivelazione è un segnale molto piccolo e richiede quindi un'immediata amplificazione. Per dare un'idea, consideriamo che il valore più probabile dell'energia persa da una particella al minimo

impiantazioni p^+ , in accoppiamento capacitivo con la relativa metallizzazione per il contatto elettrico, hanno lo scopo di raccogliere correnti superficiali che altrimenti fluirebbero nel rivelatore come sarà spiegato più chiaramente nel paragrafo 4.1. Sull'altra faccia del sensore, per garantire un buon contatto ohmico, si realizza per impiantazione ionica (B.1.5) uno strato n^+ .

Come accennato in precedenza, il campo elettrico di polarizzazione genera un moto di deriva delle cariche, con velocità $v_{der,e}$ e $v_{der,h}$, al quale si sovrappone un moto diffusivo dovuto al gradiente di concentrazione dei portatori prodotto dalla ionizzazione. La distribuzione della carica prodotta, in moto verso gli elettrodi, assume quindi una forma *gaussiana* con deviazione:

$$\sigma = \sqrt{2Dt}, \quad (2.28)$$

dove $D = \mu KT/q$ è il coefficiente di diffusione e $t = x/v_{der}$ è il tempo trascorso dalla creazione della carica. Ricordando che $v_{der} = \mu E$, allora $t = x/\mu E$. Se ora consideriamo che lo spazio massimo percorribile da una carica per raggiungere l'elettrodo corrispondente equivale allo spessore totale del sensore d , per valori tipici: $d = 300\mu\text{m}$, $E = 2.5\text{kV/cm}$, μ_{e^-} e μ_h come al paragrafo 2.1.1, otteniamo un tempo di raccolta del segnale per gli elettroni e le lacune rispettivamente $t_d(e) = 9\text{ns}$ e $t_d(h) = 27\text{ns}$. Per quanto riguarda il raggio della distribuzione di carica, esso è generalmente $\simeq 6\mu\text{m}$. La carica prodotta in un punto del *bulk* in corrispondenza di un tratto fra due strisce sul lato giunzione viene ripartita fra queste due: la determinazione del punto di creazione avviene, dunque, per interpolazione con una risoluzione pari a $p/\sqrt{12}$, dove p è il passo delle strisce (la loro distanza reciproca).

di ionizzazione in $300\mu\text{m}$ di silicio sia circa $260\text{ eV}/\mu\text{m}$. Sapendo che l'energia della banda proibita E_g del silicio è 1.12 eV a temperatura ambiente e che l'energia necessaria per creare una coppia e-h nel silicio è circa 3.6 eV , abbiamo che in uno spessore pari a $300\mu\text{m}$, una MIP (*Minimum Ionizing Particle*) è in grado di produrre approssimativamente 21700 coppie, che equivalgono ad un segnale di circa 3.5 fC

2.2.1 Rumore elettrico

Il segnale prodotto da una particella si sovrappone al segnale di rumore generato dal sensore o dall'elettronica di lettura e acquisizione. Di grande importanza è la valutazione del rapporto tra il segnale e il rumore (*signal-to-noise ratio*), S/N . Gli effetti del rumore si quantificano tramite il concetto di “carica equivalente”, **ENC** (*Equivalent Noise Charge*), definita come la carica che, se iniettata nel volume attivo del rivelatore, produrrebbe un segnale uguale a quello osservato in assenza di cariche incidenti ($S/N = 1$). Il rumore introdotto dall'elettronica di lettura (*front end*) può essere così parametrizzato:

$$ENC_{fe} = A + BC_{tot}, \quad (2.29)$$

dove A è il contributo costante dell'elettronica senza le strisce connesse (indipendente dal rivelatore), B è un'altra costante che dipende dal preamplificatore. Per i rivelatori di CMS, i valori di questi parametri sono stati stimati sia per la lettura del segnale in modalità picco ($A=270$ e $^-$ e $B=36$ e $^-$ con C_{tot} in pF), sia in modalità deconvoluzione ($A=430$ e $^-$ e $B=61$ e $^-$ con C_{tot} in pF). C_{tot} è la capacità totale del rivelatore vista dallo stadio di ingresso del preamplificatore ed è descritta dall'equazione (figura 2.7):

$$C_{tot} = \frac{C_{AC}C_s}{C_{AC} + C_s}, \quad \text{con} \quad C_s = C_b + 2(C_{is} + C_{i+1} + C_{i+2} + \dots); \quad (2.30)$$

in cui C_{AC} è la capacità di disaccoppiamento tra la striscia e il contatto elettrico, C_b è la capacità verso il lato ohmico e C_s risulta da tutti i contributi di capacità *interstrip* tra strisce prime vicine (C_{is}), seconde vicine (C_{i+1}), e così via. La capacità rispetto al lato ohmico è la capacità geometrica di un condensatore a facce piane e parallele: $C_b = \varepsilon \frac{pl}{d}$, con p il passo delle strisce, l la lunghezza, d lo spessore del rivelatore. La capacità *interstrip*, che risulta essere il contributo dominante, è invece proporzionale alla larghezza delle strisce w e inversamente proporzionale al passo p ed è così parametrizzabile: $C_i = a + b \frac{w+23}{p}$ con $a=0.1$ e $b=1.6$ per substrati dello spessore di 300 μm .

D'altra parte, il rumore proprio del rivelatore è riconducibile a tre sorgenti differenti:

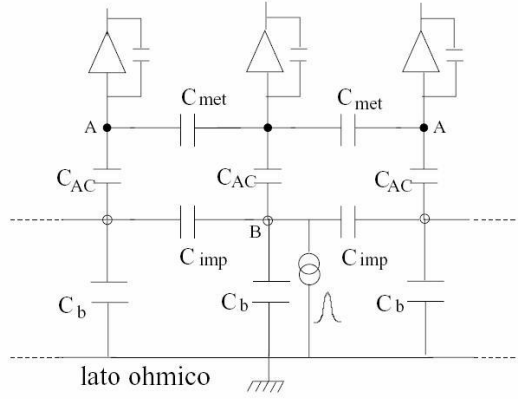


Figura 2.7: Schema dei contributi capacitivi in ingresso a ciascun preamplificatore dell'elettronica di lettura. C_{met} è la capacità tra le metallizzazioni, C_{imp} la capacità tra le strisce p^+ , C_b e C_{AC} come definite nel testo.

la corrente inversa I_f (*shot noise*), le resistenze di polarizzazione R_{poli} e la resistenza in serie all'elettronica di lettura R_s (rumore termico) (figura 2.8(a)). Le prime, la cui carica equivalente associata è descritta dalle eq. 2.31, costituiscono la componente in **parallelo** del rumore, schematizzabile tramite un generatore di corrente (i_n) appunto in parallelo al sensore, mentre la terza rappresenta la componente in **serie** (eq.2.32) ed è schematizzabile con un generatore di tensione (e_n) in serie al preamplificatore (fig.2.8(b)).

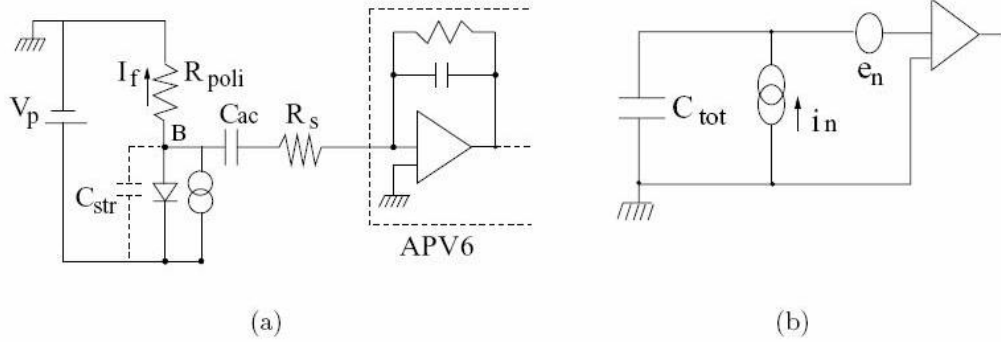


Figura 2.8: (a) Schema circuitale della connessione all'elettronica di lettura di una striscia in cui sono visibili le sorgenti di rumore. (b) Rappresentazione schematica dei contributi al rumore associati al rivelatore: i_n (rumore in parallelo) e e_n (rumore in serie) .

$$ENC_I = \frac{e}{2} \sqrt{\frac{\tau \cdot I_f}{q}} \quad ; \quad ENC_{R_{poli}} = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{\tau kT}{2R_{poli}}}, \quad (2.31)$$

$$ENC_{R_s} = \frac{e}{q} C_{tot} \sqrt{\frac{kTR_s}{6\tau}}; \quad (2.32)$$

dove τ è il tempo di formazione del segnale². Sommando in quadratura le singole componenti di rumore si ottiene il quadrato del rumore totale di un canale di acquisizione. Generalmente si cerca di ottenere un valore $S/N > 10 \div 15$ intervenendo sull'elettronica e ottimizzando, per quanto possibile, le caratteristiche dei sensori in modo da minimizzare il valore della corrente inversa e della capacità totale in ingresso al preamplificatore. Torneremo sulla questione nella trattazione degli effetti della radiazione sui rivelatori.

2.2.2 Perdita di energia di particelle cariche nella materia

Gli elettroni del reticolo cristallino del silicio, appartenenti ai livelli energetici più esterni, interagiscono con il campo elettrico associato alla particella carica che attraversa lo spessore di materiale. L'energia persa dalla particella per unità di percorso è data dalla formula di Bethe-Bloch [28]:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_0 n_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.33)$$

dove x è la lunghezza del percorso in g/cm², $N_0 = 6.022 \times 10^{23}$ mol⁻¹ è il numero di Avogadro, $r_e = \frac{e^2}{4\pi m_e c^2} = 2.817 \times 10^{-13}$ cm è il raggio classico dell'elettrone, m_e è la massa dell'elettrone, ρ è la densità del mezzo, Z è il numero atomico del mezzo, A è il numero di massa del mezzo, z è la carica della particella incidente, $\beta = v/c$ è la velocità della particella in unità di c e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ è il fattore di Lorentz, W_{max} è la massima energia trasferita in un singolo urto, I è il potenziale efficace di ionizzazione

²Schematicamente il segnale di carica generato dal rivelatore viene mandato ad un preamplificatore sensibile alla carica il quale in uscita dà un segnale in tensione che viene successivamente formato da uno *shaper*. Un esempio di circuito a singolo canale di lettura è descritto nel paragrafo 4.3.5

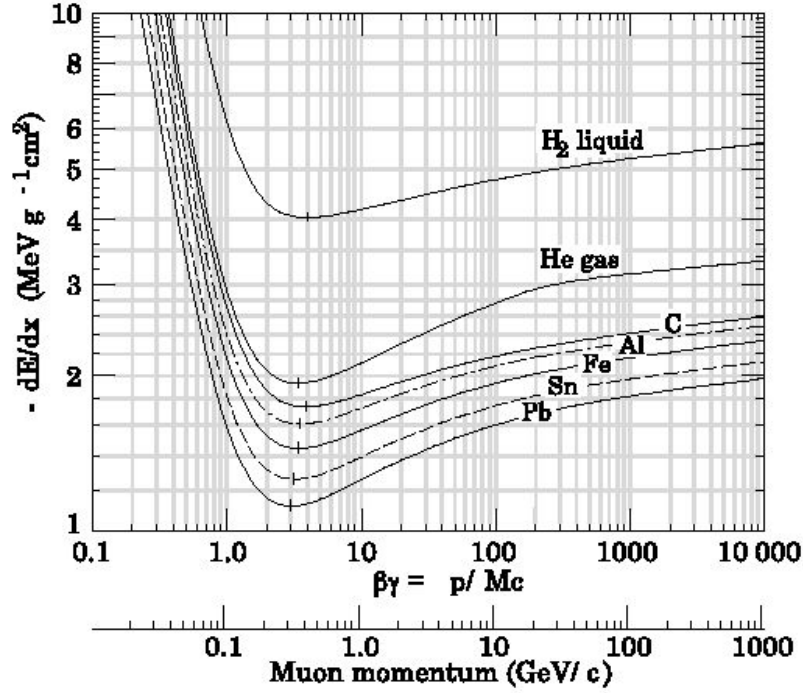


Figura 2.9: Perdita di energia collisionale secondo la formula di Bethe-Bloch.

mediato su tutti gli elettroni³, δ è la correzione di densità⁴; C è la correzione orbitale⁵.

In figura 2.9 è riportato l'andamento della perdita di energia per unità di spessore per muoni in diversi materiali. Alle energie più basse questo valore è inversamente proporzionale all'energia della particella (tramite β^2) fino al raggiungimento del minimo per un valore dell'energia praticamente indipendente dal materiale ($\beta\gamma = 3 \div 4$). Le particelle con una tale energia, sono dette **MIP** (*Minimum Ionizing Particle*). Per energie maggiori del minimo di ionizzazione si osserva la dominanza del termine logaritmico che tende a portare la perdita di energia ad un valore di saturazione. La perdita di energia media in un campione di spessore finito può essere calcolata per integrazione

³Il valore di I , così come quelli di C e δ , sono dati in forma parametrica e possono essere ricavati dal sito web <http://pdg.lbl.gov/>.

⁴Il termine δ tiene conto del fatto che il campo elettrico della particella tende a polarizzare gli atomi lungo il percorso; questa polarizzazione causa una schermatura progressiva del campo coulombiano di cui risentono gli elettroni lontani dal tragitto della particella: il valore di questa correzione dipende dalla densità del materiale e il suo effetto è evidente per energie relativistiche della particella incidente.

⁵La correzione orbitale C è dovuta agli effetti che insorgono quando la velocità della particella incidente è confrontabile o minore alla velocità orbitale degli elettroni legati. A tali energie infatti l'elettrone non può più essere considerato stazionario, assunto fondamentale per la validità della formula di Bethe-Bloch.

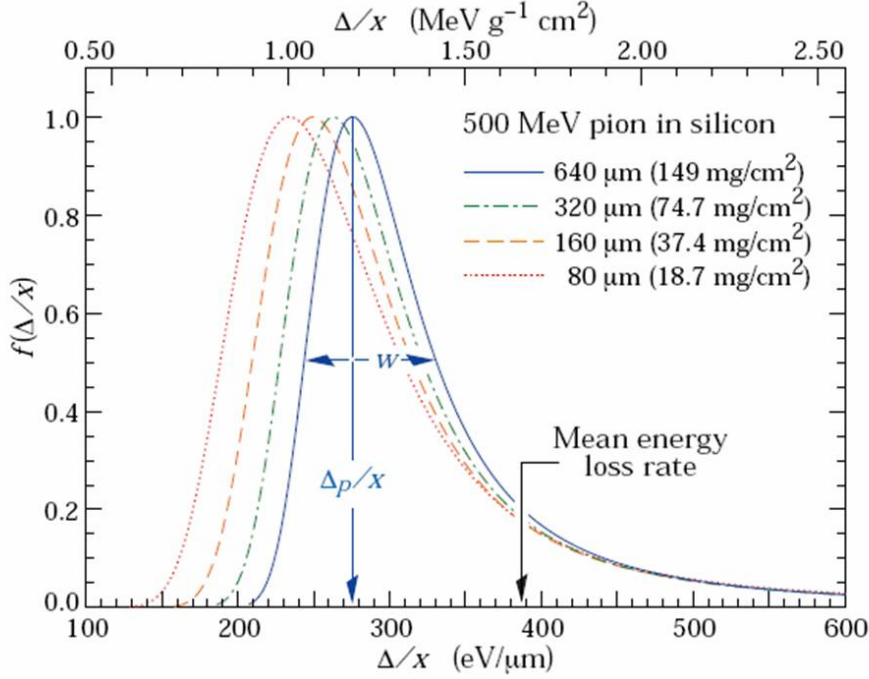


Figura 2.10: *Funzioni di Bichsel per pioni da 500 MeV in vari spessori di silicio. La freccia azzurra indica il valore più probabile, mentre quella nera, il valore medio.*

dalla formula di Bethe-Bloch. Poichè si tratta di un processo statistico, questo valore è soggetto a fluttuazioni; la funzione di distribuzione di probabilità che descrive tale perdita di energia è quella di Landau (o Landau-Vavilov) in cui il valore medio non coincide con quello più probabile. Considerando anche le correzioni apportate al modello di Landau da Bichsel [29], il valore dell'energia persa più probabile è dato da:

$$\Delta p = \xi \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (2.34)$$

dove $\xi = (K/2)(Z/A)(x/\beta^2)$, con $K = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2$, x è lo spessore del materiale attraversato in $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, a cui quindi Δp è proporzionale e $j=0.200^6$. Alcuni esempi di distribuzione calcolati a partire dalle correzioni al modello di Landau sono riportati in figura 2.10 per pioni da 500 MeV nel silicio. Il valore più probabile di $\Delta p/x$ aumenta proporzionalmente a $\ln(x)$ e il rapporto tra l'ampiezza a mezza altezza ed il valore più

⁶Valore dato da Bichsel [30]. Altre trattazioni ne danno un valore leggermente diverso, ma senza un effetto rilevante sul valore definitivo di Δp .

probabile, $w/\Delta p$, diminuisce al crescere di x .

2.2.3 Produzione dei rivelatori

Le due fondamentali caratteristiche tecniche del silicio utilizzato per i rivelatori di particelle per la fisica delle alte energie sono:

1. alta resistività;
2. resistenza alla radiazione.

Un'alta resistività è richiesta per poter completamente svuotare un sensore di $300\mu\text{m}$ con una bassa tensione di polarizzazione $< 300\text{-}400\text{ V}$. Il silicio di tipo *Float Zone* (**Fz**) grazie a questa caratteristica e al suo basso costo di fabbricazione è attualmente il materiale utilizzato in tutti i rivelatori al silicio negli esperimenti di fisica per le alte energie. Anche i rivelatori del tracciatore di CMS sono stati processati su substrati di Fz con una resistività media pari a $4\text{ K}\Omega\cdot\text{cm}$ [23].

Lo studio di campioni processati su substrati di silicio Fz arricchito con ossigeno **DO-FZ**⁷ (*Diffusion Oxygenated Standard Float Zone*) [31] ha dimostrato un aumento della resistenza alla radiazione di questi confrontati con dispositivi in silicio Fz. Per questo motivo negli ultimi anni si stanno costruendo prototipi di rivelatori che utilizzano silici cresciuti con tecniche *Epitassiale* (**Epi**) e *Magnetic Czochralski*⁸ (**MCz**) tramite le quali è possibile ottenere substrati con alte concentrazioni di ossigeno: dell'ordine di $4\text{-}9\cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ per il Czochralski e di $10^{16}\text{-}10^{17}\text{ cm}^{-3}$ per l'epitassiale (fig.B.2).

In questo lavoro di tesi sono stati studiati vari campioni di rivelatori e strutture test con substrati in cristalli di silicio cresciuti con le tre tecniche appena nominate; in appendice B è data una descrizione di ciascuna. Dal monocristallo si ricavano fette sottili

⁷Si ottiene dalla diffusione di ossigeno all'interno di fette di Fz sulle quali vengono poi processati i rivelatori e le strutture test. La concentrazione di ossigeno risultante è dell'ordine di 10^{16} cm^{-3} .

⁸I cristalli di silicio Czochralski sono impiegati da anni nel campo dell'elettronica. Solo recentemente, però, nuove tecnologie hanno permesso il controllo del tasso di impurezze introdotte nel cristallo durante la crescita, ottenendo così valori della resistività idonei all'utilizzo nel campo dei rivelatori.

(*wafer*) dalle quali, tramite processi di tecnologia planare, si ottengono i dispositivi. La descrizione della procedura di fabbricazione adottato dall'istituto ITC-IRST in collaborazione con il progetto SMART (vedi paragrafo 4.1) è data sempre in appendice B.

Capitolo 3

Danno da radiazione nei rivelatori al silicio

Il tema principale di questa tesi è l'analisi delle variazioni delle caratteristiche macroscopiche dei rivelatori al silicio, in seguito all'irraggiamento con particelle cariche e neutre. I danni da radiazione causano infatti l'aumento della corrente inversa, la variazione della tensione di svuotamento e l'intrappolamento di portatori di carica all'interno del sensore, riducendo l'efficienza di raccolta di carica e quindi il rapporto S/N. Molti di questi danni variano in funzione del tempo (temperatura) o della fluenza di particelle che investono i sensori. In questo capitolo descriverò i meccanismi di formazione dei difetti e la loro influenza sulle proprietà dei rivelatori al fine di fornire una introduzione alla ricerca sul silicio MCz ed epitassiale in vista del progetto di nuovi sensori per il tracciatore di CMS.

3.1 I difetti nel silicio: formazione e caratteristiche

In generale i danni causati dalle radiazioni ad un rivelatore al silicio possono essere distinti in danni di superficie e danni di volume. I primi derivano dall'interazione delle particelle cariche incidenti con gli strati isolanti del sensore, quali SiO_2 e Si_3N_4 , e si manifestano con un accumulo di cariche positive all'interfaccia ossido-silicio che attraggono uno strato di elettroni dal *bulk*. I secondi sono dovuti al trasferimento di energia collisionale da parte della radiazione incidente agli atomi del reticolo cristallino

del silicio. L'energia minima necessaria per rompere i legami covalenti che un atomo di silicio forma con gli altri atomi del reticolo è 15 eV e si ha il 50% di probabilità di rimozione di quest'atomo per valori dell'energia trasferita (o di rinculo) $E_R = 25$ eV [32]: particelle con energia minore di E_R disperdono questa in vibrazioni reticolari, quelle con energia appena al di sopra di questo limite causano la rimozione di un atomo di silicio dalla sua posizione regolare e quindi la formazione di una coppia di difetti interstiziale-vacanza detta coppia **Frenkel**. Semplificando questa interazione tramite un urto elastico non relativistico, abbiamo che l'energia massima cedibile da una particella di massa m ed energia cinetica E ad un atomo di silicio è espressa dalla formula:

$$E_{max} = 4E \frac{mM_{Si}}{(m + M_{Si})^2}. \quad (3.1)$$

Nella tabella 3.1 sono dati alcuni valori di $E_{R,max}$ e del valore medio dell'energia di

	Elettroni	Protoni	Neutroni	Si ⁺
meccanismo di scattering	Coulombiano	Coulombiano e nucleare	nucleare elastico	Coulombiano
$E_{R,max}/E_{R,med}$ [keV] per E=1 MeV	0.155/0.046	133.7/0.21	133.9/50	1000/0.265
$E_{p,min}/E_{c,min}$ [keV]	255/8000	0.185/35	0.185/35	0.025/5

Tabella 3.1: *Rapporto tra energia massima ed energia media di rinculo per elettroni, protoni, neutroni e ioni di silicio, in una collisione con un atomo reticolare del silicio. Il secondo rapporto considerato è quello tra l'energia minima necessaria per generare un difetto puntiforme, $E_{p,min}$, e l'energia minima necessaria per generare un agglomerato di difetti (cluster), $E_{c,min}$.*

rinculo, $E_{R,med}$, per vari tipi di proiettile in una collisione con un atomo di silicio¹. Il primo atomo rimosso dalla radiazione incidente, detto **PKA** (*Primary Knock-on Atom*), può muoversi attraverso il reticolo e interagire con altri atomi, generando altri difetti lungo la sua traccia. Gli atomi rimossi dalla PKA (processi secondari) possono a loro volta creare difetti, se l'energia trasferitagli è sufficiente. Per valori di E_R maggiori di 5 keV oltre alla produzione di difetti puntiformi (difetti isolati) si ha produzione di

¹ Considerando per gli elettroni la relazione relativistica approssimata $E_{R,max} = 2E_e(E_e + 2m_e c^2 / 2m_{Si} c^2)$.

agglomerati di difetti (*cluster*): in tabella 3.1 sono date le energie necessarie a diverse particelle incidenti per generare un agglomerato. Gli atomi interstiziali e le vacanze reticolari generati nelle interazioni sono mobili a temperature maggiori di 150 K e non possono essere considerati difetti stabili. Le simulazioni indicano che almeno il 60% delle coppie *Frenkel* libere e una percentuale compresa tra il 75% e il 95% di quelle presenti negli agglomerati annichilano a temperatura ambiente [33]. Quando invece questi difetti interagiscono con altri difetti o con le impurezze del monocristallo di silicio ne creano di nuovi, più complessi e stabili. Da un punto di vista elettronico i difetti risultanti introducono dei nuovi livelli energetici, più o meno profondi, dentro la banda proibita del silicio. Un nuovo livello è definito da una energia E_t con $\Delta E_t = E_c - E_t$ o

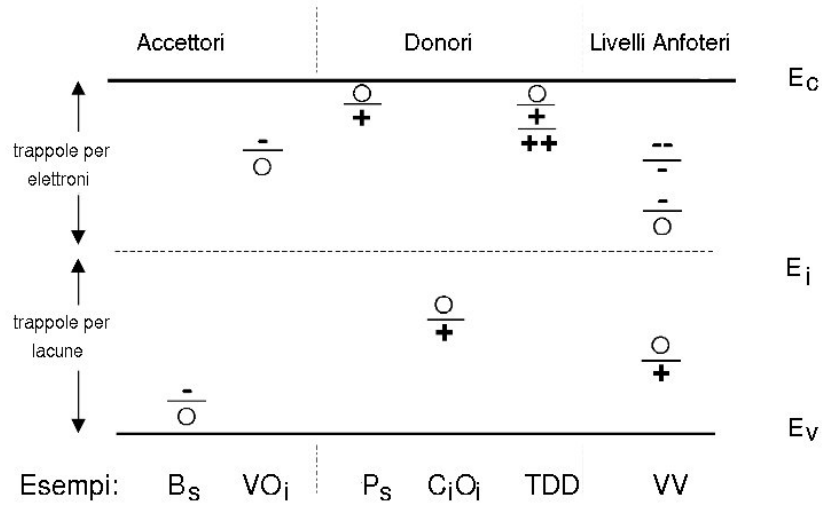


Figura 3.1: Rappresentazione schematica dei possibili stati di carica degli accettori, donori e livelli anfoteri nella band gap del silicio.

$\Delta E_t = E_t - E_v$ a seconda della posizione rispetto alla banda di conduzione o di valenza. Si definiscono difetti di tipo accettore quelli che assumono carica negativa quando un elettrone occupa il livello a loro corrispondente; si definiscono invece difetti di tipo donore quelli che nella stessa situazione assumono carica neutra (fig.3.1). Generalmente i livelli nella metà superiore della *band gap* (tra il livello di Fermi intrinseco e la banda di conduzione) a temperatura ambiente (300 K) non sono occupati da elettroni, mentre lo sono quei livelli che si trovano nella metà inferiore (tra il livello di Fermi

intrinseco e la banda di valenza). All'equilibrio termico lo stato di carica dei livelli è definito dalla loro posizione rispetto al livello di Fermi: quando questo si trova al di sopra del livello del difetto gli accettori sono negativi e i donori neutri, quando si trova al di sotto gli accettori sono neutri e i donori positivi. Alcuni difetti hanno più di un livello all'interno della banda proibita e in particolare sono detti **anfoteri** quei difetti che si presentano sia in uno stato di accettore sia di donore. Nella tabella 3.2 sono

Difetti	E_t [eV]	Ref.
$V0^{-/0}$ centro-A	$E_c-0.18$	[34]
$V_2^{--/-}$	$E_c-0.237$	[34]
$V_2^{-/0}$	$E_c-0.42$	[34]
$C_iO_i^{+/0}$	$E_v+0.36$	[34]
$C_iC_s^{--/-}$	$E_c-0.17$	[34]
$C_iC_s^{-/0}$	$E_c-0.11$	[35]
PV centro-E	$E_c-0.46$	[34]
$I^{+/0}$	$E_v+0.23$	[36]
$I^{-/0}$	$E_v-0.545$	[36]
$X^{--/-}$	$E_c-0.23$	[37]
$X^{-/0}$	$E_c-0.47$	[37]

Tabella 3.2: *Energie di alcuni livelli introdotti nella band gap del silicio da difetti puntiformi. I segni in apice alla sigla che identifica ciascun difetto rappresentano gli stati di carica del difetto quando questo è occupato da un elettrone (sinistra) o dopo l'emissione di un elettrone (destra): l'energia indicata nella colonna adiacente si riferisce a quest'ultima condizione. Gli stati di carica descritti da due segni negativi indicano che il difetto si comporta come un doppio accettore. Tutti questi difetti possono trovarsi anche all'interno di agglomerati.*

elencati alcuni difetti puntiformi identificati tramite tecniche specifiche² e la posizione dei livelli energetici da loro introdotti all'interno della banda proibita del silicio. Se tutti i livelli possono comportarsi come trappole per i portatori di carica liberi nella regione svuotata, la generazione di coppie $e - h$ è associata ai livelli più profondi, più vicini al centro della banda. Più complessa risulta invece la comprensione del ruolo dei vari difetti nelle variazioni osservate nella concentrazione di carica spaziale nei *bulk* dei rivelatori irraggiati. L'esperienza dimostra che a tale temperatura difetti come $V0^{-/0}$,

² quali DLTS (*Deep Level Transient Spectroscopy*), TSC (*Thermally Stimulated Current*), TCT (*Transient Current Technique*) o la PITS (*Photo Induced Transient Spectroscopy*)

V_2 , $C_iO_i^{+/0}$ e $C_iC_s^{-/0}$ sono elettricamente neutri nei dispositivi Fz [35, 36, 39] e quindi non danno contributo a ΔN_{eff} . Difetti come il **centro E** (VP), invece, riscontrati in tutti i tipi di silicio, pur essendo neutri a temperatura ambiente, sono responsabili della rimozione di atomi donori (P , fosforo sostituzionale), e quindi della diminuzione di carica positiva che caratterizza i substrati svuotati di tipo n (un discorso analogo vale per i difetti che coinvolgono atomi di boro nei substrati di tipo p). In generale si osserva l'introduzione di una maggioranza di difetti di tipo accettore.

Il difetto maggiormente indagato come responsabile dell'inversione di tipo (vedi par.3.3.3) riscontrata nel silicio Fz, è un livello molto profondo di accettore ($E_c - 0.545$) detto **centro I** che quindi resta carico anche a temperatura ambiente [36]. Da studi eseguiti su silicio Fz irraggiato con alte dosi di γ (sorgente di ^{60}Co), I. Pintilie ed altri hanno infatti verificato una buona corrispondenza tra l'andamento, in funzione della dose di γ , di N_{eff} determinato tramite la misura della caratteristica C-V (vedi capitolo 4.3.1) e lo stesso andamento ricavato considerando solo l'effetto del centro I. Nella ref.[40] gli stessi autori sostenevano l'identificazione di tale livello con il complesso V_2O a partire da considerazioni sul ruolo dell'ossigeno nella formazione del difetto I (ottenendo così una giustificazione alla maggiore resistenza al danno da radiazione dei substrati in silicio ossigenato). La produzione di centri I nei silici ossigenati, risulta infatti fortemente soppressa, mentre si riscontra una maggiore abbondanza dei livelli più superficiali VO . Il fenomeno viene spiegato in termini di interazione tra ossigeno interstiziale e il difetto monovacanza V indotto dalla radiazione. Per basse dosi di radiazione questa interazione comporta la formazione del difetto VO ; all'aumentare della dose decresce il numero di atomi spaiati di ossigeno, e si innesca la reazione $V + VO \longrightarrow V_2O$. Nel silicio arricchito con concentrazioni di ossigeno maggiori di 10^{17} cm^{-3} quest'ultima reazione è invece soppressa, grazie all'abbondanza di O_i disponibile per la formazione di VO . Un altro fenomeno caratteristico dei dispositivi ossigenati è l'insorgere di livelli poco profondi detti donori termici (*thermal Donors*, **TDs**). I TDs sono agglomerati formati ai primi stadi di aggregazione dell'ossigeno [41, 42] e rappresentano un punto crucia-

le nello studio dei dispositivi realizzati con silicio ossigenato ad elevata resistività: la concentrazione di TDs introdotta dalle elevate temperature, tipiche di alcune fasi di processo, è stata dimostrata essere la causa di variazioni locali della resistività lungo il *wafer* [43]. In generale comunque il loro effetto sui sensori non è ancora ben chiaro. Nei sensori di tipo p, si osserva una progressiva compensazione del drogante B in funzione del tempo di *annealing* (vedi par.3.3.1), fino ad ottenere una sovracompensazione e quindi la variazione di segno della carica spaziale nella regione svuotata (paragrafo 4.1). In sensori di tipo n arricchiti con ossigeno è stata inoltre osservata una famiglia di difetti noti come *Bistable Donors*, **BDs**, in stretta correlazione con alcuni donori termici [44] e con i complessi *dimeri* O_{2i} [45] (responsabili della formazione del complesso IO_{2i} , riscontrato nel silicio Cz ed Epitassiale). Nelle referenze [46] la concentrazione di questi difetti, e la conseguente introduzione di cariche positive nella regione svuotata, viene assunta come responsabile della compensazione degli effetti indotti dal centro I in diodi di silicio epitassiale irraggiato con protoni (come vedremo meglio nel paragrafo 4.3.4) .

Quanto detto fino ad ora porta quindi ad alcune sintetiche considerazioni:

- Il danno provocato dalle radiazioni alla regione attiva di un rivelatore al silicio consiste nella formazione di difetti puntiformi e agglomerati di difetti: da un punto di vista elettronico questo si traduce con l'introduzione di nuovi livelli energetici nella banda proibita del silicio con una maggioranza di livelli di tipo accettore.
- I nuovi livelli interferiscono col funzionamento del rivelatore comportandosi come centri di produzione di coppie $e - h$, centri di intrappolamento per i portatori di carica, e alterando la concentrazione efficace di carica spaziale.
- La presenza di alte concentrazioni di ossigeno nel bulk dei dispositivi al silicio ne migliora, in generale, la resistenza al danno da radiazione; lo studio dei difetti puntiformi e della loro cinematica ha portato ad affermare che questo sia

dovuto approssimativamente alle interazioni, con i difetti isolati, dell'ossigeno, il quale da una parte inibirebbe la formazione del difetto I (accettore) e dall'altra favorirebbe la generazione di donori superficiali in grado di compensare parzialmente l'effetto degli accettore indotti dalla radiazione.

3.2 L'ipotesi NIEL

Allo scopo di confrontare il danno da radiazione prodotto da particelle diverse a diverse energie si ricorre alla cosiddetta ipotesi **NIEL**, *Non Ionizing Energy Loss*. Questa si basa sull'assunzione che l'entità del danno provocato scali con la fluensa della radiazione incidente. Benchè, infatti, il tipo di interazione primaria vari a seconda della particella e dell'energia che questa trasporta, le interazioni successive con il reticolo cristallino riducono notevolmente la dipendenza degli effetti dai due parametri in questione. In generale la *sezione d'urto del danno da rimozione* (fig.3.2) per una

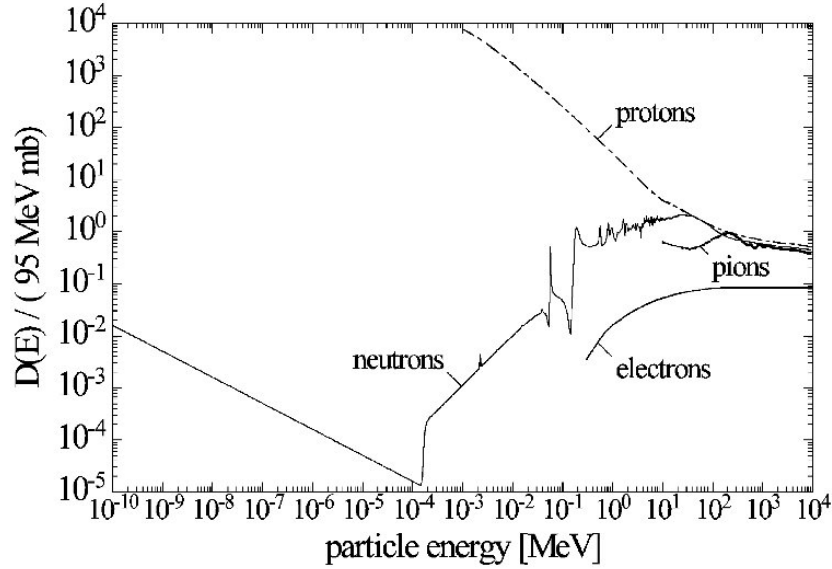


Figura 3.2: Sezione d'urto del danno da rimozione per neutroni, protoni, pioni ed elettroni.

particella incidente con energia E è definita dalla:

$$D(E) = \sum_i \sigma_i(E) \int_0^{E_{R,max}} f_i(E, E_R) P(E_R) dE_R, \quad (3.2)$$

dove σ_i è la sezione d'urto per il tipo di interazione i , $f_i(E, E_R)$ dà la probabilità che a seguito dell'interazione i — *esima* sia generata una PKA con energia di rinculo E_R e $P(E_R)$ è la *funzione di ripartizione* di Lindhart [47] che descrive la frazione di energia di rinculo rilasciata sotto forma di danno da rimozione, in funzione del valore dell'energia di rinculo stessa. L'integrale è calcolato su tutti i valori possibili dell'energia di rinculo: il rispetto del valore di soglia dell'energia, E_s , per la rimozione di un atomo è garantito dalla funzione di Lindhart la quale ha valore nullo per $E_R < E_s$. Tramite l'equazione 3.2, l'ipotesi NIEL consente di riscaldare la fluena di diverse particelle con energie diverse ad una *fluena equivalente*, Φ_{eq} , di particelle di riferimento: neutroni con energia di 1 MeV, per i quali $D(E) = 95 \text{ MeV mb}$ [48]. Il confronto fra le fluene avviene quindi attraverso il *il fattore di durezza* k così definito:

$$k = \frac{\int D(E)\Phi(E)dE}{D(1 \text{ MeV}) \int \Phi(E)dE} = \frac{\int D(E)\Phi(E)dE}{95 \text{ MeVmb}\Phi(E)} = \frac{\Phi_{eq}}{\Phi}. \quad (3.3)$$

È giusto osservare che esistono delle evidenze sperimentali della violazione dell'ipotesi

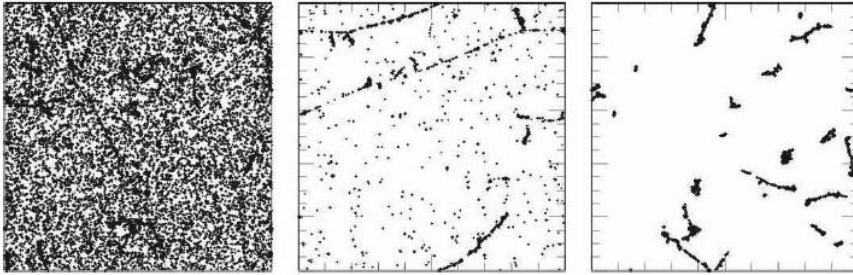


Figura 3.3: *Simulazioni di difetti nel silicio. Le immagini sono proiezioni delle distribuzioni di vacanze in un cubo di volume $1 \times 1 \times 1 \mu\text{m}^3$ generate, a partire da sinistra, da: protoni da 10 MeV (36824 vacanze), protoni da 24 GeV (4145 vacanze), neutroni da 1 MeV (8870 vacanze), tutti con una fluena pari a 10^{14} cm^{-2} . L'elevato rapporto tra il numero di difetti puntuali e cluster nel caso dei protoni è dovuto al basso potere di dissipazione delle interazioni Coulombiane [50].*

NIEL. Sebbene infatti questa sia ancora valida per quel che riguarda la corrente di generazione indotta nei rivelatori irraggiati con alte fluene di adroni, lo stesso non si può dire a proposito del comportamento della concentrazione efficace di carica spaziale, in funzione della fluena di irraggiamento, nei *bulk* dei sensori arricchiti con ossigeno. In particolare se si osserva un effetto benefico sul valore di ΔN_{eff} nel silicio DOFZ rispetto

al silicio standard Fz irraggiati con particelle cariche, non si hanno invece differenze nei due materiali irraggiati con neutroni [49]. Questo così detto *proton-neutron Puzzle* può essere spiegato dal fatto che il danno provocato dall'irraggiamento con neutroni è prevalentemente rappresentato dalla produzione di *clusters* a causa dell'elevato valore di E_R trasferita nelle interazioni nucleari primarie ($E_R \gg 5$ eV); mentre per i protoni, e le particelle cariche in generale, domina l'interazione Coulombiana nelle quali il valore dell'energia trasferita risulta sotto la soglia di produzione di agglomerati [50] (fig.3.3). Nonostante ciò, in questo lavoro di tesi, il riscaldamento delle fluenze tramite il fattore di durezza è stato comunque utilizzato per permettere il confronto dei risultati ottenuti con quelli presenti in letteratura.

3.3 Variazioni delle proprietà macroscopiche dei rivelatori

3.3.1 Corrente inversa

Come accennato nel paragrafo 3.1 i livelli profondi introdotti dalla radiazione nella *band gap* del silicio, si possono comportare come centri di generazione di coppie elettrone-lacuna, riversando nella regione attiva del sensore portatori di carica liberi i quali contribuiscono quindi alla corrente di fuga (par.2.1.2). L'aumento della corrente (ΔI) rispetto al suo valore misurato prima dell'irraggiamento è direttamente proporzionale al volume (\mathcal{V}) della regione svuotata ed alla fluenza di irraggiamento, attraverso il *fattore di danneggiamento* α secondo l'equazione seguente:

$$\Delta I = \alpha(t, T) \cdot \mathcal{V} \cdot \Phi_{eq}. \quad (3.4)$$

Poichè generalmente la corrente inversa dopo l'irraggiamento (I_i) risulta circa due ordini di grandezza maggiore rispetto a quella misurata prima dell'irraggiamento³, si può considerare $\Delta I \simeq I_i$. Come mostrato in figura 3.4, il parametro α non dipende dalle

³Per i sensori di CMS, dei quali il volume è approssimativamente $11.7 \times 0.03 \times 6.15 \text{ cm}^3$ (alimentati con una tensione di circa 300 V: condizione di *overdepletion*), prima dell'irraggiamento si misura una corrente pari a poche centinaia di nA, mentre dopo un irraggiamento con fluenze fino a 10^{14} cm^{-2} si misura un valore della corrente inversa $\simeq 0.1 \text{ mA}$.

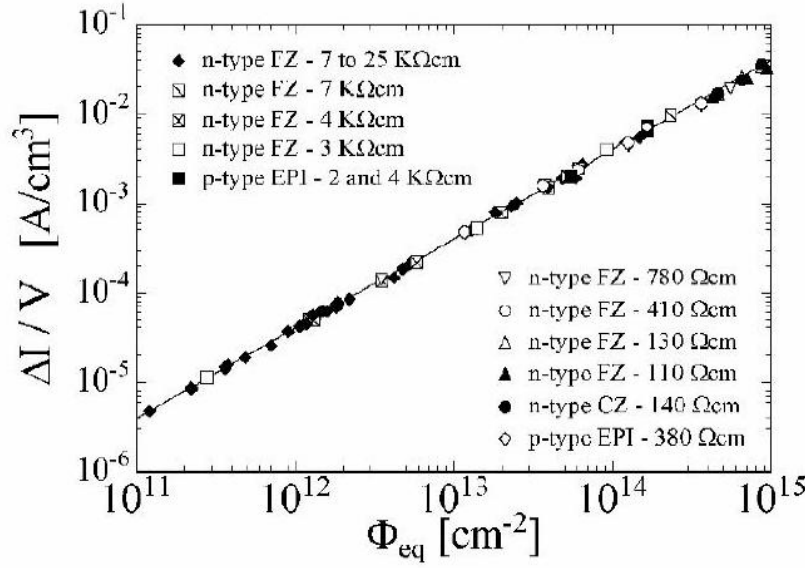


Figura 3.4: La corrente di fuga aumenta linearmente con la fluenza. La pendenza della retta rappresenta il valore del fattore di danneggiamento α che, dopo 80min di annealing a 60°C , è circa $3.99 \times 10^{-17} \text{ A/cm}^3$ [35].

caratteristiche del substrato come la resistività, il drogaggio iniziale, l'orientazione del cristallo etc., né dal tipo di radiazione e dalla sua fluenza in un intervallo di fluenze compreso fra 10^{11} e 10^{16} n/cm^2 .

Per un valore fissato della fluenza, il valore di α dipende dal tempo trascorso dal rivelatore, dopo l'irraggiamento, alla temperatura di deposito. Questo processo detto *annealing* è dovuto alla dissociazione dei complessi di difetti in seguito al trasferimento di energia da parte di vibrazioni reticolari in grado di rompere i legami fra i costituenti, o a fenomeni di migrazione e ricombinazione dei difetti. Poichè è necessario prevedere le prestazioni dei rivelatori per lunghi periodi (ad esempio gli esperimenti ad LHC avranno una durata di circa dieci anni), sperimentalmente si ricorre ad una simulazione dell'evoluzione cinematica dei difetti indotti dalla radiazione, sottoponendo i campioni test a trattamenti termici a temperature maggiori di quella a cui i rivelatori dovranno lavorare: maggiore è la temperatura, più veloce è l'evoluzione dei difetti. Tutti i risultati sperimentali, riassunti nella figura 3.5 e ottenuti in diverse condizioni di irraggiamento, in diversi tipi di substrati mostrano una continua diminuzione della corrente inversa. Le curve di *annealing* possono essere così parametrizzate tramite l'equazione

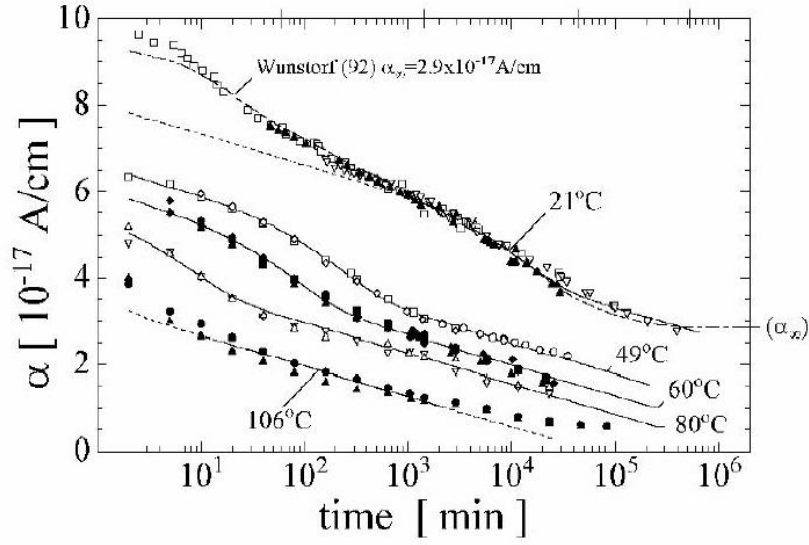


Figura 3.5: Il fattore di danneggiamento α in funzione del tempo di annealing a diverse temperature di annealing T_a ed in diversi tipi di substrato. Il valore di saturazione $\alpha_\infty = 2.9 \times 10^{-17}$ viene raggiunto alla temperatura di 21°C dopo 10^5 minuti. a temperature maggiori α può raggiungere valori minori.[35].

[51]:

$$\alpha(t, T_a) = \alpha_\infty \sum_i \frac{b_i}{b_\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i(T_a)}\right), \quad (3.5)$$

dove τ_i è la costante di tempo e b_i l'ampiezza relativa ($\sum_i b_i = 1$) di ciascuna specie di difetti coinvolta nel processo, i cui valori a temperatura ambiente sono raccolti in tabella 3.3 [52]. I parametri b_∞ e α_∞ sono le componenti stabili della corrente inversa indotta

	i=1	i=2	i=3	i=4	i=5	i=6
τ_i [min]	$1.78 \cdot 10^1$	$1.19 \cdot 10^2$	$1.09 \cdot 10^3$	$1.48 \cdot 10^4$	$8.92 \cdot 10^5$	∞
b_i	0.156	0.116	0.131	0.201	0.093	0.303

Tabella 3.3: Parametri dell'annealing a temperatura ambiente della corrente di buio

dalla radiazione e dipendono anche loro dalla temperatura di annealing. Per lunghi tempi di annealing, superiori ad un anno a temperatura ambiente, la parametrizzazione sopra descritta perde di significato, come si può constatare dalla figura 3.5 in cui non si osserva saturazione alle alte temperature. Così al termine esponenziale è stato aggiunto

un termine logaritmico [35]:

$$\alpha(t) = \alpha_I \exp\left(-\frac{t}{\tau_I}\right) + \alpha_0 - \beta \ln\left(\frac{t}{t_0}\right), \quad (3.6)$$

che rappresenta una più adeguata parametrizzazione per l'annealing a lungo termine. I valori dei parametri sono riportati in tabella 3.4. Un aumento della corrente in funzione

$T_{annealing}^C$	21	49	60	80
α_0 [10^{-17} A/cm]	7.07	5.36	4.87	4.23
τ_i [min]	$1.4 \cdot 10^4$	260	94	9
α_I [10^{-17} A/cm]	1.23	1.28	1.26	1.13
β [10^{-17} A/cm]	0.329	0.311	0.316	0.283

Tabella 3.4: Costanti per la parametrizzazione dell'annealing a lungo termine della corrente. Al di sotto della temperatura ambiente τ_I diventa maggiore di 100 giorni e scompare il termine esponenziale nell'equazione 3.6. questo significa che a basse temperature difficilmente si verifica il processo di annealing. Il parametro t_0 nel termine logaritmico dell'equazione 3.6 viene assunto con valore pari ad 1 minuto [35].

dell'annealing non è mai stato osservato; inoltre in tutti gli studi fino ad ora effettuati si riscontra che, al riferimento dell'annealing di 80 min a 60°C, il contributo alla corrente apportato dai danni indotti dalla radiazione risponde fedelmente all'ipotesi NIEL.

Infine la corrente inversa dipende dalla temperatura alla quale le misure vengono effettuate, T_m , ma è possibile rinormalizzarne il valore ad una temperatura di riferimento (generalmente 20°C) tramite l'equazione seguente [53]:

$$\frac{I(T)}{I(T_m)} = \left(\frac{T}{T_m}\right)^2 \cdot \exp\left[-\frac{E_g}{2k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right)\right] \quad (3.7)$$

in cui si suppone ci sia un unico livello di generazione delle coppie localizzato al centro della banda proibita di larghezza $E_g = 1.12$ eV (k_B è la costante di Boltzman). Questo mostra anche come il mantenimento dei rivelatori a basse temperature contrasti la generazione di corrente inversa (il tracciatore di CMS è previsto lavori ad una temperatura pari a -10°C), migliorando le prestazioni di rivelazione.

3.3.2 Efficienza di raccolta di carica

Il funzionamento di un rivelatore al silicio si basa sulla possibilità di raccogliere la carica prodotta per ionizzazione dal passaggio di una particella e di ricavarne un segnale discriminabile dal rumore di fondo. È, quindi, importante raccogliere la frazione più alta possibile della carica prodotta. Nei rivelatori sottoposti ad irraggiamento si osserva una diminuzione di questa carica; questo effetto viene espresso definendo una efficienza di raccolta di carica (*CCE charge collection efficiency*):

$$CCE = \frac{Q_{irr}}{Q_0}, \quad (3.8)$$

dove Q_{irr} è la carica raccolta dopo l'irraggiamento e Q_0 quella prima.

In un rivelatore irraggiato, infatti, la carica raccolta risulta inferiore di quella prodotta dalla particella. La diminuzione osservata cresce con la fluenza, come si può osservare

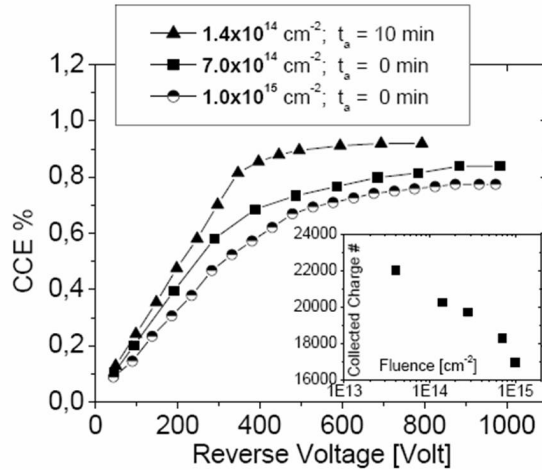


Figura 3.6: Efficienza di raccolta di carica in funzione della tensione di polarizzazione, misurata per diodi MCz di tipo p dello spessore di 300 μm irraggiati con fluenze diverse di protoni da 26 MeV. In basso a destra è invece mostrata la quantità di carica raccolta (per tensioni applicate del valore di 600-900 V) al variare della fluenza.[54]

in figura 3.6, in accordo con la dipendenza della concentrazione di trappole dalla stessa fluenza. Sia $q(t)$ la carica in moto nella regione svuotata del rivelatore, prodotta al tempo $t = 0$ del passaggio di particelle. Allora

$$q(t) = q(t = 0)e^{-t/\tau_{eff}}, \quad (3.9)$$

dove $1/\tau_{eff}$ è la probabilità efficace di intrappolamento espressa dalla

$$\frac{1}{\tau_{eff_{e,h}}} = \sum_i N_i (1 - P_i^{e,h}) \sigma_{e,h} v_{th_{e,h}}, \quad (3.10)$$

in cui N_i è la concentrazione di trappole, $P_i^{e,h}$ è la probabilità di occupazione delle stesse da parte dei relativi portatori di carica, $v_{th_{e,h}}$ è la velocità termica dei portatori di carica in moto e $\sigma_{e,h}$ rappresenta la sezione d'urto di intrappolamento dei difetti che si comportano come trappole. Per le trappole introdotte direttamente dalla radiazione N_i ha l'espressione

$$N_i = g_i \Phi_{eq} f_i(t), \quad (3.11)$$

con g_i il *rate* di introduzione e $f_i(t)$ l'*annealing* esponenziale dei difetti in funzione del tempo⁴. Se allora le trappole descritte dalla 3.11 risultano dominanti una parametrizzazione della probabilità efficace di intrappolamento può essere data dalla:

$$\frac{1}{\tau_{eff_{e,h}}} = \beta_{e,h}(t, T) \Phi_{eq}. \quad (3.12)$$

Sperimentalmente l'andamento lineare di $1/\tau_{eff}$ con la fluenza è stata dimostrata per silicio di tipo Fz, DOFZ e MCz [55, 56] (in un intervallo di fluenze compreso tra 10^{13} e $3 \cdot 10^{14}$ n/cm²) confermando il fatto che in questi substrati non si verificano rilevanti processi del secondo ordine nella formazione delle trappole e che il processo dominante (primo ordine) non dipende dal materiale. Compagnano invece alcune differenze tra i valori ricavati per il parametro $\beta_{e,h}$ a seconda del tipo di irraggiamento [55, 57]. In tabella 3.5 [55] sono mostrati i risultati ottenuti da misure su campioni di silicio Fz e DOFZ irraggiati con neutroni, protoni e pioni. Ciò dimostra come la probabilità efficace di intrappolamento non scali con l'ipotesi NIEL quando si confrontano gli effetti di neutroni con quelli delle particelle cariche. Come affermato nel paragrafo 3.2, questo potrebbe essere dovuto al fatto che mentre le particelle cariche favoriscono l'introduzione di difetti isolati, i neutroni originano principalmente *clusters*; dai risultati dati

⁴Con appropriate modifiche al termine $f_i(t)$, la 3.11 descrive anche la concentrazione di trappole introdotte dalla disgregazione dei difetti primari, mentre l'introduzione di un termine $\propto \Phi_{eq}^2$ sarebbe necessario per descrivere le trappole formate da reazioni tra i difetti.

	neutroni	pioni	protoni
β_e ($10^{-16} \text{cm}^2/\text{ns}$)	4.1 ± 0.1	5.7 ± 0.2	5.6 ± 0.2
β_h ($10^{-16} \text{cm}^2/\text{ns}$)	6.0 ± 0.2	7.7 ± 0.2	7.7 ± 0.2

Tabella 3.5: β misurato per diversi tipi di irraggiamento alla temperatura di -10°C dopo 10 giorni di annealing a temperatura ambiente.[55]

in tabella 3.5, i difetti isolati sarebbero più efficaci trappole per i portatori di carica rispetto agli agglomerati.

La dipendenza del parametro $\beta_{e,h}(t, T)$ dalla temperatura è efficacemente espressa dalla parametrizzazione proposta da G.Kramberger [58]:

$$\beta_{e,h}(T) = \beta_{e,h}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{k_{e,h}}, \quad (3.13)$$

dove T_0 è la temperatura di riferimento e $k_{e,h}$ un parametro il cui valore ricavato dai fit è -0.86 ± 0.06 per gli elettroni e -1.52 ± 0.07 per le lacune. Risulta quindi che $\beta_{e,h}(T) \propto T^{k_{e,h}}$: la probabilità efficace di intrappolamento diminuisce quindi all'aumentare della temperatura a cui i rivelatori sono mantenuti.

Per quanto riguarda la dipendenza dal tempo, a causa dell'interazione tra difetti nel processo di *annealing*, il termine $f_i(t)$ nell'equazione 3.11 subisce variazioni. Con l'utilizzo di un modello semplificato, il quale prevede il decadimento delle trappole di elettroni (e separatamente di lacune) in altri difetti stabili, è possibile descrivere correttamente il comportamento osservato con l'*annealing* tramite l'equazione:

$$\beta_{e,h}(t) = \beta_{0_{e,h}} e^{-t/\tau_{e,h}} + \beta_{\infty_{e,h}} (1 - e^{-t/\tau_{e,h}}), \quad (3.14)$$

dove $\beta_{0_{e,h}}$ e $\beta_{\infty_{e,h}}$ sono rispettivamente i valori iniziale e finale del parametro $\beta_{e,h}$. Come si può osservare in figura 3.7, se la probabilità efficace di intrappolamento per elettroni diminuisce all'aumentare del tempo di *annealing*, il contrario accade nel caso delle lacune. Altrettanto rilevanti sono gli effetti associati alla variazione della concentrazione efficace di carica spaziale.

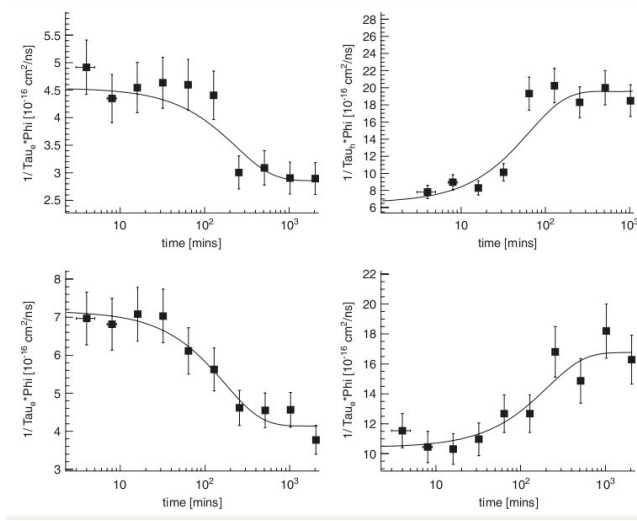


Figura 3.7: Andamento della costante di intrappolamento per elettroni (a sinistra) e per lacune (destra) in funzione del tempo di annealing a 80°C per DOFZ (in alto) e per MCz (in basso) [56].

3.3.3 Tensione di svuotamento

Un aspetto fondamentale del danno da radiazione nel substrato dei rivelatori al silicio è la variazione della concentrazione efficace di carica spaziale N_{eff} e di conseguenza della tensione di svuotamento V_{dep} , legate dall'equazione:

$$|N_{eff}| = \frac{2\varepsilon_{Si}\varepsilon_0}{q d^2} V_{dep}, \quad (3.15)$$

con il significato dei termini dato nel paragrafo 2.1.2. I difetti reticolari introducono nella regione svuotata una nuova componente di carica spaziale negativa che aumenta con la fluensa di irraggiamento (vedi paragrafo 3.1). Nei substrati di tipo n si osserva, in funzione della fluensa, una progressiva compensazione della carica positiva, che li caratterizza, fino a raggiungere l'inversione di tipo ($n \rightarrow p$), mentre nei substrati di tipo p, la cui carica spaziale è già negativa, si osserva solo un aumento di quest'ultima. Le variazioni di $|N_{eff}|$ (proporzionale a $N_{Don} - N_{Acc}$) in funzione del tempo di *annealing* dipendono del segno di N_{eff} dopo l'irraggiamento. Le variazioni della concentrazione efficace di carica spaziale possono essere descritte tramite il modello di Amburgo che ne fornisce la seguente parametrizzazione [35]:

$$\Delta N_{eff}(\Phi, t(T_a)) = N_A(\Phi, t(T_a)) + N_C(\Phi) + N_Y(\Phi, t(T_a)), \quad (3.16)$$

dove N_A rappresenta la componente di *annealing* di breve termine, N_Y la componente di *annealing* di lungo termine ed N_C tiene conto della incompleta rimozione degli atomi donori che, essendo indipendente dal tempo di annealing, è detta componente di danno stabile.

Lasciando per ultima l'analisi della componente stabile, analizziamo le altre due.

Annealing della concentrazione efficace di carica spaziale

L' *annealing* di breve termine descrive l'andamento di N_{eff} , in funzione del tempo, immediatamente dopo l'irraggiamento. Con riferimento ai dispositivi $p^+/n/n^+$, nei rivelatori che hanno subito l'inversione di tipo (n→p), la V_{dep} diminuisce e in questo caso si parla di *annealing* benefico mentre in quelli non invertiti aumenta. Entrambi i casi vengono interpretati con una diminuzione di N_{Acc} per effetto di dissociazione dei complessi che corrispondono a livelli accettori profondi. La dissociazione dei complessi accettori è un processo del primo ordine descrivibile quindi attraverso una somma di termini esponenziali:

$$N_A(\Phi_{eq}, t) = \Phi_{eq} \sum_i g_{a,i} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{a,i}}\right). \quad (3.17)$$

In molti casi i contributi associati a diversi difetti possono essere descritti da un unico generale decadimento esponenziale con parametro g_a e costante di tempo τ_a che dipende dal tempo tramite l'equazione:

$$\frac{1}{\tau_a} = k_a = k_{0a} \exp\left(-\frac{E_{aa}}{kT}\right), \quad (3.18)$$

dove l'energia di attivazione è $E_{aa} = 1.09 \pm 0.07$ eV e il fattore di frequenza $k_{0a} = 2.4^{+1.2}_{-0.8} \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ [35]. Un gran numero di misure eseguite dopo l'irraggiamento con neutroni [27] hanno portato ad una stima dei due parametri g_a e τ_a :

$$\begin{cases} g_a &= (1.81 \pm 0.14) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \\ \tau_a &= 55 \text{ ore } (T_a = 20^\circ\text{C}) \end{cases} \quad (3.19)$$

in accordo con i valori riportati in tabella 3.6 [35]. All'aumentare di $t(T_a)$, l'andamento di N_{eff} raggiunge un punto stazionario, stimato per il silicio di tipo Fz in corrispondenza di 80 min a 60°C dalla fine dell'irraggiamento: nei dispositivi non invertiti si

tratta di un punto di massimo, in quelli invertiti di un punto di minimo che corrisponde alla componente di danno stabile, come mostrato in figura 3.8. Il processo che

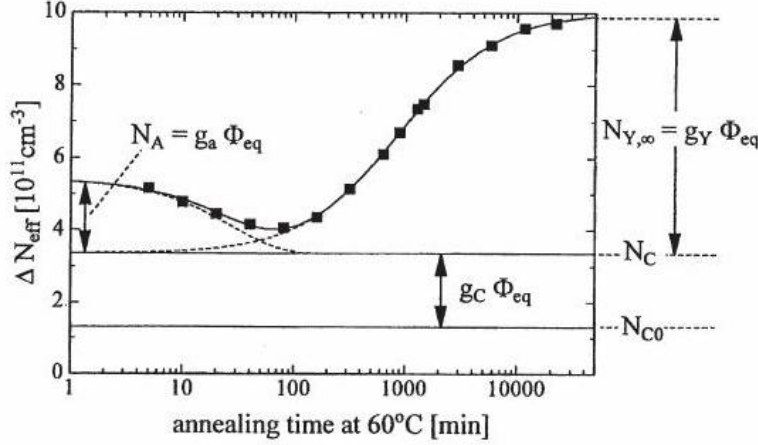


Figura 3.8: Annealing della concentrazione efficace di carica spaziale dopo l'irraggiamento. Per fluenze maggiori del valore corrispondente all'inversione di tipo, N_{eff} diminuisce in una scala di tempi piuttosto breve. Per tempi più lunghi diventa importante il contributo dell'annealing inverso, mentre svanisce quello dell'annealing benefico. Il danno stabile N_C non varia con il tempo. [35]

diventa importante dopo il punto stazionario è l'*annealing* di lungo termine in cui si osserva la formazione e l'attivazione di nuovi complessi accettori: in questo caso la tensione di svuotamento V_{dep} nei dispositivi di tipo p aumenta fino a raggiungere un valore di saturazione, mentre in quelli di tipo n diminuisce. Il processo di formazione dei complessi può essere trattato come una reazione del primo o del secondo ordine a seconda della concentrazione dei componenti: un processo del primo ordine significa che il *rate* di reazione del processo stesso scala linearmente con la concentrazione dei difetti (osservata in [59, 60]), mentre in un processo di secondo ordine (osservato in [61, 62]) il *rate* di reazione scala con il quadrato della concentrazione dei difetti. Può quindi essere descritto rispettivamente attraverso una delle due equazioni seguenti:

$$N_{Y_1}(\Phi_{eq}, t) = N_{Y,\infty}(1 - \exp(-t/\tau_{Y_1})) \quad (\gamma = 1, \text{ primo ordine}) \quad (3.20)$$

$$N_{Y_2}(\Phi_{eq}, t) = N_{Y,\infty} \left(1 - \frac{1}{1 + k_2 N_{Y,\infty} t} \right) \quad (\gamma = 2, \text{ secondo ordine}) \quad (3.21)$$

dove il valore $N_{Y,\infty} = \Phi_{eq} \cdot g_Y$ è il valore di saturazione.

Nella referenza [35], così come nella [63], la curva che meglio descrive l'andamento dei risultati sperimentali è:

$$N_Y(t) = \Phi_{eq} \cdot g_Y \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{t}{\tau_Y}} \right), \quad (3.22)$$

con $g_Y = (5.16 \pm 0.09) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ per silicio Fz. La dipendenza dal tempo di *annealing* della costante di tempo può essere espressa da una relazione di Arrhenius simile a quella utilizzata nel caso di *annealing* a breve termine:

$$\frac{1}{\tau_Y} = k_Y = k_{0Y} \exp\left(-\frac{E_Y}{kT}\right), \quad (3.23)$$

con $E_Y = 1.33 \pm 0.03 \text{ eV}$ e $k_{0Y} = 1.5^{+3.4}_{-1.1} \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Nella tabella 3.6 sono riportati i valori delle costanti τ_a e τ_Y in relazione con la temperatura di *annealing*.

$T_{Annealing} [^{\circ}\text{C}]$	-10	0	10	20	40	60	80
Annealing benefico	306d	53d	10d	55h	4h	19 min	2 min
Annealing inverso	516y	61y	8y	475d	17d	21h	92min

Tabella 3.6: *Costanti di tempo dell'annealing di breve termine e lungo termine della tensione di svuotamento*[35].

Danno stabile

La componente N_C dell'equazione 3.16 non è influenzata dal tempo di *annealing* ma solamente dalla fluenza di irraggiamento. Il valore di N_C corrisponde al valore di minimo della curva di variazione della concentrazione efficace in figura 3.8, quando entrambe le componenti N_A e N_Y possono essere trascurate. L'andamento della tensione di svuotamento in funzione della fluenza viene di solito studiato in queste condizioni sperimentali ed è mostrato in figura 3.9 per un rivelatore di tipo n.

Per dispositivi Fz di tipo n, l'introduzione da parte dei difetti di nuovi livelli di accettore (il cui rate di introduzione aumenta all'aumentare della fluenza) provoca la progressiva compensazione dei donori presenti nella regione svuotata fino a raggiungere un valore di carica spaziale totale nullo, in corrispondenza di un valore di fluenza Φ_i .

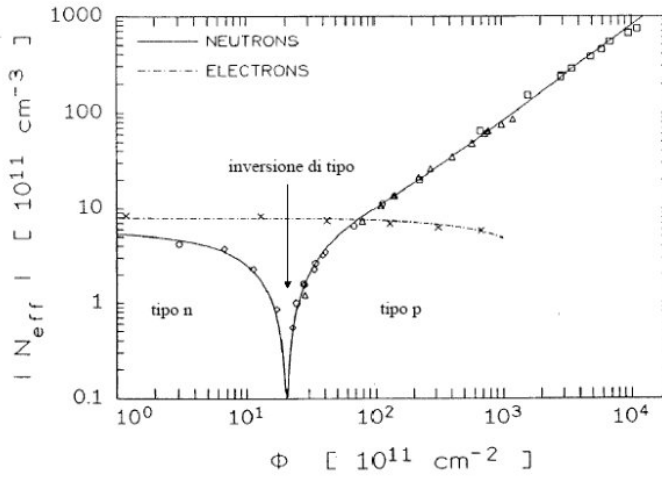


Figura 3.9: Variazioni della concentrazione efficace di carica spaziale, e quindi della tensione di svuotamento, in funzione della fluenza di irraggiamento per dispositi di tipo n[65]

Per fluenze maggiori di questo punto di riferimento il continuo aumento di accettori porta all'inversione di segno della carica spaziale (Space Charge Sign Inversion, **SCSI**): si tratta del fenomeno chiamato **inversione di tipo**, per il quale i substrati di tipo n diventano di tipo p. Va sottolineato che questo fenomeno, in sé, non comporta grandi problematiche ai rivelatori, finché il *bulk* raggiunge il completo svuotamento. In caso contrario, oltre ad avere una zona attiva limitata, lo spostamento della giunzione sul lato ohmico ($p^+p\ n^+$), porterebbe la zona inattiva a contatto con le impiantazioni p^+ alle quali è connessa l'elettronica di lettura del segnale. La variazione di N_{eff} , N_C è quindi parametrizzabile come somma di due contributi; il primo, dovuto alla rimozione degli atomi donori che decrescono esponenzialmente con la fluenza, ha valore asintotico pari a N_{C0} , e il secondo descrive il processo di introduzione dei livelli accettori, la concentrazione dei quali è direttamente proporzionale alla fluenza:

$$N_C = r_C N_{eff0} (1 - \exp(-c\Phi)) + g_c \Phi, \quad (3.24)$$

dove r_C rappresenta il rapporto fra i donori inizialmente presenti nella regione di carica spaziale, N_{C0} , e la concentrazione efficace di carica spaziale iniziale N_{eff0} il cui valore medio per i rivelatori di CMS è $\sim 0.65 \pm 0.15$ [63]. La costante c dipende da N_{eff0}

tramite l'equazione:

$$c = \frac{(10.9 \pm 0.8) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}}{N_{eff0}}, \quad (3.25)$$

e il parametro g_c rappresenta il tasso di introduzione degli accettori che per i sensori di CMS ha un valore di $1.2\text{-}1.5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. È da notare che anche in questo caso l'ipotesi

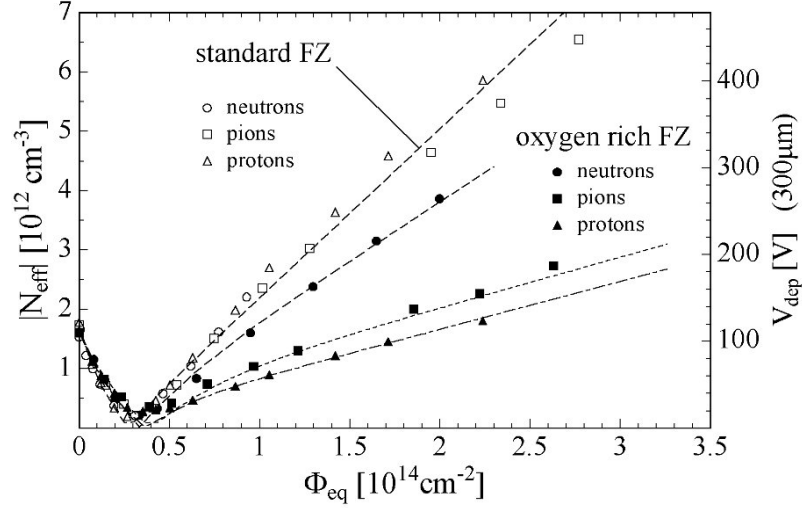


Figura 3.10: Variazioni del valore assoluto della concentrazione efficace di carica spaziale in funzione della fluenza per standard Fz e Fz ossigenato irradiati con neutroni del reattore di Ljubljana, protoni da 23 GeV (CERN PS) e pioni da 192 MeV (PSI); è evidente la trasgressione dell'ipotesi NIEL.[35]

NIEL è in contraddizione con le evidenze sperimentali: in figura 3.10 sono mostrati alcuni risultati ottenuti da A. Ruzin dallo studio dell'andamento di $|N_{eff}|$ in funzione della fluenza in diodi di silicio standard Fz e Fz ossigenato. Risultano chiare le differenze secondo il tipo di irraggiamento subito dai campioni: in particolare, come accennato al paragrafo 3.2, se l'ossigeno apporta dei miglioramenti nei dispositivi irradiati con particelle cariche, lo stesso non si può dire nel caso di irraggiamento con neutroni.

In generale, i risultati fin'ora presentati sono validi per irraggiamenti con fluenze equivalenti fino a poche unità $\times 10^{14} \text{ n/cm}^2$. In queste condizioni, i modelli descritti, che si basano sulla rappresentazione del diodo $p^+/n/n^+$ tramite una giunzione p^+n , sono molto utili per lo studio delle prestazioni dei rivelatori al silicio processati su substrati Fz. Per una comprensione più approfondita del danno indotto dalle radiazioni ai dispositivi al silicio (soprattutto nell'ipotesi dell'utilizzo di nuove tipologie quali MCz e silicio

Epitassiale negli esperimenti a S-LHC) è necessario ricorrere alla parametrizzazione di Doppio Picco del campo elettrico nella regione attiva dei rivelatori.

3.3.4 Distribuzione a doppio picco del campo elettrico (DP)

Secondo il modello appena descritto per il danno stabile, nei dispositivi di tipo n, l'inversione di segno della carica spaziale (da positiva a negativa), dovrebbe comportare uno spostamento della giunzione sul lato ohmico (contatto n^+), invertendo quindi la pendenza della retta che descrive l'intensità del campo elettrico presente nella regione di carica spaziale (figura 2.1.2).

Nel 1995 V.Eremin [66] presentò la prima osservazione della distribuzione a doppio picco del campo elettrico (scoperta nel 1992 [67]) all'interno di rivelatori al silicio irraggiati con fluenze maggiori di 10^{14} n/cm² di neutroni. Per una comprensione qualitativa del fenomeno dobbiamo valutare la concentrazione efficace di carica **locale** all'interno di un rivelatore irraggiato. Tre elementi sono particolarmente importanti:

- 1) La concentrazione di livelli superficiali all'interno della banda proibita del silicio N_{SH} , suddivisa in livelli donori (*shallow donors*), rappresentati dagli atomi ionizzati di fosforo e livelli accettori (*shallow acceptor*), rappresentati invece dagli atomi ionizzati di boro.
- 2) La concentrazione dei difetti stabili carichi, ripartita in donori profondi (*deep donors*) N_{DD}^+ e accettori profondi (*deep acceptor*) N_{DA}^- . Questi includono anche difetti come C_iO_i e V_2 che sono neutri nel centro del substrato, ma diventano ionizzati vicino agli impianti a causa della distorsione del profilo della *band gap* in relazione al livello di Fermi, come mostrato in figura 3.11.
- 3) La corrente inversa generata termicamente nel *bulk*, che dipende dalla concentrazione e dallo spettro dei livelli profondi (DL) e dalla temperatura.

La figura 3.12 rappresenta lo schema del modello fisico proposto nella referenza [68] per spiegare l'effetto DP. A partire dalla distribuzione del campo elettrico in un substrato non irraggiato contropolarizzato, si consideri la corrente generata per effetto

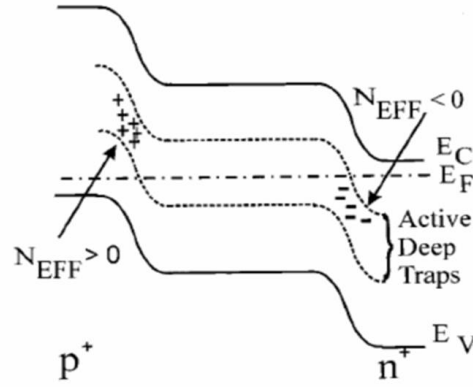


Figura 3.11: Rappresentazione schematica della distorsione delle bande energetiche all'equilibrio termico in un rivelatore al silicio irraggiato ad alte fluenze.

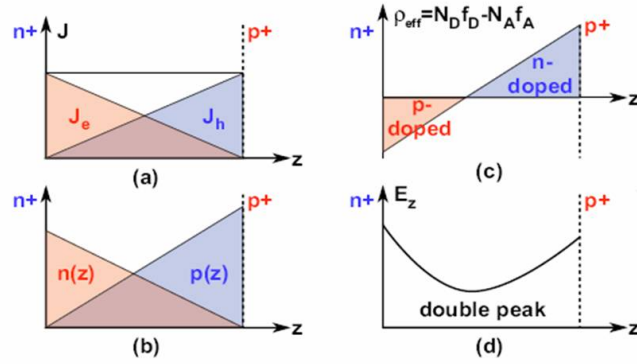


Figura 3.12: Modello dell'origine della distribuzione a doppio picco del campo elettrico in un rivelatore irraggiato. (a) Distribuzione della corrente generata termicamente. (b) Distribuzione della densità di cariche libere. (c) Distribuzione efficace di carica spaziale. (d) Distribuzione del campo elettrico.

termico con tasso di generazione G , costante lungo la regione svuotata di spessore d . Le componenti associate agli elettroni e alle lacune hanno, in virtù del campo elettrico, andamento lineare lungo lo stesso spessore (fig:3.12(a)):

$$j = Gd ; \quad j_n = Gx ; \quad j_p = G(d - x). \quad (3.26)$$

Per l'equazione di continuità abbiamo inoltre:

$$\text{div } j_n = G = \text{div } j_p, \quad \text{con } j_n = 0 \text{ al contatto } p^+ \text{ e } j_p = 0 \text{ al contatto } n^+. \quad (3.27)$$

Di conseguenza, le concentrazioni di cariche libere, essendo proporzionali alle componenti di corrente tramite le equazioni:

$$n(x) = \frac{j_n(x)}{ev_{dr}^n(E(x))} ; \quad p(x) = \frac{j_p(x)}{ev_{dr}^p(E(x))}, \quad (3.28)$$

sono anch'esse distribuite linearmente nel *bulk* del rivelatore(fig:3.12(b)). Nelle equazioni 3.28 v_{dr}^n , v_{dr}^p e e rappresentano rispettivamente le velocità di deriva di elettroni e lacune e la carica elementare. Se ora consideriamo che in un rivelatore fortemente irraggiato la concentrazione di cariche intrappolate è proporzionale alla concentrazione di cariche libere, appare evidente che nella regione attiva di tale rivelatore, la carica negativa intrappolata dagli accettori profondi sarà maggiore in prossimità del contatto n^+ ($x = d$) rispetto alla carica positiva intrappolata dai donori profondi. Vice versa, in prossimità del contatto p^+ la carica positiva intrappolata dai donori profondi risulterà dominante con una distribuzione di carica spaziale come in figura 3.12(c). Infine, come segue dall'equazione di Poisson, nei rivelatori alimentati con tensioni al di sopra della tensione di svuotamento, si osserva la distribuzione a doppio picco del campo elettrico (fig.3.12(d)).

Per sviluppare un modello quantitativo partiamo dall'assunzione che la trasformazione della concentrazione di carica spaziale sia dovuta principalmente all'azione dei livelli profondi nella *band gap* del silicio [68], i quali emetteranno cariche libere secondo le equazioni:

$$U_n = G_n - R_n = n_t e_n - (N_t - n_t) c_n n \quad ; \quad U_p = G_p - R_p = (N_t - n_t) e_p - n_t c_p p, \quad (3.29)$$

dove, U_n e U_p sono il *rate* in eccesso di generazione di elettroni e lacune rispettivamente (si veda $1/\tau_g$ nel paragrafo 2.1.2), n e p sono come descritte nell'equazione 3.28 e n_t è la concentrazione di elettroni intrappolati da un particolare livello profondo con concentrazione N_t .

$$c_n = \sigma_n v_{th}^n ; \quad e_n = \sigma_n v_{th}^n N_C \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right), \quad (3.30)$$

$$c_p = \sigma_p v_{th}^p ; \quad e_p = \sigma_p v_{th}^p N_V \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right), \quad (3.31)$$

sono i tassi di cattura (c_n , c_p) e di emissione (e_n , e_p) rispettivamente per elettroni e lacune, v_{th} è la velocità termica dei portatori di carica, N_C e N_V sono le densità degli stati nella banda di conduzione e di valenza. In particolare $E_c - E_t$ e $E_t - E_v$ sono le energie di attivazione per la transizione dei portatori di carica dai livelli profondi alle bande di conduzione e valenza rispettivamente. In condizioni di equilibrio $U_n - U_p = 0$ da cui deriva il fattore di occupazione di ciascun tipo di livello profondo:

$$F = \frac{n_t}{N_t - n_t} = \frac{c_n n + \sigma_p v_{th}^p N_V \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right)}{c_p p + \sigma_n v_{th}^n N_C \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right)}, \quad (3.32)$$

e tramite questo la frazione di livelli profondi carichi con le espressioni:

$$F^+ = 1/(1 + F) \text{ per i donori} \quad e \quad F^- = F/(1 + F) \text{ per gli accettori.} \quad (3.33)$$

Il contributo alla densità efficace di carica spaziale dovuta ai portatori intrappolati dai difetti profondi può essere allora così espresso:

$$F^+ N_{DD} \text{ per i donori} \quad e \quad F^- N_{DA} \text{ per gli accettori.} \quad (3.34)$$

Il modello descrive già soddisfacentemente i dati sperimentali assumendo due livelli profondi: un donore con energia di attivazione pari a $E_v + 0.48$ eV e un accettore con energia di attivazione pari a $E_c - 0.52$ eV. In questo modo, includendo anche il contributo N_{SH} dei livelli superficiali, la concentrazione efficace di carica spaziale locale assume la forma:

$$N_{eff} = N_{SH} + F^+ N_{DD} - F^- N_{DA}, \quad (3.35)$$

in cui la dominanza dell'uno o dell'altro contributo determina il segno e il valore locale di N_{eff} e quindi il profilo del campo elettrico in accordo con la 2.12. La formazione della doppia giunzione è stata osservata chiaramente su silicio MCz oppure ossigenato, perchè in questi materiali la fluensa a cui si forma la doppia giunzione (Φ_0) è più bassa della fluensa a cui si ha inversione di tipo (Φ_i) [69]. Nel silicio Fz standard, invece, $\Phi_0 (\simeq 10^{14} \text{ cm}^{-2}) > \Phi_i (\simeq 10^{13} \text{ cm}^{-2})^5$ e l'evoluzione di N_{eff} può essere

⁵Valori riferiti all'irraggiamento con neutroni da reattore [70]

soddisfacentemente parametrizzata con il modello di Amburgo.

Maggiori approfondimenti sull'argomento verranno dati nei paragrafi 4.3.3 e 4.3.4, dove saranno presentate le conseguenze dell'effetto DP sui campioni analizzati nel corso di questo lavoro di tesi.

Capitolo 4

Risultati sperimentali sui danni al substrato

4.1 Descrizione delle strutture test

La collaborazione CERN RD50 [71] (*Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders*), a cui partecipano enti di ricerca e università appartenenti a 25 nazioni differenti, da quattro anni è impegnata nella ricerca e nello studio di nuovi materiali e architetture per la progettazione di rivelatori di particelle altamente resistenti alle radiazioni, che siano in grado di operare nelle condizioni imposte dalle caratteristiche di S-LHC (par. 1.4). In particolare, le strutture test che ho analizzato durante il mio lavoro di tesi sono state progettate dal gruppo SMART (*Structures and Materials for Advanced Radiation hard Trackers*), i cui esponenti fanno parte delle sedi INFN di Bari, Firenze, Padova e Pisa. I processi di produzione sono stati effettuati dall'istituto ITC-IRST [93] in due *runs* successivi, utilizzando substrati di tipo diverso: FZ , MCz^1 , Epi^2 nel primo *run* per la produzione di sensori di tipo n; FZ , MCz nel secondo *run* per i sensori di tipo p. In figura 4.1 è mostrata la maschera utilizzata per la definizione delle strutture di test: sono presenti diodi ottimizzati per sostenere alte tensioni di polarizzazione, dispositivi MOS per la valutazione dei danni all'ossido superficiale e strutture per lo studio della corrente di generazione di superficie (Gate Controlled Diodes). Come prototipi dei sensori per il nuovo tracciatore di CMS per

¹*Iwafer* di MCz sono stati prodotti dall'Okmetic Ltd di Vantaa, Finlandia

²*Iwafer* di silicio epitassiale sono stati prodotti dall'ITME a Varsavia, Polonia

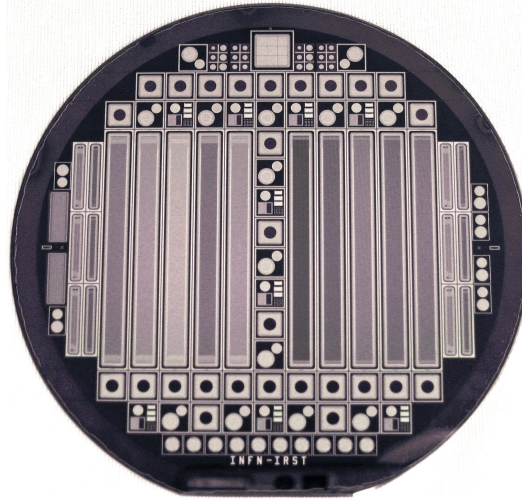


Figura 4.1: Wafer di SMART prodotto dall'ITC IRST di Trento. Sono visibili i 10 minisensori, 27 diodi SMG (Square Multiguard) e 13 strutture MOS, accompagnate da altrettanti diodi circolari (indicati in seguito con la sigla T1). Il layout è dotato di altre strutture come CapTs (strutture dedicate per misure di capacità e resistenze), GCD per misure di corrente di superficie, oppure diodi di Edge che non sono stati utilizzati in questo lavoro.

S-LHC, nel disegno delle maschere sono stati inseriti dei minisensori a microstrisce con le caratteristiche geometriche descritte nella tabella 5.1 presentata nel capitolo 5 in cui verranno trattate le misure su queste strutture.

Nella maschera sono presenti due tipi di diodi. I primi, chiamati SMG (*Square Multiguard*) (figura 4.2(a)) hanno un'area quadrata la cui regione attiva³ è di $13.7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ al cui centro è visibile il foro circolare sulla metallizzazione. Il diodo è circondato da un anello di guardia dello spessore di $90 \mu\text{m}$ al cui esterno si susseguono altri 10 anelli più sottili. Vedremo nella descrizione delle misure (par. 4.3) che solo l'anello più interno verrà connesso all'elettronica, mentre gli altri detti *floating* hanno il compito di modulare il profilo del campo elettrico verso l'impiantazione n^+ (p^+ nei sensori di tipo p) sulla zona di taglio del dispositivo. Questa è presente in tutte le strutture (compresi i sensori) ed è riconoscibile nelle figure 4.2 dal colore grigio sul bordo dei diodi. Avendo un elevato drogaggio di segno opposto a quello degli anelli di polarizzazione e di guardia, ha lo scopo di impedire alla giunzione di estendersi fino alla zona di taglio,

³Per area attiva qui si intende l'area dell'impiantazione p^+ nel caso di diodi p^+n o dell'impiantazione n^+ nei diodi n^+p . Come ribadito nel paragrafo 4.3.2 in tutta la trattazione dei dati questo valore sarà considerato quello effettivo della regione attiva, assunto senza errore.

generalmente molto danneggiata.

L'altro tipo (figura 4.2(b)), che chiameremo T1, ha invece geometria cilindrica con area attiva pari a $4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ circondata da 2 anelli di guardia concentrici di cui il più interno ha spessore circa doppio di quello esterno.

Le strutture appartenenti ad uno stesso *wafer* hanno caratteristiche in comune che

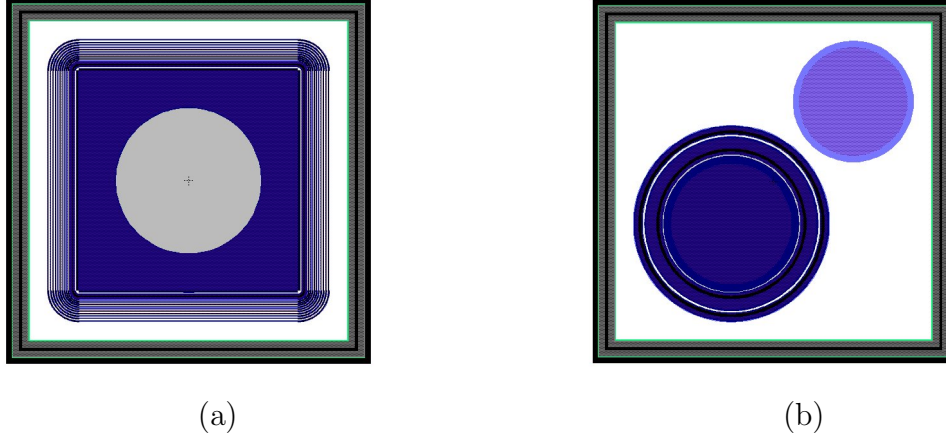


Figura 4.2: Diodi utilizzati per lo studio delle variazioni delle prestazioni dei sensori associate ai danni indotti nel bulk. (a) Diodo SMG (Square Multigard); (b) Diodo T1 (superficie più grande) insieme alla struttura MOS.

dependono dal tipo di substrato e dal processo di produzione come descritto in tabella 4.1. In particolare, i sensori di tipo n con substrato *MCz* hanno orientazione del cristallo $\langle 100 \rangle$ e resistività maggiore di $2 \text{ K}\Omega \cdot \text{cm}$, quelli con substrato *Fz* hanno orientazione $\langle 111 \rangle$ e resistività maggiore di $6 \text{ K}\Omega \cdot \text{cm}$. In entrambi i casi lo spessore del *wafer* è pari a $300 \mu\text{m}$. I campioni *MCz* – n si differenziano fra loro perché sono stati prodotti con due differenti temperature di sintering (paragrafo B.1.8), 380°C e 350°C e nel caso del *wafer* 127 anche per l'utilizzo di una tecnica di raffreddamento veloce, dopo i trattamenti termici, al fine di contrastare la generazione di donori termici. I *wafer* epitassiali hanno uno spessore attivo di $150 \mu\text{m}$ e resistività di $500 \Omega \cdot \text{cm}$, cresciuto su uno strato di silicio Cz (drogato con Sb) di resistività $< 1 \Omega \cdot \text{cm}$.

Per il secondo *run* è stata usata la tecnica di isolamento *p-spray* (si veda il paragrafo B.1.8) con due differenti dosi di impiantazione, $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (basso *p-spray*) e

$5 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ (alto p-spray), per ottenere un'isolamento fra le strisce n^+ . La tecnica p-spray viene infatti attualmente preferita alla tecnica p-stop in quanto ha dei costi di produzione inferiori; in questo lavoro sono stati studiati prototipi $MCz - p$ con alto e basso p-spray spessi $300 \mu m$ e $FZ - p$ con alta dose di p-spray ma spesso $200 \mu m$. Sia i campioni $FZ - p$ che $MCz - p$ hanno una resistività $\geq 3 K\Omega \cdot cm$, ed un'orientazione $< 100 > [64]$.

Dopo la produzione i wafers sono stati tagliati in modo da ottenere dalla fetta tutte le

Sigla	tipo	crescita	resistività	caratteristica	spessore
W1253	n	Fz	$> 6 K\Omega \cdot cm$		$300 \mu m$
W1254	n	Fz	$> 6 K\Omega \cdot cm$		$300 \mu m$
W1256	n	Fz	$> 6 K\Omega \cdot cm$	sintering 380^0C	$300 \mu m$
W553	n	Fz	$> 6 K\Omega \cdot cm$		$300 \mu m$
W187	n	MCz	$> 3 K\Omega \cdot cm$	sintering 380^0C	$300 \mu m$
W179	n	MCz	$> 3 K\Omega \cdot cm$	sintering 350^0C	$300 \mu m$
W115	n	MCz	$> 3 K\Omega \cdot cm$	sintering 380^0C	$300 \mu m$
W127	n	MCz	$> 3 K\Omega \cdot cm$	sintering $380^0C + TDK$	$300 \mu m$
W84	p	Fz	$> 5 K\Omega \cdot cm$	alto p-spray	$200 \mu m$
W68	p	Fz	$> 5 K\Omega \cdot cm$	alto p-spray	$200 \mu m$
W9	p	MCz	$> 1.8 K\Omega \cdot cm$	basso p-spray	$300 \mu m$
W253	p	MCz	$> 1.8 K\Omega \cdot cm$	alto p-spray	$300 \mu m$
W130	p	MCz	$> 1.8 K\Omega \cdot cm$	alto p-spray	$300 \mu m$
W12	n	Epi	$> 500\Omega \cdot cm$		$150 \mu m$
W13	n	Epi	$> 500\Omega \cdot cm$		$150 \mu m$

Tabella 4.1: *Caratteristiche dei substrati.*

singole strutture presenti nel layout di figura 4.1. Le singole strutture accuratamente tagliate sono state spedite dall'IRST ai laboratori dell'INFN di Bari, Firenze e Pisa dove è stata eseguita una caratterizzazione dei campioni prima dell'irraggiamento. In tutti i *wafers* di silicio MCz è stata osservata una variazione della tensione di svuotamento nei dispositivi secondo la posizione occupata nel *wafers*. In figura 4.3 è mostrata la mappa delle tensioni di svuotamento per una fetta di tipo $MCz - p$ (il wafer che presenta la maggiore disuniformità in resistività) risultato inutilizzabile per il mio studio. Come si può osservare la variazione locale della tensione di svuotamento in questo campione è ancora più marcata, al punto che il diodo che occupa la posizione centrale

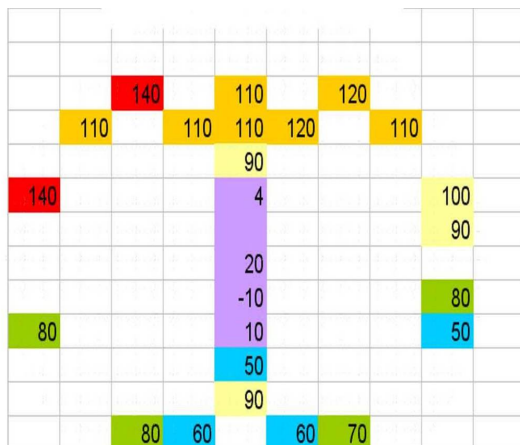


Figura 4.3: *Mappa della tensione di svuotamento in Volts di un wafer di tipo MCz-p particolarmente disomogenea.*

nella fetta è addirittura di tipo n . Queste variazioni sono dovute alla non uniforme distribuzione dell'ossigeno che crea uno *spread* nell'attivazione dei donori termici TDS (vedi par.3.1) durante la produzione del wafer [72, 73]. Nei substrati di tipo Fz invece questa disomogeneità è ridotta ad un valore del 10% fra strutture dello stesso *wafer*. Confronti simili non possono essere eseguiti tra trutture appartenenti a *wafer* diversi perchè questi sono caratterizzati da resistività diverse e quindi in generale da tensioni di svuotamento diverse.

4.2 Irraggiamenti

Le strutture oggetto della mia tesi sono state irraggiate in parte al Ciclotrone di Karlsruhe con protoni da 26 MeV e in parte a Ljubljana con neutroni prodotti da un reattore.

Tutte le fluenze verranno riferite allo stesso ordine di grandezza (10^{14}) per facilitarne il confronto.

4.2.1 Irraggiamento a Karlsruhe

Il ciclotrone del Forshungszentrum di Karlsruhe [74] è in grado di produrre un fascio estratto di protoni, da 26 MeV , di diverse intensità $(10 \div 100)\mu A$. Il fattore K per

protoni a questa energia é 1.85 (par. 3.2).

Le strutture da irraggiare sono state sistemate all'interno di una scatola raffreddata a -10°C , dotata di un sistema di aereazione per evitare la condensazione dell'umidità all'interno. La scatola era agganciata ad un sistema meccanico in grado di spostarla secondo le direzioni orizzontale e verticale per permettere un irraggiamento di grandi superfici. I campioni sono stati irraggiati in maniera uniforme su tutta la lunghezza, spostando la scatola lungo la direzione orizzontale; il fascio era centrato in modo tale da far coincidere il suo diametro con la larghezza dei minisensori, per evitare lo spostamento nell'altra direzione.

Le dodici differenti fluenze sono state ottenute irraggiando i campioni per diversi periodi di tempo, per raggiungere i valori nominali riportati in tabella 4.2(a).

4.2.2 Irraggiamento a Ljubljana

Altri campioni sono stati irraggiati al *Joseph Stefan Institut* [75] di Ljubljana, Istituto che partecipa con noi alla collaborazione *RD50* così come l'FZK di Karlsruhe. Tutte le strutture, divise per fluenze nominali richieste, sono state inserite in contenitori particolari, privi di sostanze che potessero attivarsi dopo l'irraggiamento. Il reattore alla sua massima potenza è in grado di produrre un flusso di $1.93 \cdot 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$: quindi per raggiungere le fluenze desiderate occorreva semplicemente calcolare quanto tempo dovesse restare ogni singolo contenitore nel reattore, come riportato in tabella 4.2(b). Sulla sommità del reattore è possibile aprire un canale lungo il quale calare la provetta contenente i campioni fino a raggiungere il cuore del reattore. Una volta raggiunta questa posizione un timer permette di controllare la durata dell'irraggiamento per ottenere la fluenza desiderata.

A causa di questa procedura le fluenze più basse risultano affette da un errore relativo maggiore, ma come vedremo nel paragrafo 4.3.2 tramite una procedura di dosimetria tutti i valori nominali delle fluenze (per entrambi gli irraggiamenti) possono essere valutati e eventualmente corretti. In tabella 4.2 sono comunque dati i valori nominali.

(a)	Fluenza media (10^{14} p/cm^2)	(b)	Fluenza media (10^{14} pcm^{-2})	tempo (sec)
Φ_1	0.2	Φ_1	0.6	31
Φ_2	0.6	Φ_2	1	52
Φ_3	1	Φ_3	2	104
Φ_4	2	Φ_4	3	156
Φ_5	3	Φ_5	4	208
Φ_6	4	Φ_6	5	260
Φ_7	6	Φ_7	6	312
Φ_8	8	Φ_8	10	520
Φ_9	10	Φ_9	20	1040
Φ_{10}	20	Φ_{10}	30	1560
Φ_{11}	50	Φ_{11}	50	2600
Φ_{12}	100	Φ_{12}	100	5600

Tabella 4.2: (a) *Fluenze nominali medie di irraggiamento giugno 2006 con protoni da 26 MeV a Karlsruhe (errore di circa 10%).* (b) *Fluenze nominali medie di irraggiamento con neutroni a Ljubljana.*

L'*hardness factor* (k) per neutroni prodotti dal reattore é 0.9.

4.3 Misure su diodi

Nel capitolo 3 ho descritto gli effetti delle radiazioni sui dispositivi al silicio, soffermandomi in particolar modo sui danni al *bulk* dei rivelatori e sulle conseguenze di questi sulla corrente inversa, l'efficienza di raccolta di carica e la tensione di svuotamento. Lo studio di queste caratteristiche, per i sensori in esame, è stato da me condotto su strutture a diodo come quelle descritte nel paragrafo 4.1, SMG e T1, con tecniche sperimentali che verranno descritte via via per ciascun tipo di misura.

4.3.1 Le misure in camera climatica

Per lo studio dell'andamento della corrente inversa e della tensione di svuotamento in funzione della fluenza di irraggiamento o del tempo di annealing, ho condotto misure della caratteristica I-V e C-V in una *camera pulita* classe 10000 per preservare dalla contaminazione di polveri e particelle di grasso le microstrutture che definiscono i sensori. Ho utilizzato una stazione di misura *ProbeShield Karlsuss PA200* all'interno della quale il campione viene ancorato tramite un sistema a vuoto su una piattaforma

metallica (*chuck*), la cui temperatura è impostabile ad un valore tra -40°C e 50°C grazie all'utilizzo di un *chiller* il quale inietta nella stazione di misura aria secca alla temperatura impostata, in modo da mantenere al suo interno un livello di umidità inferiore al 10%. Il *chuck* può effettuare movimenti nelle tre dimensioni e rotazioni intorno al suo asse verticale regolabili tramite un *joy-stick* in modo da poter posizionare adeguatamente il campione rispetto al microscopio e ai collegamenti con l'elettronica. Il microscopio ottico, la cui posizione è mobile rispetto alla stazione di misura, permette tre diversi ingrandimenti (fino a $200\times$) ed è equipaggiato con una telecamera che viene collegata ad un monitor per agevolare la messa a punto del sistema. I contatti elettrici sono realizzati tramite punte di tungsteno del diametro di pochi micrometri, dotate di manipolatori fissati (con un sistema a vuoto) su un piano che circonda il *chuck* e in grado di effettuare movimenti micrometrici in tutte le direzioni. Ad essi sono collegati, attraverso cavi schermati, gli strumenti di misura.

L'intera stazione è alloggiata all'interno di una scatola metallica collegata alla massa comune che fornisce una schermatura sia dalla radiazione luminosa per i dispositivi, sia da eventuali contributi parassiti nelle misure di capacità. Per applicare al dispositivo la tensione di contropolarizzazione e leggere il valore della corrente che lo attraversa è stato utilizzato un generatore di alta tensione ed amperometro di precisione *Agilent 4241* (gestito da remoto mediante personal computer e software dedicato) che è in grado di fornire una tensione massima di 1000 V con risoluzione di $100\text{ }\mu\text{V}$ e precisione nella lettura di corrente di 100 fA. Per evitare il danneggiamento delle strutture misurate, è possibile impostare dal programma (in ambiente *LABview*) un valore massimo della corrente erogabile (*compliance*), generalmente 1 mA, in corrispondenza del quale la rampa di tensione applicata si ferma. Inoltre, alla fine di ogni misura la tensione di polarizzazione viene riportata a 0 V gradualmente, in modo da evitare bruschi salti di tensione ai capi del rivelatore.

Per la misura I-V è possibile ridurre gli effetti della corrente superficiale dividendo i contributi della corrente che attraversa il diodo e di quella raccolta dall'anello di

guardia: la configurazione di misura, infatti, prevede l'utilizzo di due manipolatori che colleghino separatamente il lato giunzione del diodo e il *guard ring*⁴ allo stesso potenziale di massa, mentre al *chuck* viene applicata la tensione di contropolarizzazione. Per la caratteristica C-V ho utilizzato, in aggiunta all'apparato fin'ora descritto, un *LCR Meter Agilent 4284A*. Il misuratore LCR è dotato di 4 terminali (H_p , H_c , L_p , L_c), ma è sempre stato utilizzato cortocircuitando insieme i terminali H (*high*) e L (*low*). Il primo eroga un segnale in alternata con frequenza impostabile tra 20 Hz e 1 MHz, e ampiezza anch'essa variabile, impostata generalmente su un valore di 100 mV, sufficientemente basso per non alterare la polarizzazione del dispositivo. Il secondo legge il segnale di risposta misurandone l'attenuazione e la variazione di fase da cui si ricava il valore dell'impedenza complessa posta tra i due terminali. Imponendo la schematizzazione dell'impedenza di un rivelatore tramite un CR serie o parallelo, l'*LCR Meter* fornisce in uscita i valori della resistenza e capacità incognite. La particolarità del *LCR Meter Agilent 4284A* è quella di poter escludere dalla misura tutti i contributi capacitivi tra l'impedenza incognita e la massa. Un voltmetro misura, infatti, la tensione a cui si trova il terminale H rispetto ad una massa di riferimento, mentre il terminale L viene mantenuto ad una massa virtuale da un amplificatore reazionato. In questo modo si tiene conto dell'attenuazione del segnale dovuto a capacità parassite connesse con il contatto H, permettendo di escluderne il contributo. L'esclusione del contributo delle capacità connesse con il terminale L è garantita dal fatto che queste si trovano tra due punti equipotenziali, fra i quali quindi non c'è passaggio di corrente. Per tenere conto delle capacità parassite introdotte dai contatti elettrici (punte e cavi) il misuratore *LCR* è dotato di un processo correttivo che consiste nell'effettuare una misura a circuito aperto, *open* (scollegando l'impedenza incognita) il cui valore può essere impostato nello strumento tramite il programma di acquisizione. Il contributo di capacità in serie all'*LCR Meter*, ottenuta dal cortocircuito dei terminali H e L *short*, è risultata invece ininfluenza, per cui in tutte le misure svolte in questo lavoro di tesi

⁴Le misure vengono effettuate collegando all'elettronica solo l'anello di guardia più interno.

si è tenuto conto solo della correzione *open*. Per le sue caratteristiche lo strumento non può tollerare differenze di potenziale maggiori di 42 V ai capi dell'impedenza a cui è connesso. Per questa ragione nelle impostazioni di misura entrambi i terminali, insieme a quelli del generatore *Agilent 4241* confluiscono in un sistema apposito per il disaccoppiamento delle componenti in continua e in alternata della tensione applicata al diodo come mostrato in figura 4.4. Da questo, il terminale H (somma dei segnali inviati dai due strumenti) viene collegato al *back* del sensore tramite il *chuck*, mentre il terminale L è collegato al lato giunzione. L'anello di guardia resta collegato alla massa comune.

Tutte le misure della caratteristica C-V svolte in questo lavoro di tesi sono state con-

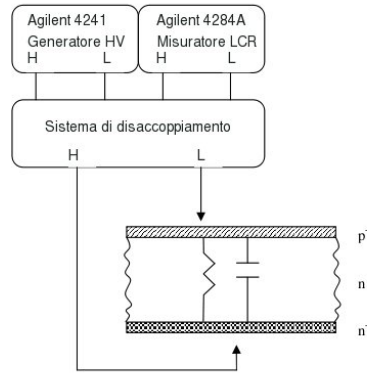


Figura 4.4: Rappresentazione schematica delle impostazioni di misura della caratteristica C-V.

dotte imponendo una schematizzazione dell'impedenza tramite un CR parallelo. Per capire la scelta di questo schema circuitale consideriamo un diodo contropolarizzato. Alle basse tensioni la regione dominante è quella non svuotata (ns) dalle cariche libere, la quale ha un comportamento ohmico ed è quindi ben rappresentata da una resistenza. In queste circostanze abbiamo:

$$R_{ns} \gg \frac{1}{\omega C_{ns}}, \quad (4.1)$$

con ω minore di qualche decina di kHz; per cui l'impedenza del diodo può essere schematizzata con un circuito CR serie. Per tensioni maggiori, prossime allo svuotamento completo, domina invece la regione svuotata del sensore (s), nella quale si ha che la

resistenza dinamica:

$$\frac{dI}{dV} = \frac{1}{R_s} \ll 1, \quad \Rightarrow \quad \omega C_s \gg \frac{1}{R_s}, \quad (4.2)$$

ed è quindi possibile approssimare l'impedenza del diodo con un CR parallelo. Poichè le caratteristiche di nostro interesse sono quelle associate al dispositivo con regione attiva massima possibile, è stata scelta per le misure questa seconda rappresentazione. Ho scelto il valore della frequenza del segnale inviato dal misuratore LCR in base alla temperatura di misura. In passato, per ottenere una standardizzazione delle procedure di misure é stata adottata l'applicazione di un segnale con frequenza pari a 10 kHz per ogni valore della temperatura [76]. Recenti studi [77] hanno dimostrato come questa frequenza non sia appropriata alle misure condotte a temperature minori della temperatura ambiente se vogliamo riprodurre con la curva $1/C$ in funzione della tensione l'andamento della raccolta di carica misurata con la tecnica esposta nel paragrafo 4.3.5. Infatti, sia il valore di $1/C$ (eq.2.20), sia quello della carica raccolta, prodotta per ionizzazione (eq.2.34), sono proporzionali allo spessore della regione attiva del sensore e tramite questo, sono legate alla tensione di polarizzazione come mostrato nell'equazione 2.15. Come esposto nel capitolo 3, nei rivelatori irraggiati il valore della concentrazione efficace di carica spaziale è determinato principalmente da livelli profondi nella banda proibita del silicio, che si comportano come trappole per i portatori di cariche liberi. L'applicazione di un segnale in a.c. ai capi del dispositivo fa sì che le trappole all'interfaccia tra la zona neutra e quella svuotata passino continuamente dall'una all'altra, secondo che intrappolino o rilascino portatori di carica. Se la frequenza f del segnale è minore della costante di tempo di emissione delle trappole, la misura terrà conto del loro comportamento, in caso contrario il materiale del sensore apparirà all' *LCR Meter* come essenzialmente intrinseco. Poichè il coefficiente di emissione delle trappole e_n dipende dalla temperatura secondo le equazioni 3.12 e 3.13, il concetto di "bassa frequenza" scalerà anch'esso al diminuire della temperatura, in particolare si avrà:

$$f(T) = \frac{e_n(T)}{e_n(RT)} f(RT), \quad (4.3)$$

dove f è la frequenza del segnale e RT è il riferimento a temperatura ambiente. Se ora consideriamo i difetti che introducono livelli in prossimità del centro della banda come responsabili anche dell'aumento della corrente inversa I (cap.3), otteniamo una approssimazione della 4.3, molto utile [77]:

$$f(T) \approx \frac{I(T)}{I(RT)} f(RT), \quad (4.4)$$

tramite la quale possiamo ricavare il valore della frequenza da impostare per ciascuna temperatura utilizzando l'equazione 3.7 per il valore del rapporto tra le correnti.

In base a queste considerazioni, ho effettuato le misure presentate in questa tesi a (20°C, 10kHz), ma nei casi in cui l'aumento della corrente inversa sia risultato eccessivo, le ho eseguite a (0°C, 2kHz) o a (-10°C, 600Hz).

Ho estratto il valore della corrente inversa per ogni diodo e ad ogni tempo di annealing dalla caratteristica I-V, in corrispondenza di un valore della tensione di polarizzazione pari a $V_{dep} + 50$ V in modo da valutare il contributo del *bulk* completamente svuotato minimizzando l'influenza dell'errore relativo al valore di V_{dep} .

La procedura standard per la determinazione di V_{dep} prevede l'esecuzione di due fit lineari sulla curva di $1/C^2$ in funzione della tensione di polarizzazione come mostrato in figura 4.5: il punto di incontro delle due rette cade in corrispondenza di un valore della tensione che viene definito come V_{dep} , ovvero quel valore per il quale la capacità associata al sensore raggiunge il suo valore di saturazione. Questo metodo è stato formulato per i dispositivi non irraggiati per i quali la curva $1/C^2$ ha un andamento particolarmente regolare suddivisibile in due regioni lineari correlate da un "ginocchio". Dalle equazioni 2.21 infatti risulta:

$$\frac{1}{C^2} = \begin{cases} \frac{2V_a}{e \varepsilon_{Si} \varepsilon_0 N_{eff}} & \text{per } V_a < V_{dep} \\ \left(\frac{d}{\varepsilon_{Si} \varepsilon_0} \right)^2 & \text{per } V_a \geq V_{dep} \end{cases} \quad (4.5)$$

che, nell'ipotesi in cui N_{eff} possa ritenersi omogeneo lungo lo spessore del wafer, mostra come $1/C^2$ cresca linearmente con la tensione di polarizzazione fino al completo svuotamento, dopo il quale ne risulta indipendente. Nei dispositivi irraggiati con fluenze

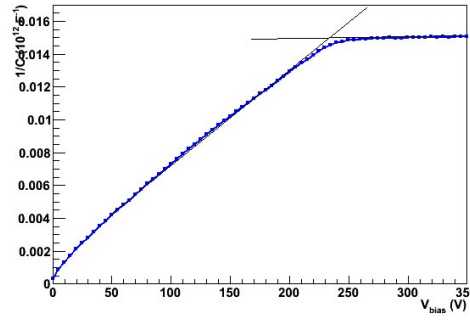


Figura 4.5: *Procedura standard per la determinazione della tensione di svuotamento per un diodo non irradiato di CMS.*

maggiori di 10^{14} cm^{-2} , questo andamento risulta più complesso come mostrato, a titolo di esempio, in figura 4.6. In questi casi oltre alla dilatazione della zona del “ginocchio”

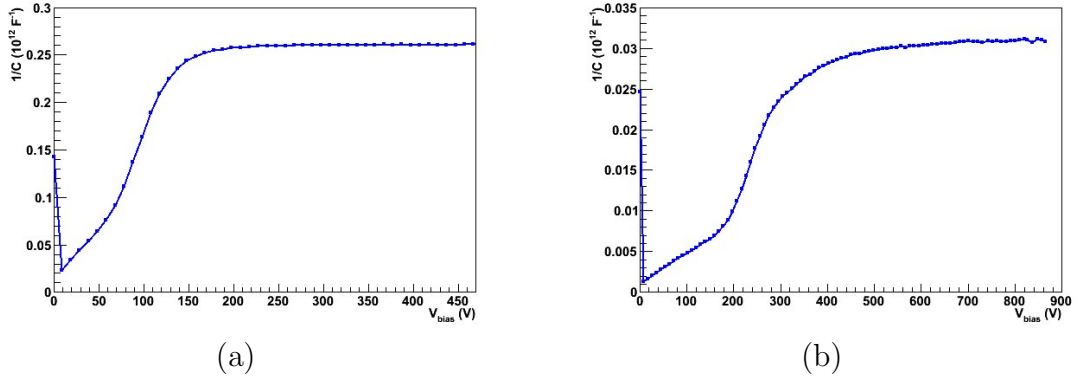


Figura 4.6: *Andamento del valore di $1/C^2$ per due diodi SMART Fz irradiati con protoni da 26 MeV con fluenze equivalenti pari a $1.38 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ (a) e $4.08 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ (b). Le misure sono state eseguite a 20°C 10 kHz dopo 8 minuti di annealing a 80°C . Si può notare come la regione del “ginocchio” della curva è molto più estesa rispetto a quella mostrata in figura 4.5 e il fenomeno aumenta all’aumentare della fluenza.*

si può notare che la procedura di fit perde di significato dal momento che troppo arbitrariamente si dovrebbero selezionare gli intervalli della curva su cui eseguire i fit. Per questa ragione nel corso di questo lavoro di tesi ho valutato V_{dep} con un metodo empirico alternativo assumendo che il sensore può ritenersi svuotato quando il valore $1/C$ raggiunge il 98% del valore assunto al centro della regione della curva con pendenza nulla. Il metodo è in accordo con quello standard per i diodi non irradiati e fornisce una procedura sistematica per quelli irradiati. In generale l’errore associato a V_{dep} è

il 10% del suo valore fino a tensioni di svuotamento pari a 500 V, al di sopra del quale si è considerato un errore costante di 50 V. Di conseguenza l'errore sulla stima della corrente di buio dovuto all'incertezza su V_{dep} è stato stimato pari al 2%. In entrambi i casi gli errori strumentali risultano trascurabili.

4.3.2 Variazione della corrente inversa con l'irraggiamento.

Per quanto detto nel paragrafo 3.3.1 l'irraggiamento provoca nei rivelatori al silicio un aumento della corrente inversa secondo l'equazione 3.4, dove è evidente la dipendenza dal volume del dispositivo e dalla fluenza. È quindi importante conoscere con esattezza il valore di quest'ultima. Per questo motivo ho eseguito una procedura di verifica o di eventuale correzione per i valori delle fluenze nominali dateci dagli istituti in cui sono stati effettuati gli irraggiamenti. Questa si basa sull'utilizzo di diodi standard di tipo Fz come dosimetri, misurandone la corrente inversa in funzione del tempo di *annealing*. Sui dati ricavati ho eseguito un fit della curva ottenuta dall'equazione 3.4, dove la dipendenza dal tempo di α è descritta dalla 3.6, con parametro libero proprio il valore della fluenza. I valori dei parametri α_I , τ_I , α_0 e β sono quelli dati nella tabella 3.4 per l'*annealing* a 80°C. Ho eseguito i fit tramite il programma ROOT per Linux [78], così come tutte le elaborazioni grafiche dei dati. ROOT utilizza il metodo dei minimi quadrati per l'estrazione dei valori dei parametri liberi e delle loro incertezze. Il programma è sensibile agli errori dei dati impostati nella macro sviluppata in linguaggio C++. Al valore della corrente è stato associato un errore risultante dalla somma di vari contributi: l'errore sulla tensione di svuotamento, quello sulla temperatura del forno per l'*annealing* e sul tempo di *annealing* stesso, per un totale di un errore relativo del 4%. I primi fit che ho eseguito sui diodi irraggiati a Karlsruhe con protoni da 26 MeV hanno dimostrato un'anomalia nel loro comportamento, confermata anche dall'andamento della tensione di svuotamento in funzione dell'*annealing* (come vedremo nel paragrafo 4.3.3). Nella figura 4.7(a) è mostrato il tentativo fallito di fit della curva

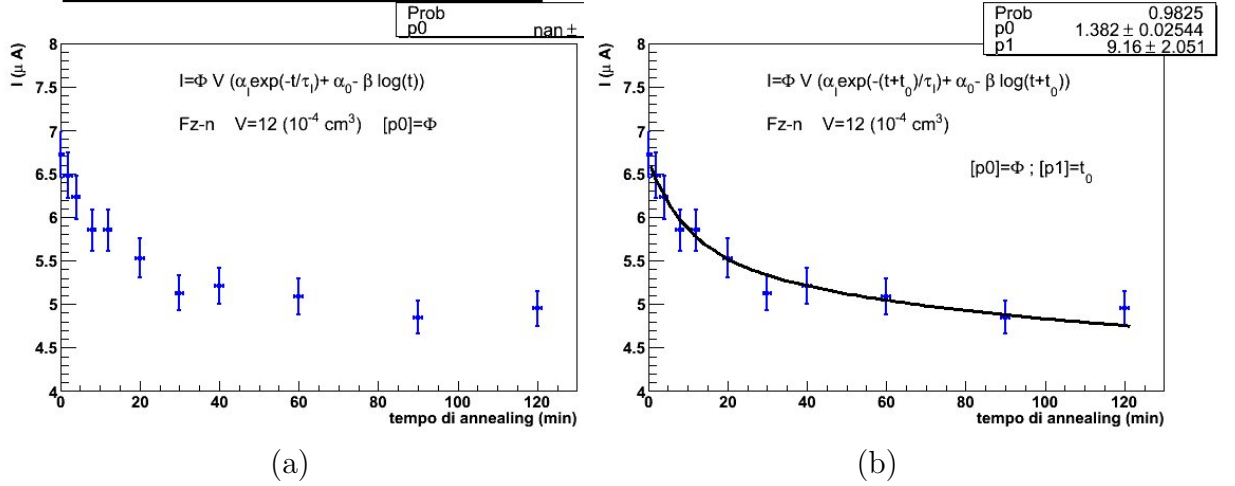


Figura 4.7: Fit della curva di equazione 3.4 per l'andamento della corrente in funzione del tempo di annealing di un diodo SMART Fz irraggiato alla fluenza nominale di $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. (a) Fit all'equazione 3.4: il programma non riesce ad eseguirlo; (b) fit all'equazione 3.4 con l'introduzione di un nuovo parametro temporale.

della corrente in funzione del tempo di *annealing* usando la funzione 3.4. Nella figura 4.7(b) sono invece riportati i risultati ottenuti per lo stesso fit, in cui ho aggiunto un parametro libero che tiene conto dell'eventualità che il campione abbia subito *annealing* per un tempo aggiuntivo t_0 (alla temperatura di 80°C) prima di pervenire alla camera pulita di Firenze. I dati si accordano in maniera soddisfacente all'andamento della curva stimando il parametro t_0 ad un valore di 9 ± 2 minuti e la fluenza di irraggiamento ad un valore di 1.38 ± 0.03 . Eseguendo lo stesso fit per gli altri diodi di Karlsruhe, ho calcolato che le fluenze reali sono scalate di un fattore compreso tra 0.69 e 0.71 rispetto a quelle nominali e che le strutture hanno subito un tempo di *annealing* pari a (8.5 ± 1.9) minuti. La veridicità di questa stima è stata confermata direttamente dal nostro corrispondente del Forschungszentrum di Karlsruhe, A. Furgeri (al quale sono stati presentati i risultati ottenuti) che ha associato l'effetto al surriscaldamento incontrollato dei campioni durante l'irraggiamento.

Ho seguito la stessa procedura per i diodi irraggiati con neutroni, ricavando per questi un fattore correttivo delle fluenze pari a 0.85. In tutte le misure sono stati considerati quindi i valori delle fluenze ricavati con questa procedura ai quali è stato attribuito

un errore relativo del 2% (come dato da ROOT) e per i sensori di Karlsruhe anche il tempo di *annealing* aggiuntivo.

Sulla base di queste considerazioni ho determinato il valore del parametro α e il suo andamento in funzione del tempo di *annealing*, per i vari materiali in esame. Purtroppo

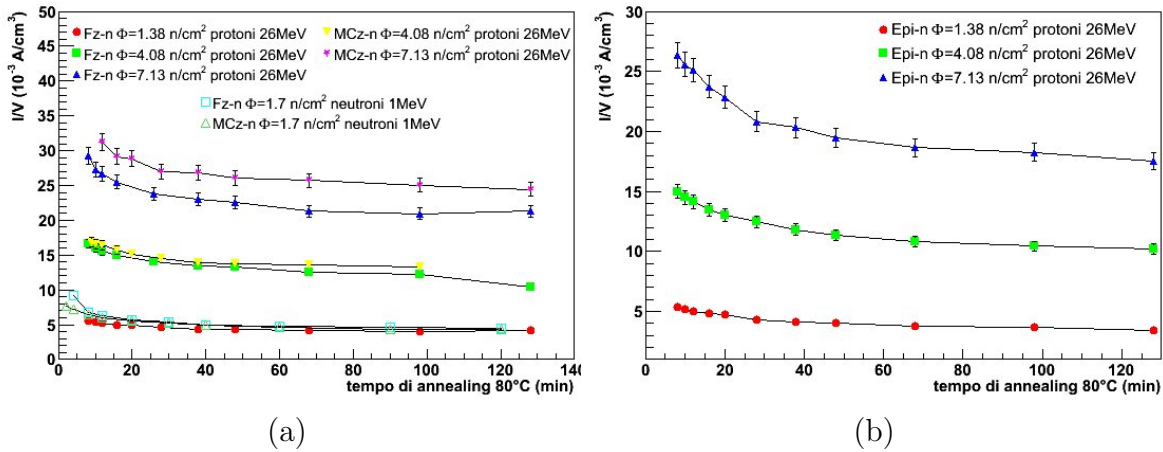


Figura 4.8: Andamento della corrente, rinormalizzata tramite il volume, in funzione del tempo di annealing. (a) Campioni Fz ed MCz; (b) campioni epitassiali. Le misure sono state eseguite a $20^\circ C$.

diversi campioni irraggiati alle fluenze maggiori hanno presentato alcune problematiche per le misure: in parte sono dovute al valore troppo alto della tensione di svuotamento (come sarà spiegato nel par. 4.3.3), altre alla bassa tensione di *breakdown*, come nei diodi di tipo p, per cui il numero di valori utili della fluenza si è inevitabilmente ridotto. In figura 4.8 sono rappresentate le correnti inverse, per unità di volume, per vari diodi irraggiati a diverse fluenze di protoni da 26 MeV o neutroni da 1 MeV: come si può osservare la corrente inversa, diminuisce all'aumentare del tempo di annealing per ogni tipo di substrato e di irraggiamento, come previsto dalle osservazioni fatte nel paragrafo 3.3.1. Da queste curve ho estratto contemporaneamente, una volta definita la fluenza, il valore del parametro α_0 e del tempo di annealing aggiuntivo t_0 . I valori di t_0 estratti dai dispositivi Fz e MCz irraggiati con protoni da 26 MeV sono in buon accordo tra loro. Ripetendo lo stesso procedimento sui dispositivi epitassiali ho ottenuto, invece, un valore di t_0 consistente, mentre α_0 risulta leggermente minore per tutti i campioni

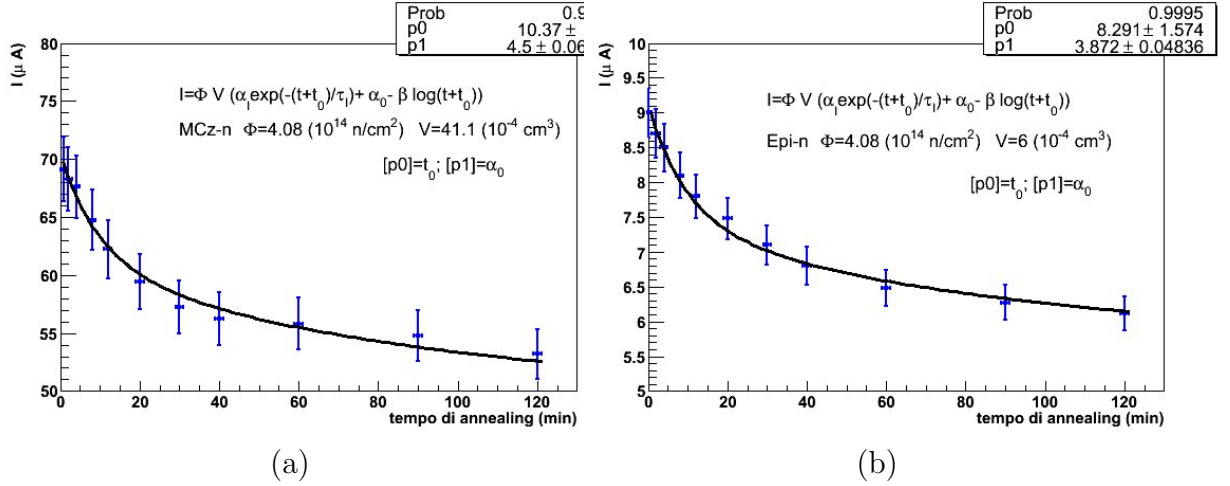


Figura 4.9: Fit delle curve riportate in figura per l'andamento della corrente in funzione del tempo di annealing di diodi SMART: (a) MCz (W12 SMG9); (b) Epi (W12 T1-2). entrambi i diodi sono stati irraggiati con una fluensa di $4.08 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ di protoni da 26 MeV.

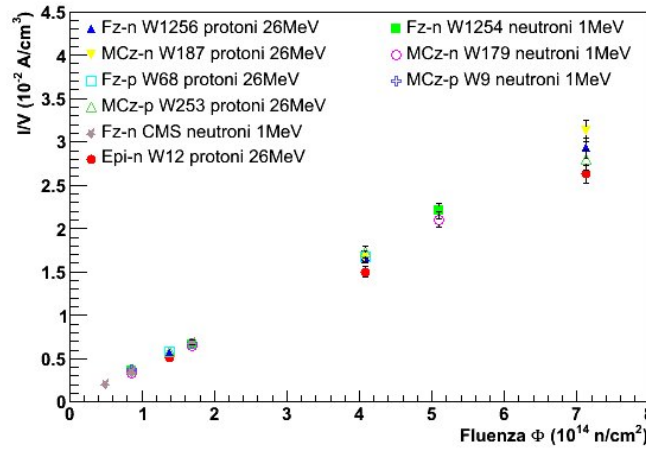


Figura 4.10: Andamento della corrente inversa in funzione della fluensa per tutti i campioni esaminati. le misure sono state eseguite alla temperatura di $20^\circ C$ dopo 8 minuti di annealing a $80^\circ C$.

a tutte le fluenze. Esempi di questi fit sono riportati in figura 4.9.

Un metodo più rapido per l'estrazione del parametro α è convenzionalmente quello di fornire il suo valore dopo 8 minuti di *annealing* a $80^\circ C$. In figura 4.10 possiamo notare l'andamento lineare della corrente con la fluensa, che risulta indipendente dal tipo di irraggiamento (ipotesi NIEL) e di substrato confermando quindi le conclusioni tratte nel paragrafo 3.3.1.

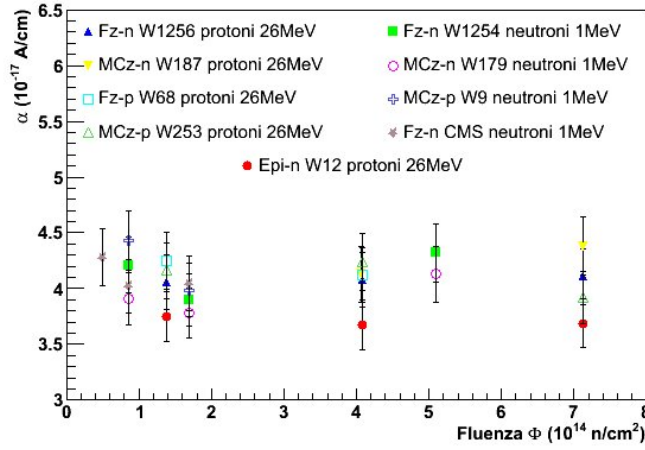


Figura 4.11: Valori del parametro α in funzione della fluenza per tutti i campioni esaminati. Le misure sono state eseguite alla temperatura di 20°C dopo 8 minuti di annealing a 80°C .

Si noti comunque come la corrente per i diodi epitassiali (*markers* rossi) sia sistematicamente minore rispetto a quella degli altri campioni, e come la stessa abbia una crescita meno rapida. Infatti, come si può dedurre dalla figura 4.11, il valore di α per i diodi epitassiali risulta inferiore rispetto a quello per gli altri substrati, pur rimanendo coerente con questo all'interno delle barre d'errore. Nello specifico se per i diodi Fz ho ricavato un valore medio di α pari a $(4.13 \pm 0.22) \cdot 10^{-17}$ e per i diodi MCz un valore pari a $(4.11 \pm 0.33) \cdot 10^{-17}$ (da confrontarsi con il valore ottenuto per i diodi CMS $(4.11 \pm 0.20) \cdot 10^{-17}$), per i diodi epitassiali irraggiati con protoni da 26 MeV si ottiene $\alpha = (3.72 \pm 0.18) \cdot 10^{-17}$. Studi effettuati presso la sede INFN di Padova sulle stesse strutture SMART epitassiali irraggiate con neutroni hanno portato a conclusioni analoghe ottenendo un valore per la costante α pari a $3.84 \cdot 10^{-17}$ A/cm [79]. I valori ottenuti per tutti i diodi che ho misurato sono riportati in tabella 4.3. L'errore sul valore di α è stato stimato sommando gli errori relativi associati alla corrente e alla fluenza. In tutta la trattazione svolta in questo lavoro di tesi i valori del volume dei diodi è stato considerato privo di errore prendendo come valori veri della superficie attiva e dello spessore quelli ricavati dal progetto delle maschere e quelli dati dalle ditte produttrici dei *wafer*.

NOME	TIPO	IRRAGGIAMENTO	FLUENZA ($10^{14}/\text{cm}^2$)	VOLUME (10^{-4}cm^3)	ALPHA (10^{-17}Acm^{-1})
W12 SMG20	Epi n	protoni 26MeV	1.38	20.55	3.75 ± 0.23
W12 SMG21	Epi n	protoni 26MeV	4.08	20.55	3.79 ± 0.23
W12 T1-2	Epi n	protoni 26MeV	4.08	6.00	3.67 ± 0.22
W12 T1-4	Epi n	protoni 26MeV	7.13	6.00	3.70 ± 0.22
W1256 T1-1	Fz n	protoni 26MeV	1.38	12.00	4.06 ± 0.24
W1254 SMG23	Fz n	protoni 26MeV	4.08	41.10	4.04 ± 0.24
W1256 SMG10	Fz n	protoni 26MeV	7.13	41.10	4.11 ± 0.24
W187 SMG9	MCz n	protoni 26MeV	4.08	41.10	4.11 ± 0.24
W115 T1-13	MCz n	protoni 26MeV	7.13	12.00	4.38 ± 0.26
W68 SMG1	Fz p	protoni 26MeV	1.38	27.40	4.24 ± 0.25
W64 T1-6	Fz p	protoni 26MeV	4.08	27.40	4.12 ± 0.25
W253 SMG1	MCz p	protoni 26MeV	1.38	41.10	4.16 ± 0.25
W253 SMG2	MCz p	protoni 26MeV	4.08	41.10	4.23 ± 0.25
W253 T1-4	MCz p	protoni 26MeV	7.13	12.00	3.91 ± 0.23
W1254 SMG4	Fz n	neutroni 1MeV	0.85	41.10	4.21 ± 0.25
W1254 SMG5	Fz n	neutroni 1MeV	1.70	41.10	3.97 ± 0.24
W1254 SMG8	Fz n	neutroni 1MeV	5.10	41.10	4.32 ± 0.26
W179 T1-4	MCz n	neutroni 1MeV	0.85	12.00	3.91 ± 0.23
W179 T1-5	MCz n	neutroni 1MeV	1.70	12.00	3.80 ± 0.23
W179 T1-6	MCz n	neutroni 1MeV	5.10	12.00	4.13 ± 0.25
W9 T1-2	MCz p	neutroni 1MeV	0.85	12.00	4.44 ± 0.27
W9 T1-3	MCz p	neutroni 1MeV	1.70	12.00	3.99 ± 0.24
CMS18	Fz n	neutroni 1MeV	0.50	70.00	4.27 ± 0.26
CMS25	Fz n	neutroni 1MeV	0.85	70.00	4.02 ± 0.24
CMS26	Fz n	neutroni 1MeV	1.70	70.00	4.05 ± 0.24

Tabella 4.3: Valori della costante di danneggiamento α ricavati per vari diodi co diversi substrati ed irraggiati a fluenze diverse.

4.3.3 Variazione della concentrazione efficace di carica spaziale nei diodi MCz e Fz.

Le misure per il valore della tensione di svuotamento sono state da me condotte alla temperatura di 20°C e frequenza 10kHz seguendo la procedura spiegata nel paragrafo 4.3.1. A causa dei limiti strumentali che impongono una tensione di polarizzazione massima pari a 1000 V, non è stato possibile estrarre V_{dep} per strutture Fz e MCz a fluenze $> 10^{15} \text{ n/cm}^2$. Come spiegato nel paragrafo 3.3.3, la tensione di svuotamento

di un rivelatore al silicio è legata alla concentrazione di carica spaziale tramite l'equazione 3.15 e quindi il suo andamento in funzione della fluenza di irraggiamento e del tempo di *annealing* dipende dall'evoluzione di N_{eff} al variare di questi due parametri. I campioni da me studiati sono stati tutti irraggiati con fluenze maggiori di $0.5 \cdot 10^{14}$ n/cm², valori per i quali diventa importante il fenomeno della doppia giunzione spiegato nel paragrafo 3.3.4. In figura 4.12 si può osservare l'andamento, in funzione della

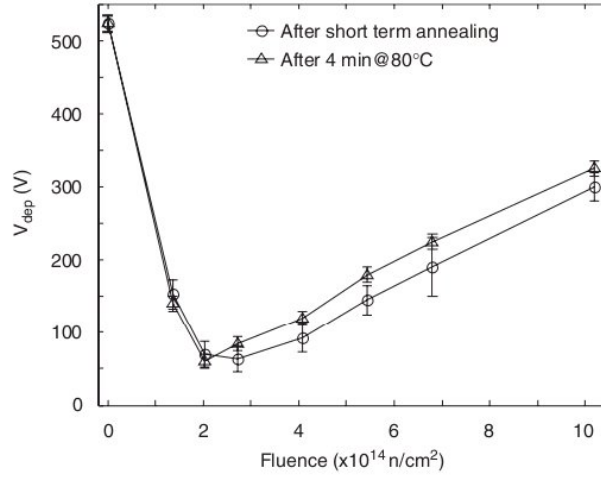


Figura 4.12: Andamento della tensione di svuotamento in campioni di MCz di tipo n irraggiati con protoni da 26 MeV.[69].

fluenza, della tensione di svuotamento in campioni di MCz di tipo n irraggiati con protoni da 26 MeV: prendendo a confronto la figura 3.9 (in cui è rappresentato lo stesso andamento per dispositivi di tipo Fz n) possiamo notarne le differenze, soprattutto in corrispondenza del punto di minimo, il quale nel caso del silicio MCz, si verifica per un valore non nullo di V_{dep} . Per capire questo comportamento, consideriamo i risultati di misure effettuate su campioni della produzione SMART irraggiati con protoni da 24 GeV, eseguite con la tecnica TCT (*Transient Current Technique*) [69]. I campioni (ai quali è applicata una tensione pari a V_{bias}) vengono sottoposti all'azione di un laser (con lunghezza d'onda pari a 670 nm, durata dell'impulso di 1ns) in grado di generare, in prossimità della superficie illuminata, coppie $e - h$ non all'equilibrio, che vengono quindi attratte dai rispettivi elettrodi inducendo una corrente in uscita dal rivelatore.

Questo segnale viene monitorato in funzione del tempo di raccolta di carica del rivelatore, tramite un oscilloscopio LeCroy con frequenza di acquisizione del valore di 500MHz. Il segnale indotto dagli elettroni si ottiene illuminando la superficie corrispondente all'impianto p^+ : in questo modo le lacune vengono raccolte immediatamente, mentre gli elettroni devono attraversare tutta la regione di carica per essere raccolti in corrispondenza dell'impianto n^+ . Per le lacune si utilizza il procedimento opposto. In

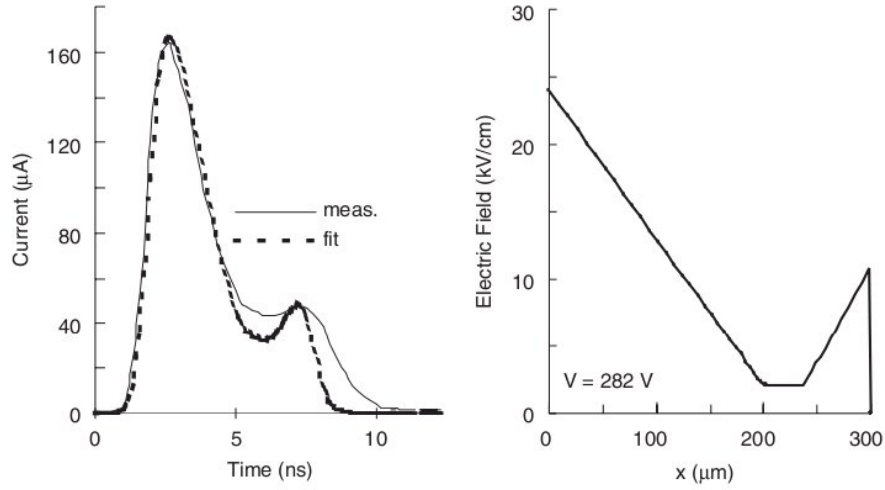


Figura 4.13: La figura a sinistra rappresenta una misura di TCT su un campione di MCz di tipo n irraggiato con una fluenza pari a $1.3 \cdot 10^{15}$ n/cm^2 di protoni da 24 GeV. A destra si può osservare la ricostruzione del campo elettrico a partire dal fit del segnale di corrente. I dati sono riferiti alla temperatura ambiente [69].

figura 4.13 a sinistra, si può osservare il segnale riferito agli elettroni in un campione di MCz di tipo n irraggiato con una fluenza di $1.3 \cdot 10^{15}$ n/cm^2 , contropolarizzato con una tensione di 282 V. Essendo in ascissa il tempo di raccolta di carica, da sinistra a destra si può visualizzare il segnale indotto dagli elettroni in moto dal contatto p^+ al contatto n^+ , la cui intensità (ordinata) è proporzionale, tramite la velocità, al campo elettrico presente nella regione attraversata. Il profilo del campo elettrico, ottenuto tramite una procedura di fit dell'impulso di corrente, è dato nell'immagine a destra in cui l'origine delle ascisse è fissata sul lato p^+ del dispositivo: sono evidenti due zone di alta intensità del campo, intervallate da una zona piatta in cui il valore del campo è basso, ma non nullo. La predominanza del picco sul lato p^+ fa sì che il sensore si

comporti come “non invertito”. Si può quindi affermare che per l’irraggiamento con protoni altamente energetici (24 GeV), i dispositivi di tipo n MCz non subiscono inversione di segno della carica spaziale fino alla fluena di $1.3 \cdot 10^{15}$ n/cm². Lo stesso si può dire per i campioni irraggiati con protoni da 26 MeV con fluene minori di $2 \cdot 10^{14}$, valore corrispondente all’ascissa del minimo nella figura 4.12. Alcuni campioni che ho studiato in questo lavoro di tesi sono stati da noi analizzati all’istituto Ioffe di San Pietroburgo per essere sottoposti allo stesso studio appena descritto⁵. In particolare due campioni MCz di tipo n appartenenti allo stesso *wafer* 187 ed irraggiati con una fluena pari a $4.08 \cdot 10^{14}$ n/cm² sono stati studiati dopo due diversi tempi di *annealing* a 80°C: 8 minuti (SMG9) e 20 minuti (SMG2). La distribuzione del campo elettrico risultante è mostrata in figura 4.14(a). Anche per questi due campioni sono ben visibili

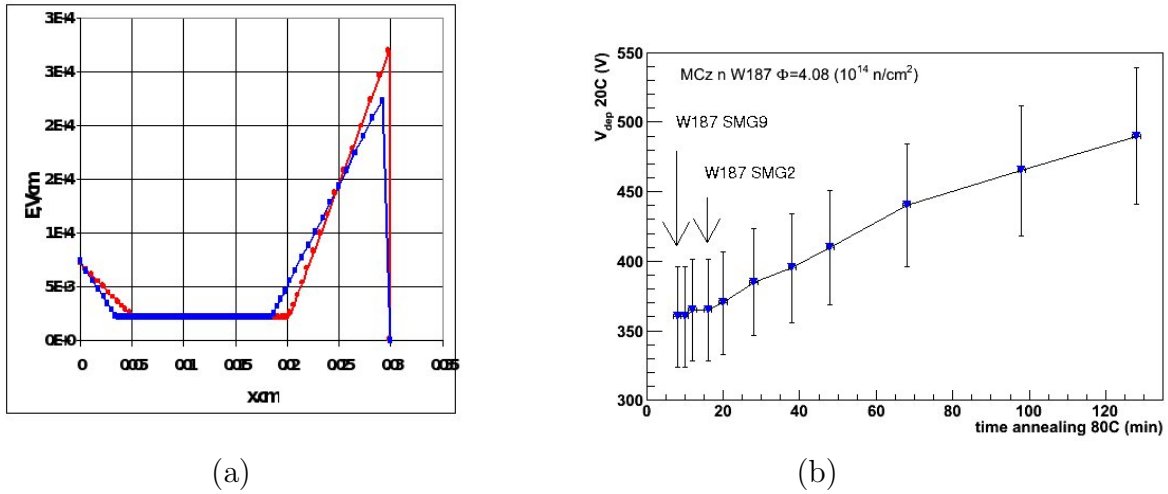


Figura 4.14: (a) Profilo del campo elettrico interno a 2 campioni MCz n irraggiati con una fluena di $4.08 \cdot 10^{14}$ di protoni da 26 MeV: La curva blu si riferisce al campione W187 SMG9 (8 min di annealing a 80°C), quella rossa al campione W187 SMG2 (20 min di annealing a 80°C), entrambi contropolarizzati con una tensione pari a 180 V. (b) curva dell’andamento della tensione di svuotamento (20°C 10 kHz) in funzione dell’annealing del diodo W187 SMG9 in funzione del tempo di annealing. Nell’immagine sono indicati i punti sulla curva in cui si trovano i campioni analizzati con la TCT.

due picchi dell’intensità del campo in corrispondenza dei due impianti p^+ ed n^+ , ma questa volta la giunzione dominante si trova sul lato ohmico. All’aumentare del tempo

⁵Il segnale è indotto da un impulso laser di lunghezza d’onda 670 nm e durata 1ns e digitalizzato da un oscilloscopio LeCroy da 500 MHz

di *annealing* (profilo rosso) si ha un aumento di questo picco a discapito di quello sul lato p^+ , ad indicare l'attivazione crescente con t_{ann} di difetti di tipo accettore in prossimità della giunzione $p-n^+$ come spiegato nel paragrafo 3.3.4. L'effetto macroscopico corrispondente da me osservato è un aumento della tensione di svuotamento dei dispositivi (figura 4.14(b)) confrontabile con il comportamento dei rivelatori invertiti nel caso di *annealing* inverso (par.3.3.3): possiamo quindi dire che per fluenze maggiori del valore corrispondente al minimo della tensione di svuotamento i sensori si comportano come fossero “invertiti”. Il passaggio del picco dominante del campo elettrico dal lato p^+ al lato n^+ avviene attraverso una situazione di equilibrio (punto di minimo della curva in figura 4.12) in cui le due giunzioni si equivalgono: non si può ipotizzare la compensazione di carica spaziale data la sua distribuzione non uniforme, che vede i difetti di tipo donore concentrati in prossimità della giunzione $p^+ - n$ e quelli di tipo accettore in prossimità della giunzione $n^+ - p$. Per questa ragione è sempre necessaria l'applicazione di una tensione di contropolarizzazione per lo svuotamento del *bulk*. È importante notare che l'inversione di tipo nei dispositivi MCz irraggiati con protoni da 26 MeV avviene comunque per valori di fluenze maggiori di un fattore 2-3 rispetto al caso dei dispositivi Fz ($5-7 \cdot 10^{13}$ a seconda della resistività). Nelle figure 4.15 (a) e (b) è possibile osservare il confronto tra diodi MCz-n e Fz-n, irraggiati con protoni da 26 MeV, ricavato dalle misure che ho eseguito durante il *reverse annealing*. Alla fluenza più bassa si ha un netto discostamento tra i due andamenti per quel che riguarda sia il valore iniziale della tensione di svuotamento (influenzata dalla resistività secondo le equazioni 2.9 e 3.15), sia la sua evoluzione nel tempo, in virtù anche del fatto che probabilmente il diodo MCz non può considerarsi invertito, mentre il diodo Fz lo è sicuramente. Anche alle fluenze maggiori rimane comunque evidente il diverso comportamento dei dispositivi MCz, per i quali la tensione di svuotamento sembra raggiungere un valore di saturazione all'aumentare del tempo di *annealing*, dimostrando maggiore stabilità dei dispositivi MCz in relazione al tempo trascorso dai rivelatori a temperatura ambiente. Lo stesso studio che ho svolto su diodi di tipo p porta ad un

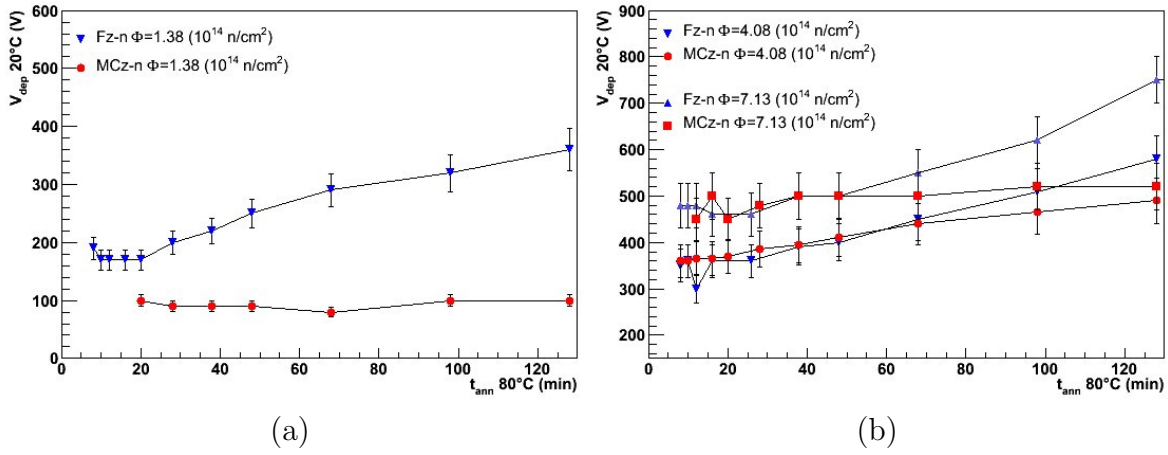


Figura 4.15: Confronto tra diodi MCz-n e Fz-n irraggiati con protoni da 26 MeV durante il reverse annealing. (a) Fz: W1256 T1-1, MCz: W187 SMG8. (b) In ordine crescente di fluenza: Fz: W1254 SMG23; W1256 SMG10, MCz: W187 SMG9; W115 T1-13.

quadro incompleto di risultati. Questi diodi infatti hanno dimostrato basse tensioni di *break down* dopo pochi minuti di *annealing* per tutte le fluenze considerate al di sopra di $1.38 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (vedi tabella 4.4). Nel caso di irraggiamento con neutroni, i diodi

CAMPIONE	TIPO	FLUENZA	TENSIONE DI BREAKDOWN
W64 T1-6	Fz-p	$4.08 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$	470 V dopo 40 min di annealing
W253 SMG2	MCz-p	$4.08 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$	510 V dopo 30 min di annealing
W084 SMG12	Fz-p	$7.13 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$	*
W253 T1-4	MCz-p	$7.13 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$	720 V dopo 4 min di annealing

Tabella 4.4: Specifica delle tensioni di rottura dei diodi di tipo p irraggiati con protoni da 26 MeV. L'assenza del dato sta ad indicare che fin dalla prima misura il diodo è risultato in breakdown. Il tempo di annealing è quello effettivo di misura, a cui va sommato il tempo aggiuntivo stimato nel paragrafo 4.3.2.

MCz si comportano allo stesso modo dei diodi Fz come si può osservare in figura 4.16, in accordo con le evidenze sperimentali della violazione dell'ipotesi NIEL citate nel paragrafo 3.2. Nel paragrafo 3.3.3 ho dato una descrizione della parametrizzazione del danno stabile, indotto dalle radiazioni nei dispositivi al silicio, in termini di rimozione dei donori e introduzione di difetti di tipo accettore. Per valori di fluenza $\Phi > 2 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ si può assumere una *completa* rimozione di atomi donori iniziali $N_{C0} \simeq N_{eff0}$ e

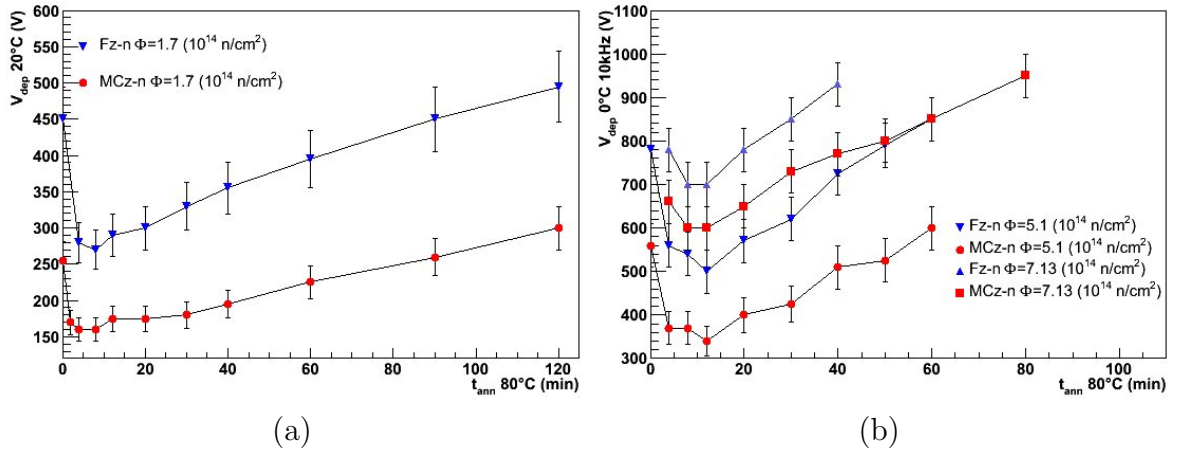


Figura 4.16: Andamento della tensione di svuotamento in funzione del tempo di annealing in campioni MCz-n e Fz-n irraggiati con neutroni da reattore.

poichè inoltre nelle nostre misure non siamo in grado di separare i contributi delle tre componenti della curva descritta nell'equazione 3.16, nella condizione di minimo il valore assoluto della concentrazione efficace di carica spaziale può essere parametrizzato nel seguente modo [35]:

$$|N_{eff}| = |N_{eff0} \cdot \exp(-c \Phi) - \beta \Phi| \xrightarrow{\Phi_{alta}} \beta \Phi \quad (4.6)$$

dove il parametro β rappresenta la costante di proporzionalità tra $|N_{eff}|$ e la fluenza e dipende dal tempo di annealing. In esso è compreso sia il danno stabile (g_c), che costituisce la componente principale, sia la concentrazione di atomi accettori dovuta all'annealing a breve e a lungo termine. Nelle figure 4.17 e 4.18 si può osservare l'andamento del valore di $|N_{eff}|$ (ricavato tramite l'equazione 3.15) in funzione della fluenza, per diodi Fz ed MCz irraggiati con protoni e neutroni. Da fit lineari delle curve (considerando per i diodi MCz solo i punti corrispondenti a valori della fluenza maggiori di $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ nell'irraggiamento con protoni e maggiori di $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ nell'irraggiamento con neutroni) ho ricavato i valori di β riportati in tabella 4.5. Come termine di paragone sono riportati i dati relativi a diodi CMS: si può notare come per i diodi SMART l'introduzione di accettori cresce meno rapidamente, almeno per quel che riguarda l'irraggiamento con protoni. In particolar modo il basso valore di β per

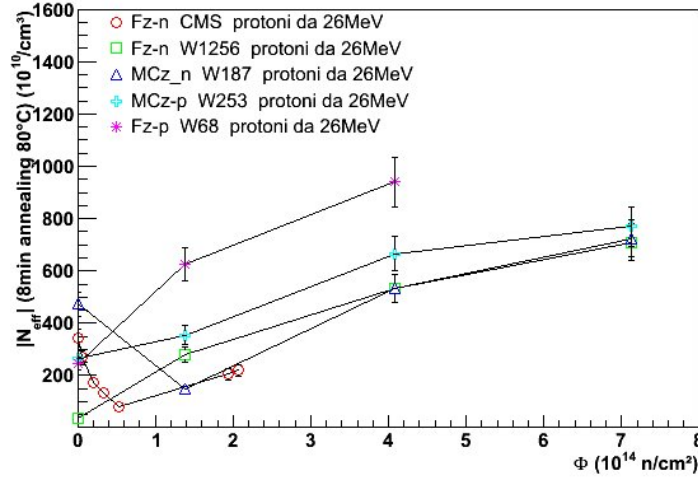


Figura 4.17: Valori di $|N_{eff}|$ per diodi irraggiati con protoni da 26 MeV. A fluenza nulla corrisponde il valore estrapolato di $|N_{eff}|$ prima dell'irraggiamento. Le linee congiungono i dati appartenenti allo stesso wafer e non descrivono l'andamento di $|N_{eff}|$, che per campioni Fz prevede un minimo di valore 0 nell'intervallo di fluenze tra 0 e $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

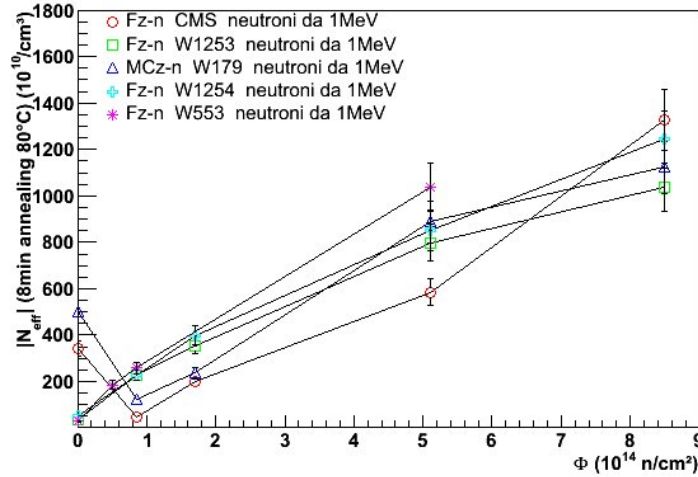


Figura 4.18: Valori di $|N_{eff}|$ per diodi irraggiati con neutroni da 1 MeV.

il *wafer* 1256, fa pensare ad una contaminazione di ossigeno avvenuta probabilmente durante la produzione del monocristallo. Come previsto, inoltre, nell'irraggiamento con neutroni non si osservano particolari miglioramenti per il silicio MCz. Gli errori assegnati ai valori del parametro β sono quelli forniti dal programma di fit (figura 4.19), il quale tiene conto degli errori fornitigli sui valori di $|N_{eff}|$ e su quelli della fluenza corrispondente. Per ciascun campione appartenente ai *wafer* elencati in tabella 4.5, ho

W	TIPO	IRRAGGIAMENTO	$\beta_{20^{\circ}C, 10kHz}$ (10^{-2} /cm)	$\beta_{0^{\circ}C, 10kHz}$ (10^{-2} /cm)	$\frac{\beta_{0^{\circ}C}}{\beta_{20^{\circ}C}}$	INTERVALLO $\Phi(10^{14}/\text{cm}^2)$
CMS	Fz n	protoni 26MeV	1.3 ± 0.3	0.9 ± 0.3	0.69	1.94-2.07
1256	Fz n	protoni 26MeV	0.79 ± 0.12	0.41 ± 0.07	0.52	1.38-7.13
187	MCz n	protoni 26MeV	0.6 ± 0.3	0.51 ± 0.18	0.81	4.08-7.13
115	MCz n	protoni 26MeV		0.47 ± 0.05		2.72-10.2
68	Fz p	protoni 26MeV	1.2 ± 0.4	1.0 ± 0.4	0.83	1.38-4.08
253	MCz p	protoni 26MeV	0.79 ± 0.14	0.59 ± 0.11	0.75	1.38-7.13
12	Epi n	protoni 26MeV	1.6 ± 0.4	0.87 ± 0.25	0.54	4.08-7.13
CMS	Fz n	neutroni 1MeV	1.39 ± 0.10	1.16 ± 0.12	0.83	0.85-8.5
1253	Fz n	neutroni 1MeV	1.12 ± 0.10	0.83 ± 0.09	0.74	0.85-8.5
1254	Fz n	neutroni 1MeV	1.35 ± 0.11	1.08 ± 0.10	0.80	0.85-8.5
553	Fz n	neutroni 1MeV	1.86 ± 0.17			0.51-5.1
179	MCz n	neutroni 1MeV	1.03 ± 0.23	0.82 ± 0.22	0.84	4.25-8.5
9	MCz p	neutroni 1MeV	1.6 ± 0.7	1.4 ± 0.6	0.88	0.85-1.7
12	Epi n	neutroni 1MeV	0.41 ± 0.05	0.49 ± 0.04	1.19	8.5-85

Tabella 4.5: Valori di β estratti da misure di C-V per campioni irraggiati con protoni da 26 MeV e neutroni da un MeV. Per ogni campione sono riportati i valori ricavati da misure eseguite a ($20^{\circ}C$, 10 kHz) e a ($0^{\circ}C$, 10 kHz) (vedi testo).

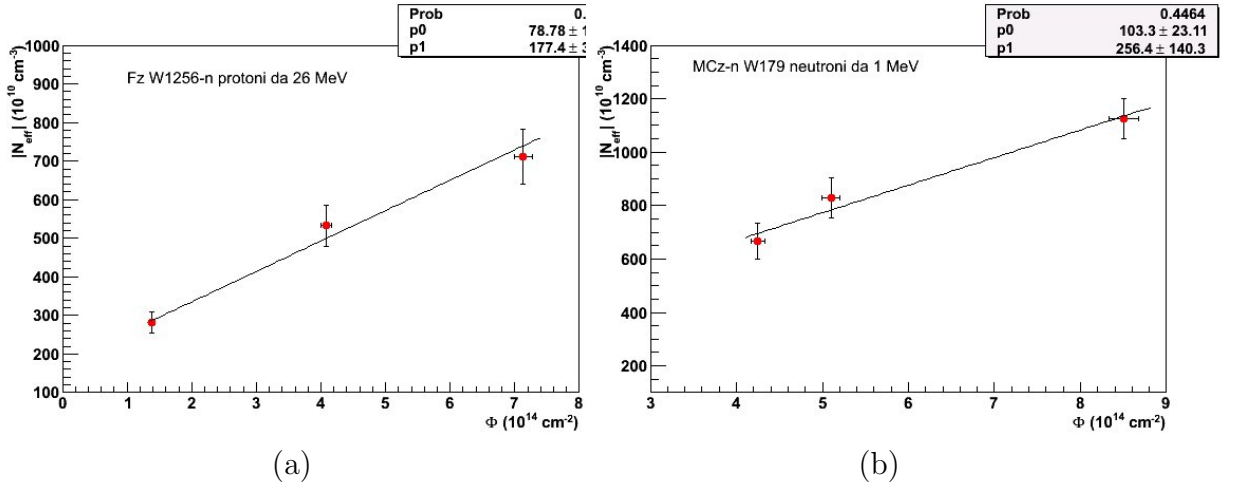


Figura 4.19: Esempi della procedura di fit utilizzata per ricavare i valori di β esposti in tabella 4.5.

condotto ogni misura della caratteristica C-V è impostando la frequenza del segnale dell'LCR Meter a 10kHz e la temperatura nella stazione di misura sia a $20^{\circ}C$, sia a $0^{\circ}C$, allo scopo di permettere un confronto con le misure, precedenti a questo lavoro di tesi, per le quali è stata seguita la procedura standard [76]. Inoltre per alcune strutture ho eseguito le misure anche a ($0^{\circ}C$, 2 kHz) per una verifica delle conclusioni tratte nella

referenza [77]. Si rivela un ottimo accordo tra le misure a (0°C 2 kHz) e quelle a (20°C , 10 kHz) all'interno delle barre d'errore ($\beta_{20^{\circ}\text{C},10\text{kHz}} = \beta_{0^{\circ}\text{C},2\text{kHz}}$), mentre il confronto tra i dati relativi alle misure svolte a (0°C , 10 kHz) e le altre è mostrato in tabella 4.5. Infine, in tabella 4.5 sono riportati i dati relativi ai diodi epitassiali il cui significato verrà spiegato nel paragrafo 4.3.4

4.3.4 Variazione della concentrazione efficace di carica spaziale nei diodi epitassiali.

Ho effettuato lo stesso tipo di misure (C-V, TCT) descritte nel paragrafo 4.3.3 sono state effettuate anche sui campioni di silicio epitassiale. Consideriamo innanzitutto i dati ottenuti dai diodi irradiati con protoni da 26 MeV. In figura 4.20 si può osservare

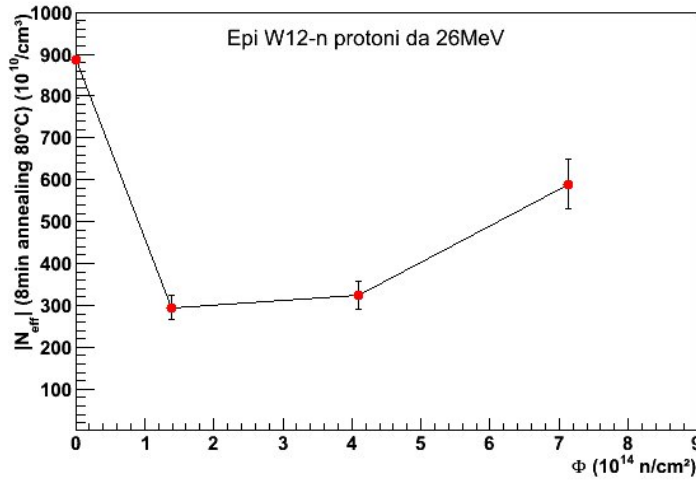


Figura 4.20: Valori di $|N_{eff}|$ per diodi epitassiali irradiati con protoni da 26 MeV.

l'andamento del valore assoluto di N_{eff} (al riferimento di 8 minuti a 80°C) in funzione della fluenza. L'andamento appare simile a quello osservato per i diodi MCz lasciando intendere quindi un'inversione di tipo per fluenze maggiori di $4.08 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Le curve di *annealing* rappresentate in figura 4.21 dimostrano invece che a nessuna delle fluenze considerate si ha l'inversione. Per il diodo irradiato alla fluenza più bassa notiamo un andamento discendente, tipico dell'*annealing* a lungo termine per dispositivi non invertiti. All'aumentare della fluenza emergono, sempre più evidenti, delle variazioni

di pendenza all'interno della curva. In particolare si osserva un aumento della tensione di svuotamento iniziale dovuta all'aumento della carica spaziale positiva introdotta dai donori nell'*annealing* a breve termine (par. 3.3.3) fino a un punto di massimo dopo circa 10 minuti: l'introduzione e attivazione di difetti di tipo accettore dovuto all'*annealing* a lungo termine porta poi la tensione di svuotamento a diminuire.

I valori di N_{eff} osservati in figura 4.20 rappresentano quindi una concentrazione netta di donori.

Consideriamo l'equazione 3.35 in cui sono rappresentate le componenti di carica spaziale nel *bulk* dei rivelatori irraggiati. Per i dispositivi in silicio epitassiale diventa particolarmente rilevante il contributo ad N_{eff} dato da un livello superficiale ($E_c-0.23$ eV) di tipo donore bistabile (BD, par. 3.1), mai osservato nel silicio Fz. Studi spettroscopici [45] su dispositivi epitassiali (spessore=50 μm) hanno dimostrato che, nel caso di irraggiamento con protoni da 24 GeV, la concentrazione di difetti BD cresce linearmente con la fluenza di irraggiamento. L'andamento che osserviamo in figura 4.20 può quindi essere spiegato da una iniziale rimozione di ioni di fosforo e introduzione di accettori, come descritta dal termine esponenziale nell'equazione 3.24, e dalla successiva predominanza del contributo dei donori bistabili sull'introduzione di accettori che causa l'aumento lineare di N_{eff} con la fluenza. Il parametro β espresso in tabella 4.5

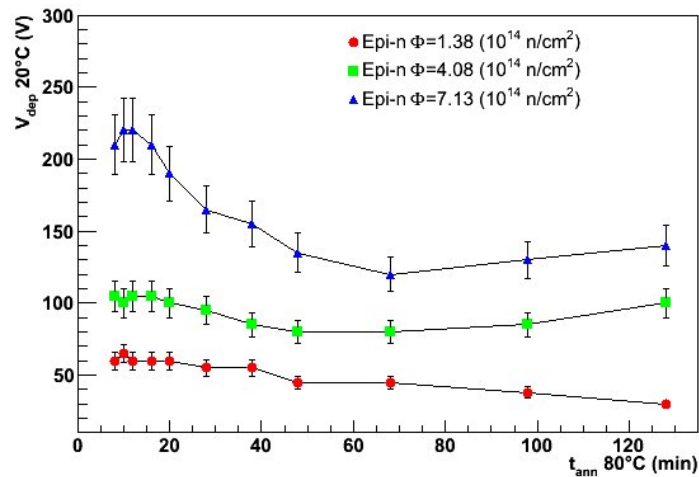


Figura 4.21: Andamento della tensione di svuotamento in funzione del tempo di annealing per diodi epitassiali irraggiati con protoni da 26 MeV.

per i diodi epitassiali irraggiati con protoni è la costante di proporzionalità tra questa concentrazione netta di donori e la fluenza di irraggiamento.

Riportando l'attenzione sulla figura 4.21 possiamo vedere per le fluenze maggiori un

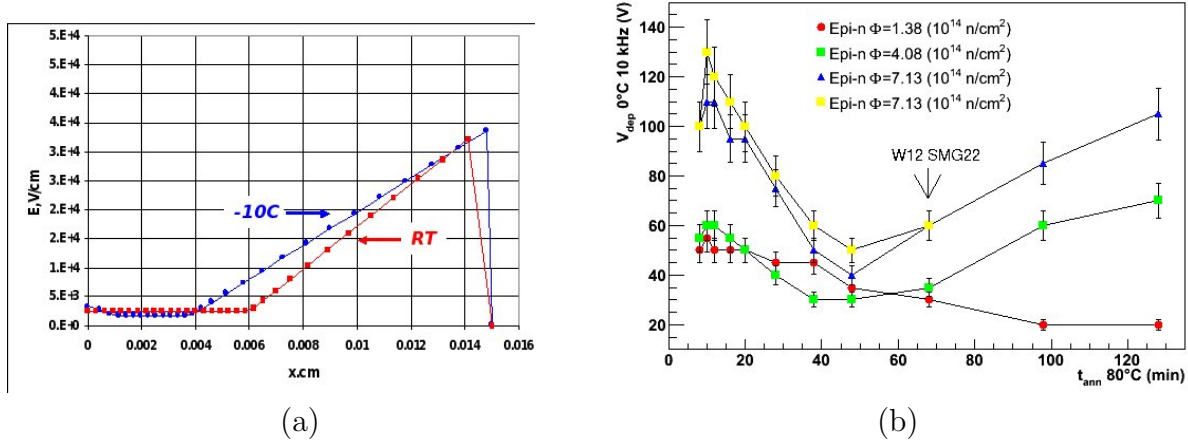


Figura 4.22: (a) Profilo del campo elettrico nel diodo W12 SMG22 irraggiato alla fluenza di $7.13 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ di protoni da 26 MeV. La misura di TCT è stata effettuata dopo aver sottoposto il diodo a 60 minuti di annealing a 80°C . (b) Curve di annealing per diodi epitassiali irraggiati con protoni ricavate da misure eseguite a 10°C 10 kHz .

punto di minimo tra i 60 e 70 minuti a cui segue una ricrescita. Poiché la concentrazione di BDs pare essere stabile in funzione del tempo di *annealing* [45] l'aumento di $|N_{eff}|$ può essere attribuito alla dominanza dei difetti accettore introdotti dai processi di *annealing* che conducono quindi all'inversione di tipo. Questo effetto è stato confermato (tramite misure di TCT) dall'analisi del campo elettrico interno al *bulk* del diodo W12 SMG22 (fig. 4.22(b)) irraggiato con una fluenza di $7.13 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ di protoni da 26 MeV e sottoposto ad un *annealing* di 60 minuti a 80°C . Come si può vedere in figura 4.22(a) in prossimità del contatto p^+ si ha un campo elettrico poco intenso e costante a sostituire la giunzione p^+-n , mentre è ben visibile la giunzione creatasi sul lato n^+ in cui il campo elettrico raggiunge il suo valore massimo. Possiamo quindi affermare che i campioni epitassiali di spessore $150 \mu\text{m}$ irraggiati con protoni da 26 MeV fino alla fluenza di $7.13 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ non subiscono inversione di tipo in seguito all'irraggiamento, ma per fluenze maggiori di $4.08 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ l'inversione subentra dopo

60 minuti di *annealing* a 80°C. Secondo i dati riportati nella tabella 3.6 il fattore di

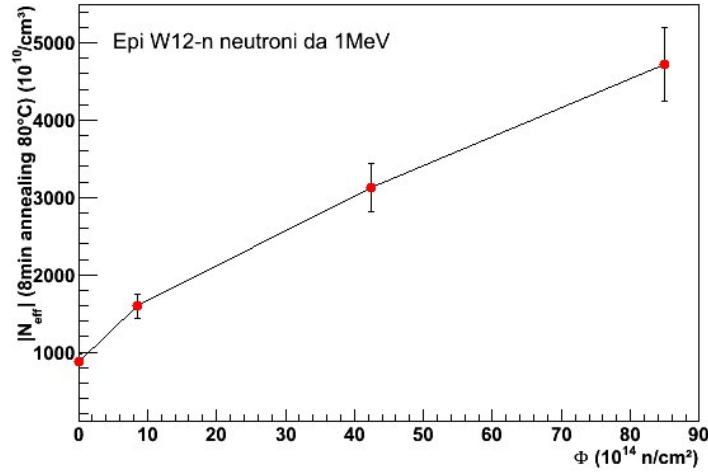
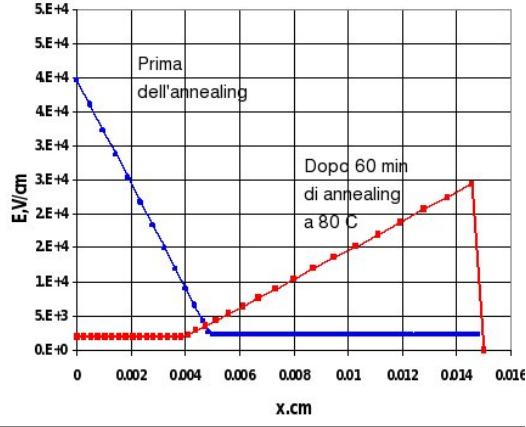


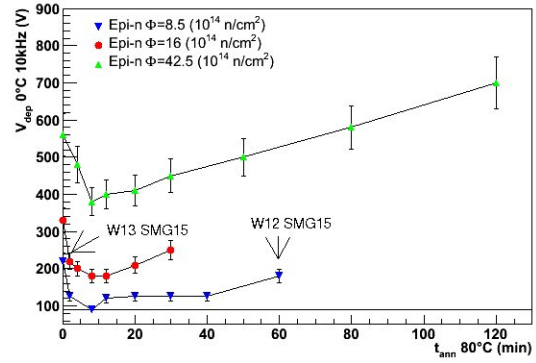
Figura 4.23: Valori di $|N_{eff}|$ per diodi epitassiali irraggiati con neutroni da 1 MeV..

accelerazione dell'*annealing* a lungo termine a 80°C rispetto a quello a 20°C è di circa 7435. Questo significa che a temperatura ambiente l'inversione avverrebbe dopo circa 10 mesi dall'irraggiamento e anche dopo altrettanti mesi a temperatura ambiente la tensione di svuotamento risulterebbe comunque inferiore a quella iniziale⁶. Per quanto riguarda l'irraggiamento con neutroni l'interpretazione dei risultati delle misure risulta più complessa. In figura 4.23 è mostrato l'andamento di N_{eff} in funzione della fluenza di neutroni. I campioni a disposizione sono irraggiati con fluenze maggiori di $8.5 \cdot 10^{14}$ n/cm 2 per cui non si hanno dati sul comportamento iniziale e si osserva solo un aumento della concentrazione efficace di carica spaziale con la fluenza (le linee che congiungono i punti non vogliono riprodurre i dati, come già spiegato nel paragrafo 4.3.3). Per capire a cosa sia dovuta la salita, possiamo considerare, come nel caso precedente, le curve di *annealing* in figura 4.24(b). Queste riproducono il tipico profilo dei dispositivi di tipo p (inversione), secondo il quale il valore di minimo di N_{eff} dopo 8 minuti corrisponderebbe al termine dell'*annealing* benefico. D'altra parte, i risultati dell'analisi del campo elettrico interno al *bulk* dei diodi specificati in figura 4.24(b), portano alla conclusione

⁶Studi svolti su diodi epitassiali dello spessore di 25 e 50 μ m irraggiati con protoni da 24 GeV fino alla fluenza di $\cdot 10^{16}$ n/cm 2 hanno condotto a conclusioni analoghe, prevedendo per diodi irraggiati alla fluenza di $6.2 \cdot 10^{16}$ n/cm 2 un'inversione di tipo dopo 20 mesi dall'irraggiamento trascorsi a temperatura ambiente [80].



(a)



(b)

Figura 4.24: (a) Profilo del campo elettrico del diodo W13 SMG15 (profilo blu) e W12 SMG15 (profilo rosso) irraggiati alla fluensa di $8.5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ di neutroni da 1 MeV : le misure di TCT sono stata effettuata prima dell'annealing (blu) e dopo aver sottoposto il diodo a 60 minuti di annealing a 80°C (rosso)(b) Curve di annealing per diodi epitassiali irraggiati con neutroni ricavate da misure eseguite a 0°C 10kHz.

opposta. In figura 4.24(a) si può notare la giunzione sul lato p^+ (prima dell'*annealing*) e sul lato n^+ (dopo 60 minuti dall'*annealing*) accompagnata sempre da una zona in cui il campo ha intensità bassa e costante ad indicare un'inversione di tipo innescata solo dal processo di *annealing* come nel caso dell'irraggiamento con protoni. In letteratura non si trovano dati utili alla comprensione di questa contraddizione dal momento che queste sono le prime misure di TCT, per la definizione del campo elettrico, eseguite su dispositivi epitassiali. Resta quindi in dubbio il significato del parametro β indicato in tabella 4.5 per gli epitassiali irraggiati con neutroni. Ulteriori studi sono tutt'ora in corso su questo tipo di substrato così come sul silicio MCz, con l'idea di sfruttare al massimo le informazioni ricavabile con la tecnica TCT, estendendole ad un più ampio e fitto intervallo di fluense e dove possibile affiancando questi studi ad ogni passo del processo di *annealing* dei sensori.

Per completezza e una maggiore chiarezza dei risultati esposti nei paragrafi 4.3.3 e 4.3.4 in figura 4.25 e nella tabella 4.6 sono riportate le misure riferite al valore della tensione di svuotamento anziché alla concentrazione efficace di carica spaziale.

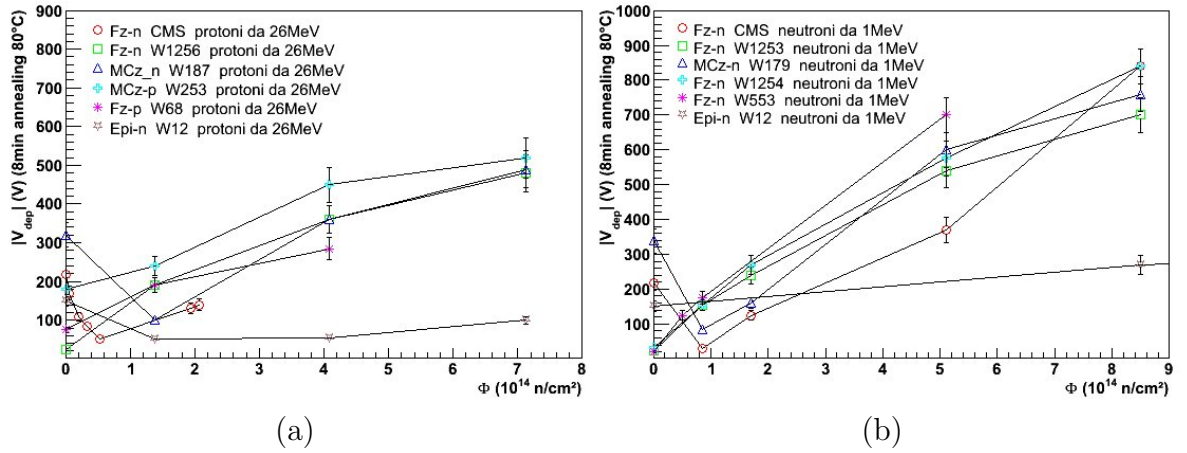


Figura 4.25: (a) Tensione di svuotamento in funzione della fluenza dei diodi irraggiati con protoni da 26 MeV. (b) Tensione di svuotamento in funzione della fluenza dei diodi irraggiati con neutroni da 1 MeV. I diodi epitassiali irraggiati con fluenza maggiore del range della figura non sono riportati per questioni di leggibilità. Per $\Phi=42.5$ n/cm² $V_{dep}=530$ V, per $\Phi=85$ n/cm² $V_{dep}=800$ V.

In definitiva dai risultati presentati in questo capitolo possiamo concludere che:

- L'andamento della corrente inversa in funzione del tempo di *annealing* e della fluenza è confrontabile per tutti i tipi di substrato studiati e risponde fedelmente all'ipotesi NIEL.
- I sensori di tipo MCz-n mostrano una maggiore stabilità della tensione di svuotamento con l'*annealing* (saturazione) rispetto ai sensori di tipo Fz-n nel caso di irraggiamento con protoni da 26 MeV. Per quanto riguarda l'andamento in funzione della fluenza di irraggiamento, i dispositivi di tipo MCz-n subiscono l'inversione di tipo per valori di fluenza maggiori rispetto ai Fz-n: $\Phi > 2 \cdot 10^{14}$ n/cm² per l'irraggiamento con protoni da 26 MeV, $\Phi > 1 \cdot 10^{14}$ n/cm² per l'irraggiamento con neutroni da 1 MeV. Dopo l'inversione, così come per i sensori di tipo p, la costante di proporzionalità tra V_{dep} e Φ è confrontabile per i due substrati.
- I sensori di tipo Epi-n irraggiati con protoni da 26 MeV fino alla fluenza di $7.13 \cdot 10^{14}$ n/cm² non subiscono inversione se non in seguito ad un trattamento

W	TIPO	IRRAGGIAMENTO	$\beta'_{20^{\circ}C, 10kHz}$ ($10^{-13} \text{ V}\cdot\text{cm}^2$)	$\beta'_{0^{\circ}C, 10kHz}$ ($10^{-13} \text{ V}\cdot\text{cm}^2$)	$\frac{\beta'_{0^{\circ}C}}{\beta'_{20^{\circ}C}}$	INTERVALLO $\Phi(10^{14}/\text{cm}^2)$
CMS	Fz n	protoni 26MeV	8.0 ± 1.9	5.9 ± 1.9	0.74	1.94-2.07
1256	Fz n	protoni 26MeV	5.3 ± 0.8	2.8 ± 0.5	0.53	1.38-7.13
187	MCz n	protoni 26MeV	4.3 ± 2.0	3.4 ± 1.2	0.81	4.08-7.13
115	MCz n	protoni 26MeV		3.2 ± 0.3		2.72-10.2
68	Fz p	protoni 26MeV	3.5 ± 1.3	3.0 ± 1.2	0.86	1.38-4.08
253	MCz p	protoni 26MeV	5 ± 1	4.0 ± 0.7	0.75	1.38-7.13
12	Epi n	protoni 26MeV	2.6 ± 0.7	1.4 ± 0.4	0.54	4.08-7.13
CMS	Fz n	neutroni 1MeV	8.8 ± 0.6	7.3 ± 0.8	0.83	0.85-8.5
1253	Fz n	neutroni 1MeV	7.6 ± 0.7	5.6 ± 0.6	0.74	0.85-8.5
1254	Fz n	neutroni 1MeV	9.1 ± 0.7	7.3 ± 0.7	0.80	0.85-8.5
553	Fz n	neutroni 1MeV	12.6 ± 1.2			0.51-5.1
179	MCz n	neutroni 1MeV	7.0 ± 1.6	6.0 ± 1.5	0.86	4.25-8.5
9	MCz p	neutroni 1MeV	11 ± 5	9 ± 4	0.88	0.85-1.7
12	Epi n	neutroni 1MeV	0.70 ± 0.08	0.83 ± 0.07	1.19	8.5-85

Tabella 4.6: Valori della costante di proporzionalità fra V_{dep} e Φ , β' , per campioni irraggiati con protoni da 26 MeV e neutroni da 1 MeV.

termico della durata corrispondente a 10 mesi a 20°C. Nel caso di irraggiamento con neutroni da 1 MeV, nel range di fluenze compreso tra $8.5\cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ e $42.5\cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$, il comportamento di questi dispositivi non risulta chiaro in termini di inversione di tipo. Possiamo comunque riconoscere, anche in questo caso, la qualità superiore delle loro prestazione: se anche risultassero invertiti, i rivelatori Epi sarebbero caratterizzati da valori di β e β' decisamente minori rispetto agli altri substrati.

- Tutti i diodi SMART irraggiati con protoni da 26 MeV hanno tensioni di svuotamento (8 min 80°C) minori di 500 V (100 V per gli Epi) in tutto il range di fluenze considerato. Per l'irraggiamento con neutroni questo valore sale fino a 700-800 V alla fluenza di $8.5\cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ (270 per gli Epi); i sensori epitassiali raggiungono il valore di $V_{dep} = 800 \text{ V}$ solo in corrispondenza di una fluenza di neutroni pari a $85\cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$.

4.3.5 Variazione dell'efficienza di raccolta di carica

Ho misurato l'efficienza di raccolta di carica su dispositivi epitassiali prima e dopo l'irraggiamento con neutroni da 1 MeV, relativamente a quella di un diodo Fz della produzione di CMS, usato come campione di riferimento. Le misure sono state svolte con un sistema ancora in fase di sviluppo in uso al Dipartimento di Energetica di Firenze. Si tratta di una strumentazione per la lettura del segnale di rivelatori a canale singolo. Il segnale viene indotto da una sorgente β^- di ^{90}Sr da 0.1 mCu con spettro di emissione avente energia massima pari a 2.284 MeV. Nell'ipotesi in cui gli elettroni proiettili siano al minimo di ionizzazione, la perdita di energia di questi nel dispositivo può essere valutata a partire dalle considerazioni esposte nel paragrafo 2.2.2. La sorgente, accoppiata con un collimatore è posta su un sostegno al di sopra del campione, il quale è fissato tramite pasta conduttiva ad una basetta in cui sono realizzati i contatti elettrici per l'elettronica di alimentazione e di lettura. La tensione di contropolarizzazione è inviata da un generatore *Keithley 2410* che è in grado di fornire valori di tensione compresi tra 200 mV e 1100 V e di leggere la corrente di polarizzazione attraverso un circuito integrato sulla stessa scheda su cui sono realizzati i circuiti per il sistema di amplificazione. Tramite microsaldature (*bonding*) con i contatti della basetta, il lato giunzione del sensore è connesso ad un preamplificatore di carica *Amptek 250* il quale invia il segnale ricevuto ad un sistema di formazione-amplificazione a due stadi, ciascuno rappresentato da un amplificatore *Amptek A275*, con guadagno complessivo pari a 30. Il segnale viene formato con una costante di tempo pari a 140 ns, scelta per minimizzare il rumore elettronico nelle misura su dispositivi irraggiati. Il rumore associato alla catena elettronica in termini di elettroni equivalenti è stato stimato pari a $515 e^- + 30 e^-/\text{pF}$. La basetta è posta su un sostegno metallico forato in corrispondenza della posizione del sensore, per permettere agli elettroni che lo attraversano di raggiungere uno scintillatore plastico che funge da trigger per il sistema di campionamento del segnale. Lo scintillatore è accoppiato otticamente con un fotomoltiplicatore (*Hamamatsu H5783*) attraverso una guida di luce in *perspex* ed è schermato dalla luce tramite

uno strato di *mylar* alluminato che introduce un taglio nell'energia degli elettroni in corrispondenza di 150 keV. Tutto l'apparato appena descritto è alloggiato all'interno di una scatola di alluminio, la quale, una volta chiusa, schermata il sistema dalla luce e riduce la diffusione di radiazioni dalla sorgente nell'ambiente di laboratorio.

È dimostrato sperimentalmente [82] che le misure di CCE sono indipendenti dalla temperatura. Infatti, sebbene la probabilità di intrappolamento delle cariche aumenti al diminuire della temperatura secondo l'equazione 3.13, questo fenomeno viene completamente compensato dall'aumento della mobilità dei portatori di carica nel materiale. Sulla base di queste considerazioni, le misure sono state svolte alla temperatura di -30°C , per ridurre gli effetti della corrente inversa nel dispositivo contropolarizzato. Il sistema di raffreddamento a contatto con il supporto metallico del dispositivo è costituito da un modulo *Peltier* da 36 Watt il cui lato ad alta temperatura è mantenuto a -5°C con l'utilizzo di un sistema idraulico, il quale forza un liquido refrigerante a scorrere all'interno di un condotto in rame⁷ a cui il *Peltier* è appoggiato. Il liquido è portato a temperatura da un sistema esterno di moduli *Peltier* da 250 Watt. Per evitare fenomeni di condensa sul dispositivo, durante la procedura di misura, dell'azoto viene iniettato con un sistema di pompaggio all'interno della scatola in alluminio.

Il segnale in uscita dal fotomoltiplicatore e quello in uscita dal sistema di amplificazione (segnali analogici in tensione) vengono inviati ad un oscilloscopio *Textronics TDS 3052* con banda passante pari a 500 MHz. Questo dialoga attraverso una porta GPIB (*General Purpose Interface Board*) con un PC da cui, tramite un programma in ambiente grafico, è possibile impostare i comandi di misura: scala dei tempi (400ns), numero di acquisizioni per il campionamento (500), specifica dell'acquisizione scelta per la registrazione del segnale⁸. Per ogni valore della tensione applicata si registra un numero sufficientemente grande di dati, in modo da potervi applicare una trattazione statistica.

⁷Realizzato appositamente dall'OC LABS de L'Aquila.

⁸Il segnale in uscita dal sistema di amplificazione e formazione è un segnale in tensione con una salita verso il massimo della durata della costante di tempo impostata. L'oscilloscopio campiona questo segnale tramite la successione di 500 punti in un intervallo di tempo pari a 400 ns: tramite il programma è possibile impostare la registrazione di una fra le 500 acquisizioni, in modo da ottenere il valore di massimo del segnale (150 ns).

I dati ottenuti vengono quindi fatti elaborare da un *software* sviluppato in ambiente grafico [83] che ne genera un istogramma. Ipotizzando la distribuzione dei dati sperimentali come risultato della convoluzione della distribuzione di Landau-Vavilov del segnale con la distribuzione gaussiana del rumore elettronico, il programma estrapola le grandezze che le caratterizzano mediante una procedura di interpolazione ai minimi quadrati. Una frazione di acquisizioni segnalate dal trigger, inoltre, è costituita da falsi conteggi dovuti al rumore sul segnale di trigger o alla radiazione di *Bremsstrahlung* dei β^- che interagiscono con il collimatore. Ognuno di questi eventi dà come risultato la somma della tensione di segnale nullo (piedistallo) e del rumore. La distribuzione del segnale sperimentale è quindi vista dal *software* nella forma:

$$F(x) = N \cdot \{f \cdot G(x - \mu, \sigma) + (1 - f) [G(x - \mu, \sigma) \otimes L(x, p_1, b)]\}, \quad (4.7)$$

dove N è il numero di conteggi, f la frazione di eventi piedistallo, μ il valore del piedistallo, x l'ampiezza del segnale, L la distribuzione di Landau con valore più probabile p_1 e parametro di larghezza b , $G(x, \sigma)$ la distribuzione Gaussiana centrata in zero con varianza σ . In figura 4.26 sono mostrate le distribuzioni del segnale per il diodo Fz di

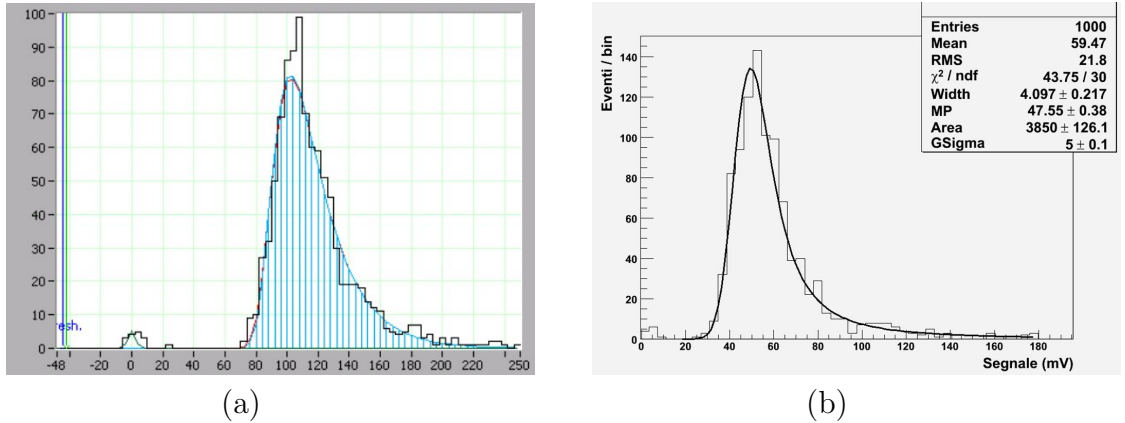


Figura 4.26: (a) Elaborazione del programma di deconvoluzione dei dati ottenuti dalle misure di raccolta di carica sul diodo Fz-n di CMS non irraggiato, contropolarizzato con una tensione di 300 V. (b) Deconvoluzione dei dati relativi al diodo epitassiale non irraggiato tramite il programma ROOT. Sono visibili i risultati del fit dove MP è il valore più probabile della distribuzione, Mean è il valore medio

riferimento (fig.4.26(a)) e il diodo epitassiale (fig.4.26(b)). Entrambi i campioni sono

non irraggiati e completamente svuotati. Si possono notare ben definite le componenti del segnale appena descritte e le curve di fit ottenute dalla procedura di deconvoluzione della Landau e la gaussiana del rumore sui falsi conteggi. Il rapporto fra il segnale ottenuto dal dispositivo Epi e il segnale del dispositivo Fz è 0.46 ± 0.02 . Le fonti di errore su questo valore sono dovute principalmente alle incertezze statistiche (2%) e alle incertezze sulla procedura di correzione dei falsi conteggi (2%). Per quanto esposto nel paragrafo 2.2.2, la perdita di energia per micron di particelle intorno al minimo di ionizzazione è proporzionale a $\ln(x)$, dove x è lo spessore del materiale. Tenendo conto di questa osservazione e degli spessori dei campioni pari a $290 \mu\text{m}$ per il Fz e $150 \mu\text{m}$ per l'epitassiale, possiamo affermare che prima dell'irraggiamento l'efficienza di raccolta di carica è equivalente nei due materiali.

Per quanto riguarda i dati ottenuti dalle misure sui diodi irraggiati sono risultati affetti da una grande componente di rumore, al punto da invalidare il procedimento di deconvoluzione. Nonostante le misure siano state condotte ad una temperatura di -30°C , si è osservato un forte aumento della corrente inversa (e quindi del rumore) in tutti i campioni studiati che avessero subito irraggiamento, in maniera crescente con la fluenza (come previsto dalla trattazione presentata nel paragrafo 4.3.2) e con la tensione di polarizzazione. La ragione di questo fenomeno può essere ricondotta alla potenza dissipata nel dispositivo che ne determina il surriscaldamento. Il sistema di raffreddamento raggiunge il rivelatore attraverso il sostegno di metallo sul quale è appoggiata la basetta. Come già spiegato questo sostegno è forato proprio in corrispondenza del sensore per permettere il passaggio degli elettroni verso lo scintillatore. La regolazione termica del dispositivo avviene quindi attraverso la basetta, che essendo di materiale plastico, ne compromette evidentemente l'efficacia. Per questo motivo sono tuttora in fase di realizzazione delle basi in metallo che siano in grado contemporaneamente di supportare, adeguatamente isolati, i contatti elettrici per il sensore e di garantire una buona conducibilità termica tra questo e il sistema di raffreddamento.

Per queste ragioni dalle misure sui diodi irraggiati è stato possibile ricavare solo il valo-

re medio dell'istogramma totale. Ho considerato, poi, che questo valore scalasse con il valore più probabile del segnale di misura allo stesso modo del caso dei diodi non irraggiati (rumore distribuito come una gaussiana centrata sullo zero), e sulla base di questa ipotesi ho ricavato le grandezze di interesse. In figura 4.27(a) sono mostrati i risultati

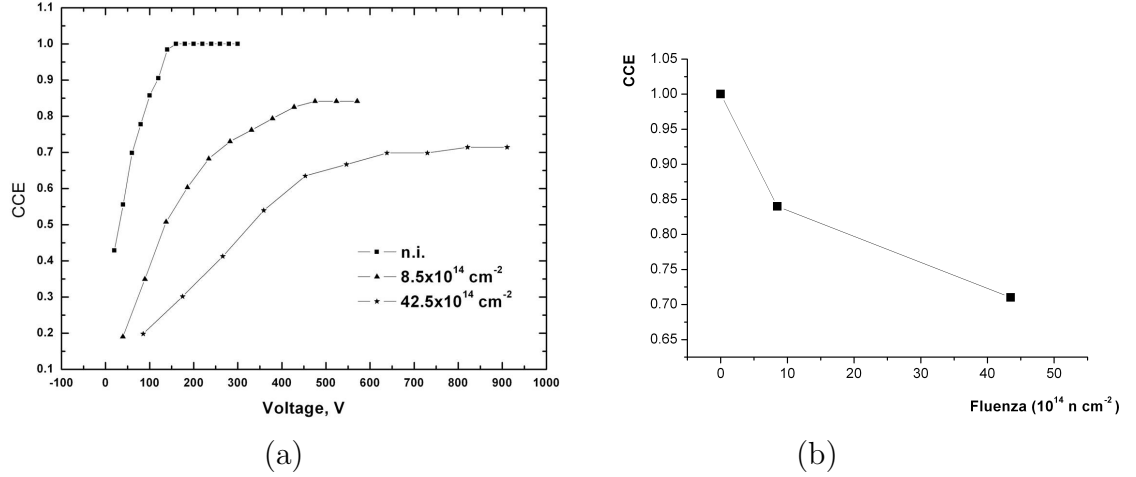


Figura 4.27: (a) Valore di CCE in funzione della tensione di polarizzazione per diodi Epi-n irraggiati con neutroni da 1 MeV alle fluenze indicate. È riportata anche la curva di riferimento del diodo non irraggiato. (b) Valori di CCE in funzione della fluenza di irraggiamento.

ottenuti dalle misure sui diodi irraggiati e sul campione non irraggiato, normalizzati al valore di saturazione del segnale raccolto in quest'ultimo. Nel caso di sensori irraggiati il segnale diminuisce con la fluenza fino a raggiungere, per $\Phi=42.5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$, un valore pari al $(71 \pm 4)\%$ (al completo svuotamento) di quello prima dell'irraggiamento. In questo caso l'errore statistico è pari al 3%. Per dare una stima del numero di elettroni corrispondenti rivelabile da un dispositivo epitassiale irraggiato alla massima fluenza, partiamo dall'equivalenza, a parità di spessore, fra la carica raccolta dal silicio epitassiale e dal Fz prima dell'irraggiamento. Dato il valore $\Delta p/x=240 \text{ eV}/\mu\text{m}$ per uno spessore di $150 \mu\text{m}$ (figura 2.10) attraversato da una particella al minimo di ionizzazione, otteniamo un numero di elettroni pre-irraggiamento pari a $(1.00 \pm 0.04) \cdot 10^4$ e dopo l'irraggiamento alla fluenza massima un numero di elettroni pari a $(7.1 \pm 0.6) \cdot 10^3$. Misure recenti di raccolta di carica su dispositivi di tipo p, Fz ed MCz di $300 \mu\text{m}$ di spessore (figura 4.28), hanno dimostrato migliori prestazioni rispetto al materiale di

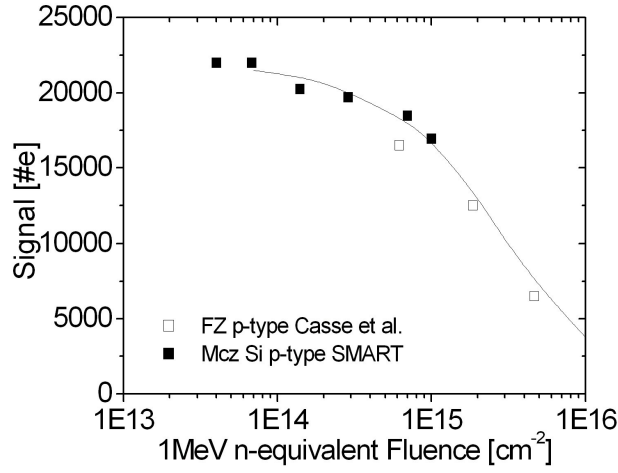


Figura 4.28: Numero di elettroni raccolti in rivelatori di tipo p , Fz e MCz di 300 μm di spessore, in funzione della fluenza di irraggiamento.

tipo n, grazie all'assenza di inversione del substrato e al fatto che possono lavorare efficientemente in regime di sotto-svuotamento. Possiamo osservare come il numero di elettroni raccolti nei dispositivi, epitassiali e di tipo p , irraggiati con una fluenza di circa $4 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ sia confrontabile, mentre per fluenze minori ($8.5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$) per le quali gli effetti di intrappolamento di carica sono meno rilevanti, diventa dominante l'effetto dello spessore del substrato.

Capitolo 5

Misure su rivelatori a microstrisce

Dopo lo studio delle proprietà dei vari substrati, ho caratterizzato i sensori a microstrisce, prototipi per i rivelatori del nuovo tracciatore di CMS a Super-LHC. Le loro caratteristiche geometriche sono riassunte in tabella 5.1. Come si può notare per tutti

Sigla	passo[μm]	larghezza impianto[μm]	larghezza poly[μm]	larghezza alluminio[μm]
s1	50	15	10	23
s2	50	20	15	28
s3	50	25	20	33
s4	50	15	10	19
s5	50	15	10	27
s6	100	15	10	23
s7	100	25	20	33
s8	100	35	30	43
s9	100	25	20	37
s10	100	25	20	41

Tabella 5.1: *Parametri caratteristici dei dieci sensori presenti in ogni wafer.*

i sensori la larghezza delle metallizzazioni sulle strisce è maggiore di quella delle strisce stesse. Questa tecnica (*metal over hang*) ha lo scopo di spostare la zona di massimo campo elettrico dal substrato in silicio all'ossido, per il quale il valore del campo elettrico corrispondente al *breakdown* per effetto valanga è maggiore. I sensori hanno un'area attiva pari a 5.92 mm \times 47.36 mm e un numero di strisce variabile a seconda del passo: 64 per i sensori con passo 50 μm (sensori 1-5) e 32 per quelli con passo 100 μm (sensori 6-10). È importante valutare come i danni da radiazione incidano

sulla tensione di *breakdown* dei dispositivi contropolarizzati in relazione al valore della tensione necessaria per lo svuotamento. A questo scopo ho svolto misure di corrente inversa e capacità verso il *bulk* totali su strutture di tipo n e p processate su substrati Fz, MCz e Epi. Inoltre, come esposto nel paragrafo 2.2.1, l'ottimizzazione del rapporto segnale/rumore associato ai dispositivi a microstrisce impone un valore contenuto di capacità totale in ingresso ai preamplificatori. Il contributo dominante a questo valore è dato dalla capacità tra gli impianti (figura 2.7), la quale, in seguito agli effetti dei danni superficiali (par.3.1), aumenta con l'irraggiamento. A questo proposito ho studiato l'andamento della capacità *interstrip* negli stessi sensori in funzione della fluenza e del tempo di *annealing*.

5.1 Andamento della corrente inversa nei sensori irraggiati

La caratterizzazione delle strutture prima dell'irraggiamento [84, 85, 86] ha rivelato che i sensori a microstrisce di tipo n hanno tutti (Fz e MCz) tensioni di *breakdown*, V_{bd} , maggiori di 600 V, mentre per quelli di tipo p si hanno valori molto più bassi. Ciò è dovuto all'elevato campo elettrico che si viene a formare tra gli impianti n^+ e lo strato di *p-spray* come mostrato in figura B.1.8. L'effetto, infatti, è risultato più evidente nel caso di sensori con alto *p-spray* per i quali la tensione di *breakdown* è inferiore a 70 V (sensori con passo 100 μm), mentre in presenza di basso *p-spray* arriva fino a 200 V. Le misure effettuate dopo l'irraggiamento mostrano un miglioramento delle prestazioni. Ho analizzato i minisensori irraggiati utilizzando la stessa strumentazione e la stessa procedura descritta nel paragrafo 4.3.1, effettuando le misure a (0°C, 2 kHz) per ridurre la corrente di buio e quando necessario a (-10°C, 600 Hz), utilizzando poi la relazione 3.7 per il confronto. Tutti i dati riportati sono riferiti a misure eseguite prima del processo di *annealing*. Va notato che i sensori Fz ed MCz irraggiati con protoni, sono stati irraggiati separatamente dai diodi studiati nel paragrafo 4.3 e in particolare in questo caso non si è riscontrato nessun tempo aggiuntivo di *annealing* (par.4.3.2).

Dopo l'irraggiamento i minisensori di tipo n , come si può osservare dalla figura 5.1,

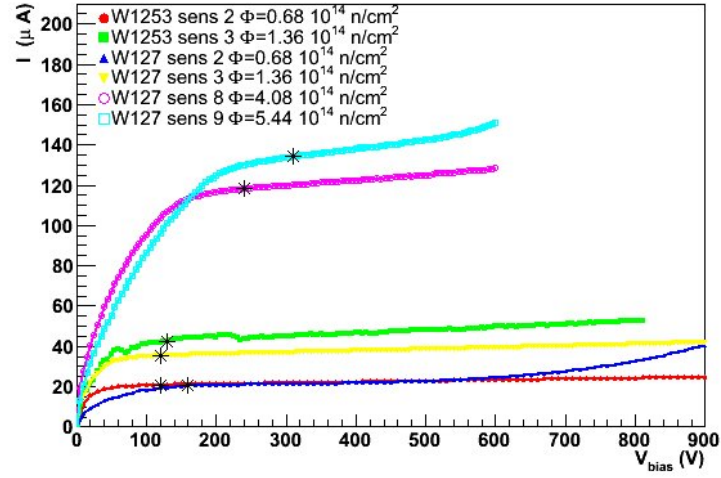


Figura 5.1: Andamento della corrente inversa al variare della tensione di contropolarizzazione in minisensori di tipo Fz- n (W1253) e MCz- n (W127), irraggiati con protoni da 26 MeV alle fluenze indicate in figura.

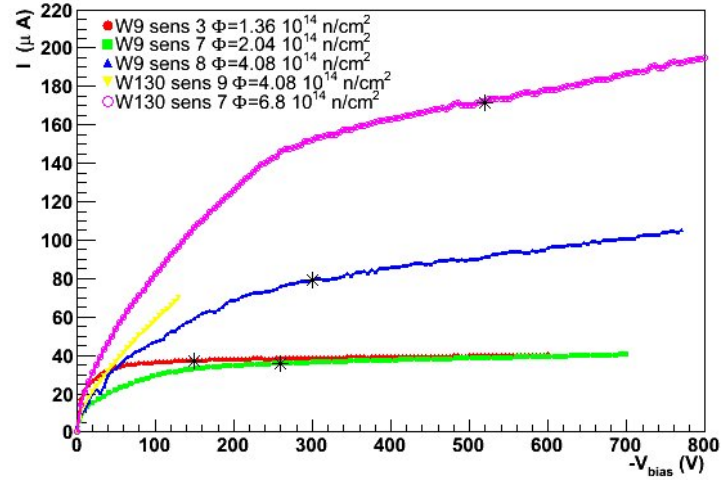


Figura 5.2: Andamento della corrente inversa al variare della tensione di contropolarizzazione in minisensori di tipo MCz- p con alto p -spray (W130) e basso p -spray (W9) irraggiati con protoni da 26 MeV alle fluenze indicate in figura. I dati riportati sono quelli ottenuti prima dell'annealing.

hanno buone prestazioni: per valori fissati della fluenza, il valore di corrente per i sensori FZ- n e MCz- n è confrontabile e per tutti i campioni la tensione di breakdown è molto maggiore di quella di svuotamento, indicata tramite asterisco per ogni sensore. Per quanto riguarda i minisensori di tipo p , in seguito all'irraggiamento si osservano

miglioramenti delle prestazioni in termini di tensione di *breakdown* soprattutto nel caso di alto *p-spray*: le particelle che rilasciano energia ionizzante infatti interagiscono con la superficie dei dispositivi creando cariche positive all'interno dell'ossido. Gli elettroni richiamati all'interfaccia riducono la concentrazione di *p-spray* [87], e quindi il campo elettrico tra questo e gli impianti n^+ . Dalla figura 5.2 si può notare il caso specifico del *wafer* 130. Il sensore irraggiato alla fluenza minore va in *breakdown* per $V_{bias} \simeq 120$ V prima dello svuotamento¹, mentre quello irraggiato alla fluenza maggiore è attraversato da una corrente più elevata (in accordo con l'equazione 3.4), ma anche per i valori più alti della tensione non raggiunge mai il *breakdown*. I sensori con

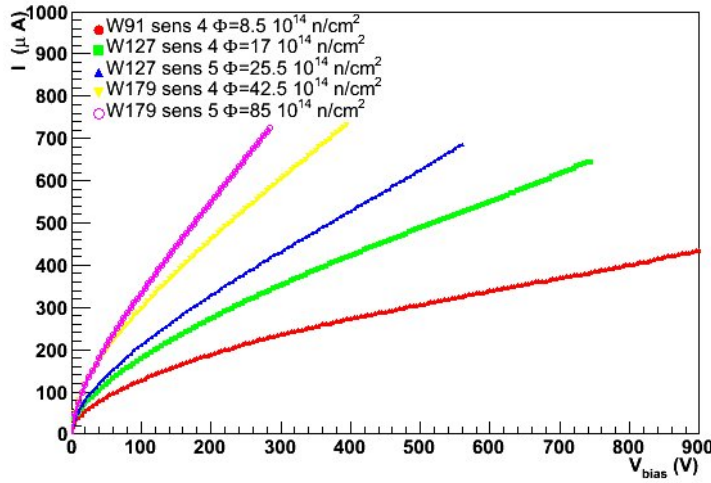


Figura 5.3: Andamento della corrente inversa al variare della tensione di contropolarizzazione in minisensori di tipo MCz-n irraggiati con neutroni da reattore alle fluenze indicate in figura.

concentrazione di *p-spray* inferiore (W9) mostrano un comportamento più simile a quelli di tipo *n*, con tensione di *breakdown* maggiore di quella di svuotamento fin dalle fluenze più basse, con migliori prestazioni di quelle ottenute prima dell'irraggiamento. L'incompleta saturazione del valore della corrente deriva dal contributo delle correnti superficiali come accennato nel paragrafo 2.1.2, che risulta crescente con la fluenza.

Ho eseguito lo stesso tipo di misure su sensori irraggiati con neutroni da reattore in un intervallo di fluenze compreso tra 8.5 e $85 \cdot 10^{14}$ n/cm^2 . Come valutato nel paragrafo

¹La misura si interrompe in conseguenza all'improvviso aumento di corrente rilevato dalla strumentazione.

4.3.3, a questi livelli di radiazione i campioni Fz e MCz studiati non raggiungono lo svuotamento completo entro i limiti strumentali di misura. È comunque possibile trarre alcune considerazioni sul loro comportamento nel *range* di tensioni disponibile. Come si può osservare in figura 5.3 per i dispositivi di tipo n si ha una forte crescita della corrente inversa all'aumentare della fluenza e della tensione applicata senza comunque raggiungere mai il *breakdown*. I risultati ottenuti dallo studio dei rivelatori di tipo p sono mostrati in figura 5.4. Analogamente a quanto osservato per i rivelatori irraggiati

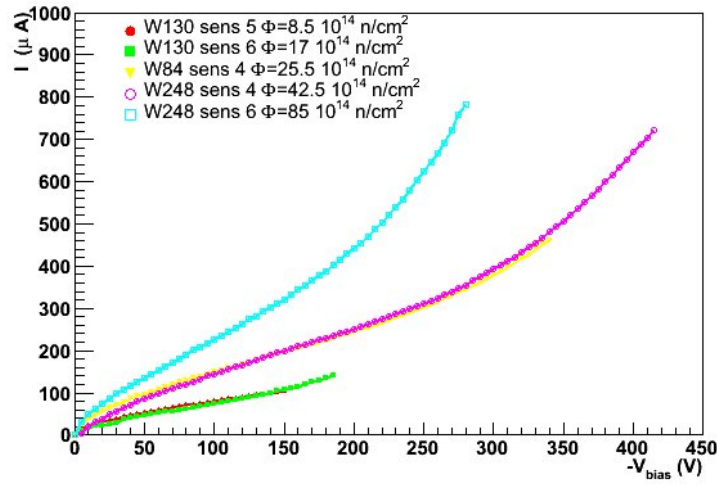
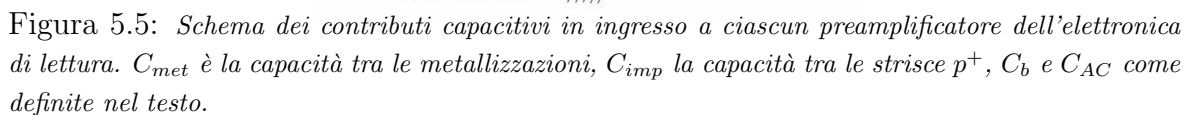


Figura 5.4: Andamento della corrente inversa al variare della tensione di contropolarizzazione in minisensori di tipo Fz-p (W84) e MCz-p con alte dosi di p-spray irraggiati con neutroni da reattore alle fluenze indicate in figura.

con protoni si notano miglioramenti all'aumentare della fluenza, anche se in proporzione minore. In questo caso l'interazione con la superficie dei sensori è imputabile alla componente di radiazione γ che accompagna sempre i neutroni da reattore, in seguito ai processi nucleari che incorrono nella catena di reazione.

5.2 Andamento della capacità interstrip dopo l'irraggiamento

Un rivelatore a microstrisce è schematizzabile con una complicata rete di capacità e resistenze nella quale si distinguono, con riferimento alla figura 5.5: la capacità di accoppiamento, C_{AC} fra una striscia di impiantazione e la corrispondente striscia di


$$C_{int} = \left(\frac{2}{C_{AC}} + \frac{1}{C_{imp}} \right)^{-1} + C_{met}. \quad (5.1)$$

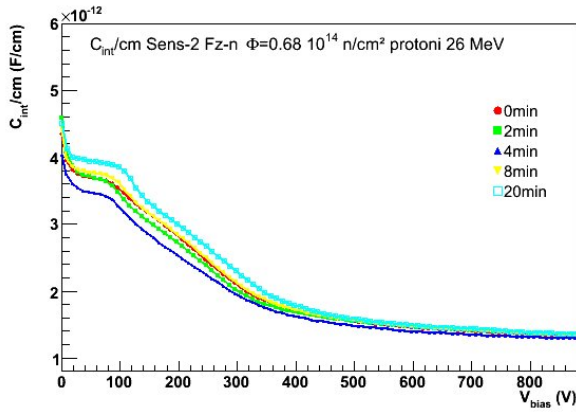
Ho svolto tutte le misure in camera climatica con la strumentazione descritta nel paragrafo 4.3.1. Per ogni misura ho utilizzato 4 manipolatori della *Probe Station* misurando per ogni striscia il valore risultante di C_{int} verso entrambe le strisce adiacenti. Per far questo ho collegato la striscia di interesse al terminale H del misuratore LCR e le altre due contemporaneamente al terminale L, tutte attraverso le *pad* in ac. Il quarto manipolatore è utilizzato per collegare a massa l'anello di polarizzazione del sensore. La

tensione di contropolarizzazione viene applicata direttamente dal generatore al *chuck* della *Probe Station* senza utilizzare nessun sistema di disaccoppiamento dei segnali. Infatti (paragrafo 4.3.1) il misuratore LCR può sostenere un massimo di 42 V ai capi dei suoi terminali. In questo caso essi sono connessi a strutture (le strisce) mantenute allo stesso potenziale di massa: tra di esse possono quindi svilupparsi solo minime differenze di potenziale associate per esempio all'incertezza sul valore dei resistori che le collega all'anello di polarizzazione. Per alcuni campioni ho svolto anche misure di C_{int} fra solo due strisce (tre manipolatori): questo valore è risultato esattamente la metà, entro la barra d'errore, di quello trovato col metodo standard.

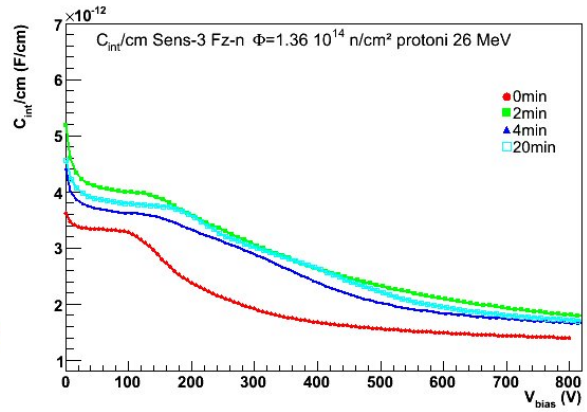
Le misure risultano comunque influenzate dalla complessa rete di capacità e resistenze che operano come un filtro passante, introducendo delle frequenze di taglio e dei picchi nella risposta in frequenza. In particolare, nell'andamento in frequenza di C_{int} in sensori di tipo n polarizzati con una tensione maggiore di quella di svuotamento, si è osservato un picco intorno alla frequenza di 1 kHz [88].

Questo andamento è dovuto alla resistenza di polarizzazione (R_{pol}) che collega la striscia p^+ all'anello di polarizzazione tenuto a massa e dallo schema di polarizzazione usato per la misura: il segnale alternato del misuratore LCR viene prima indotto sulla striscia di impiantazione attraverso la C_{AC} , poi sulle strisce p^+ adiacenti attraverso la C_{imp} ed infine sui loro elettrodi attraverso le C_{AC} . Per $R_{imp} \gg R_{pol}$, a bassa frequenza il valore dell'impedenza fra le strisce ($X_{C_{imp}} \propto \frac{1}{f}$) è maggiore di quello della resistenza di polarizzazione, e quindi il segnale viene condotto verso massa attraverso la R_{pol} ; ad alte frequenze, invece, l'impedenza $X_{C_{imp}} \ll R_{pol}$ e quindi il segnale viene indotto sulla striscia adiacente e sulle metalizzazioni. Per questo motivo ho eseguito le misure di C_{int} in funzione della tensione ad una frequenza di 10^5 Hz. Ho ricavato l'errore sul valore della capacità *interstrip* per ciascun sensore ripetendo le misure su più strisce da cui ho calcolato il valore medio e lo scarto massimo.

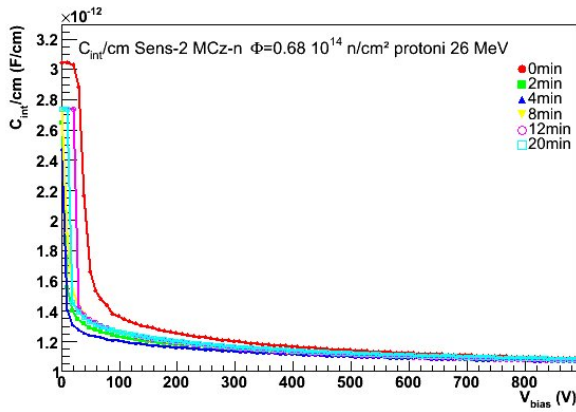
In figura 5.6 sono riportati gli andamenti della capacità interstriscia in funzione della tensione di polarizzazione per dispositivi Fz e MCz di tipo n. I dispositivi Fz mo-



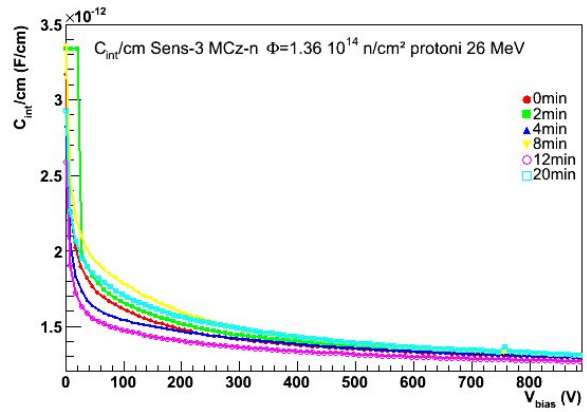
(a)



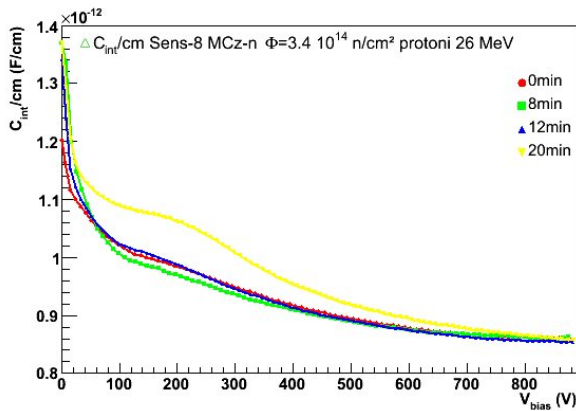
(b)



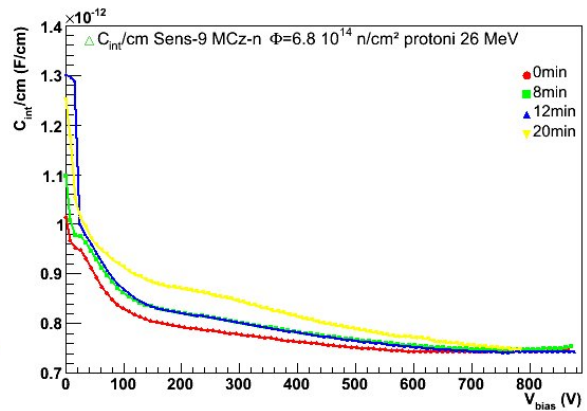
(c)



(d)

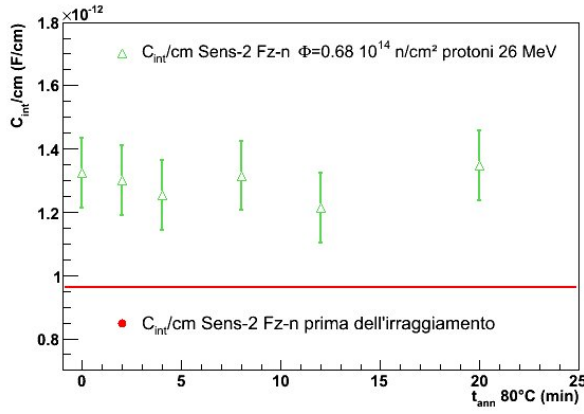


(e)

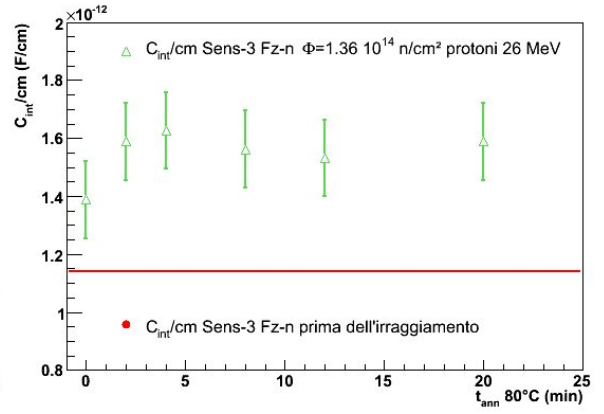


(f)

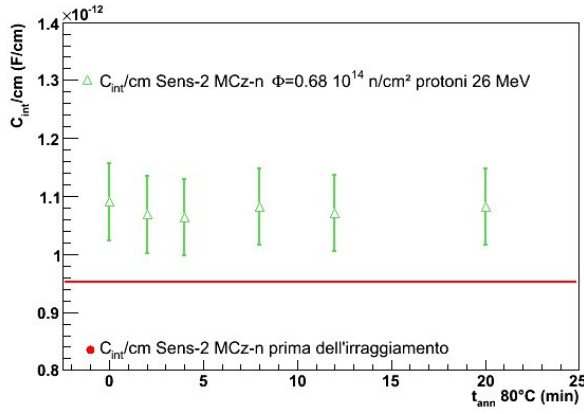
Figura 5.6: Andamento della capacità interstrip per unità di lunghezza in funzione della tensione applicata per differenti substrati irraggiati con protoni da 26 MeV alla diverse fluenze indicate in ciascuna figura. Per ciascun sensore sono riportate le curve ottenute dopo diversi minuti di annealing a 80° C.



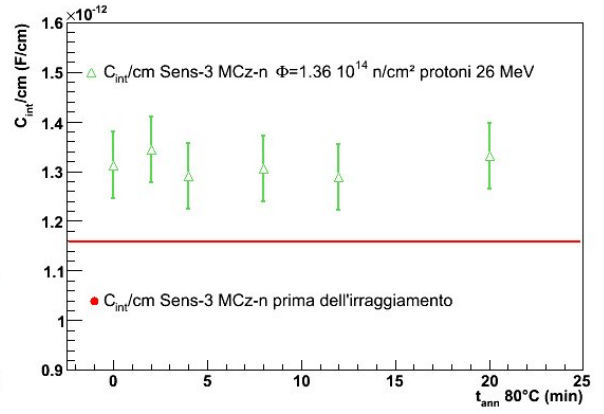
(a)



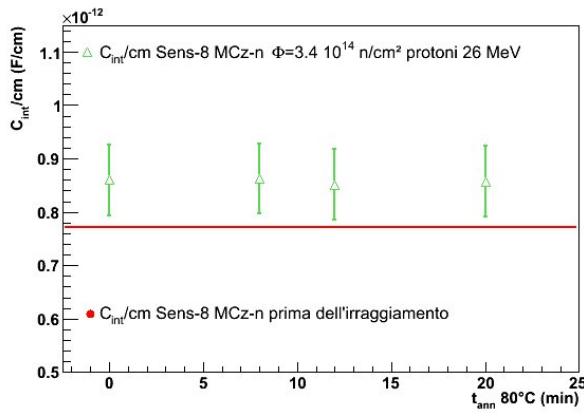
(b)



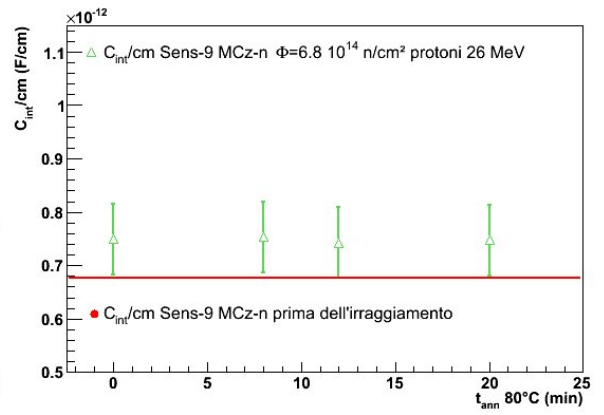
(c)



(d)



(e)



(f)

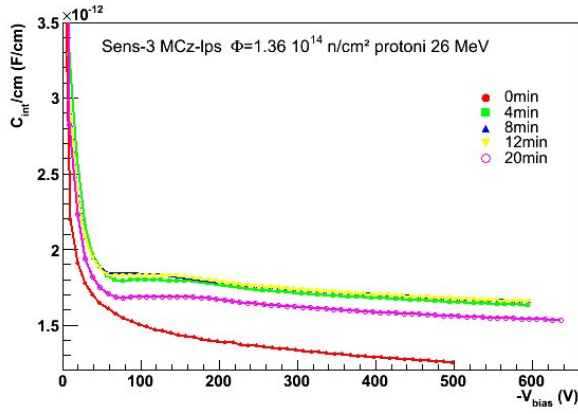
Figura 5.7: Andamento della capacità interstrip per unità di lunghezza in funzione del tempo di annealing per differenti substrati irradiati con protoni da 26 MeV alla diverse fluenze indicate in ciascuna figura.

strano il comportamento tipico dei substrati $< 111 >$: C_{int} decresce con la tensione raggiungendo un valore di *plateau* fino alla tensione di svuotamento del substrato per poi decrescere nuovamente sino a raggiungere un nuovo valore di plateau [89]. Nei dispositivi di tipo MCz-n, con substrato $< 100 >$, si osserva solo una rapida decrescita verso un valore di saturazione raggiunto per valori di tensione minore nei rivelatori irraggiati alle fluenze più basse. Per quanto detto nel paragrafo 4.3.3, mentre i dispositivi Fz risultano invertiti (n→p) già dalle fluenze minori qui considerate, gli MCz si possono ritenere tali solo per fluenze maggiori di $2 \cdot 10^{14}$ n/cm². Il comportamento dei sensori 8 e 9 è dunque anche influenzato dalla diminuzione del campo elettrico nel *bulk* in prossimità delle strisce (fig. 4.14) che genera quindi un ritardo nello svuotamento della regione tra gli impianti. Come si può osservare anche in figura 5.7, la dipendenza del valore della capacità interstriscia dal tempo di *annealing* è trascurabile. In ciascuna figura è rappresentato, tramite la linea rossa, il valore medio prima dell'irraggiamento. Questo è indipendente dal substrato (Fz o MCz), ma dipende fortemente dalla geometria del sensore, in particolare dal passo tra le strisce secondo l'equazione

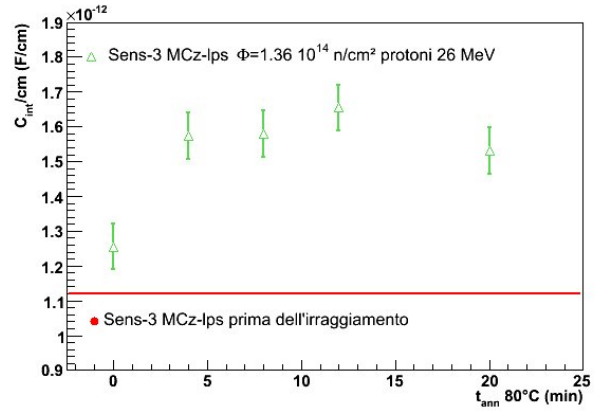
$$C_{int} = 0.1 + 1.6 \frac{\omega + 23}{p}, \quad (5.2)$$

come spiegato nel paragrafo 2.2.1. Dopo l'irraggiamento si osserva in generale un aumento di questo valore che sembra dipendere solo dal tipo di substrato e dal passo delle strisce: per i dispositivi di tipo Fz-n con passo 50 μm si ha un incremento del 26% circa, per MCz-n con passo 50 μm del 12%, per MCz-n con passo 100 μm dell'8%.

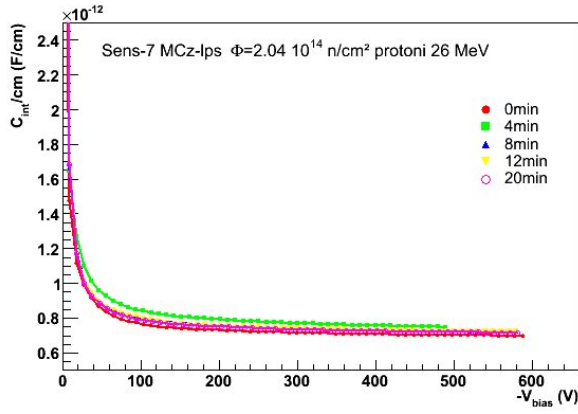
In figura 5.8 sono mostrati risultati delle misure condotte sui rivelatori MCz di tipo p appartenenti al *wafer* 9 con bassa concentrazione di *p-spray*. In generale l'andamento di C_{int} con la tensione applicata (fig. 5.8(a) (c) (e)) segue un andamento decrescente fino a raggiungere il valore di saturazione. Questo accade più velocemente per i campioni con passo largo (100 μm) tra le strisce e per le fluenze maggiori, in accordo con le considerazioni fatte nel paragrafo 5.1 in merito all'interazione delle radiazioni con la concentrazione di *p-spray*. Confrontando i valori ottenuti con quelli prima dell'irraggiamento si possono trarre conclusioni simili a quelle presentate per i sensori di



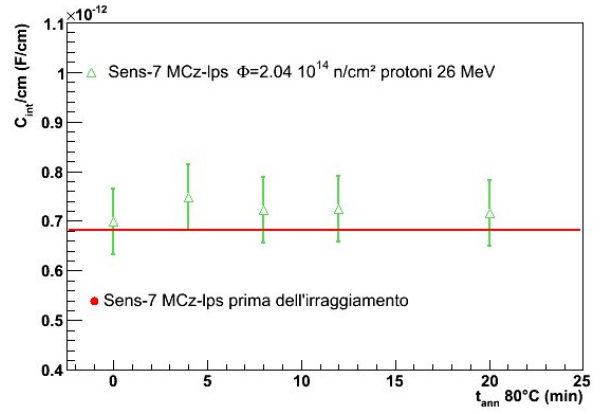
(a)



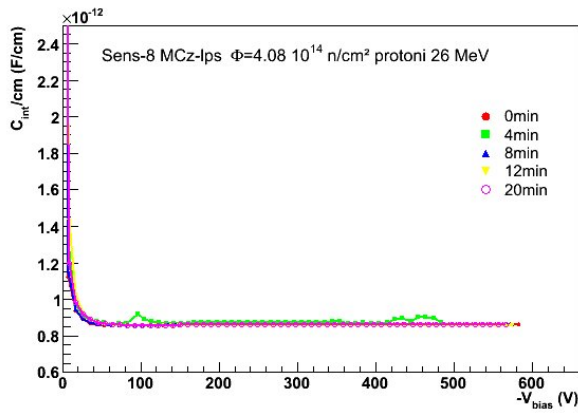
(b)



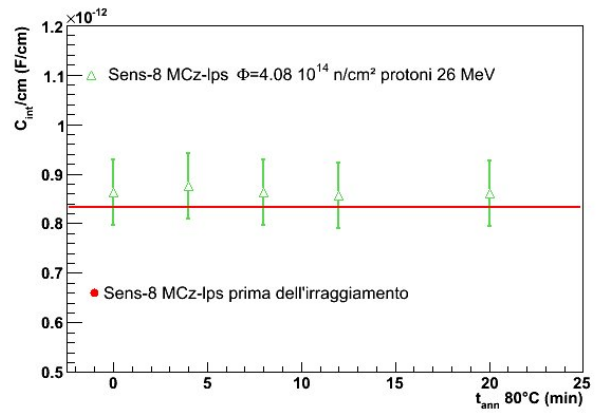
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 5.8: (a), (c), (e) Andamento di C_{int}/cm in funzione della tensione applicata a minisensori MCz-p con bassa dose di p-spray irradiati con protoni da 26 MeV. (b), (d), (f) Andamento della capacità interstrip in funzione del tempo di annealing e confronto con il valore preirraggiamento.

tipo n: un minore incremento si verifica nei sensori con passo maggiore per i quali inoltre i valori iniziali sono inferiori del 20-30% rispetto agli altri. I sensori MCz-p

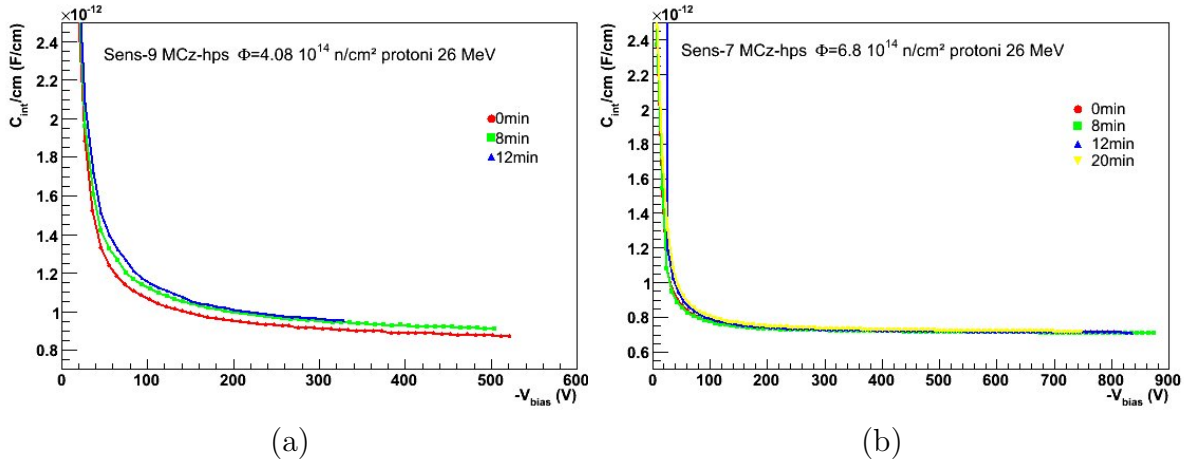


Figura 5.9: Andamento della capacità interstrip per unità di lunghezza in funzione della tensione applicata a minisensori MCz di tipo p con alte dosi di p-spray irraggiati con protoni da 26 MeV.

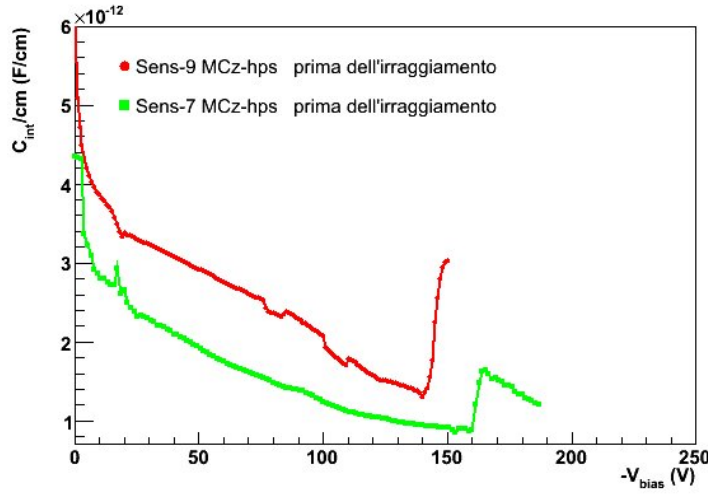


Figura 5.10: Andamento della capacità interstrip per unità di lunghezza in funzione della tensione di contropolarizzazione per minisensori MCz di tipo p con alte dosi di p-spray prima dell'irraggiamento.

con alte dosi di *p-spray* dopo l'irraggiamento hanno lo stesso comportamento in funzione della tensione applicata (fig.5.9), mentre i dati ottenuti prima dell'irraggiamento mostrano sensibili differenze rispetto a quelli ottenuti per gli altri sensori. In questo caso all'aumentare di V_{bias} il campo elettrico tra le impiantazioni n^+ e lo strato di *p-spray* raggiunge un'intensità tale da indurre un *breakdown* a basse tensioni, come si

può osservare in figura 5.10. Solo in seguito all'irraggiamento questi rivelatori mostrano prestazioni accettabili. In definitiva quindi possiamo affermare che è da preferirsi una minore concentrazione di *p-spray*. È stato dimostrato [90], infatti, che una dose di *p-spray* pari a $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ è sufficiente a garantire l'isolamento tra le impiantazioni n^+ , fra le quali anche dopo l'irraggiamento si misura una resistenza maggiore di qualche $\text{M}\Omega$ e, come appena dimostrato, le loro prestazioni sono migliori in termini di *breakdown* e di capacità *interstrip*.

5.3 Minisensori Epitassiali

I risultati presentati in questo paragrafo sono i primi ottenuti dallo studio di minisensori a microstrisce processati su substrati di tipo epitassiale dello spessore di $150 \mu\text{m}$. Questi, a differenza di quelli Fz e MCz, hanno subito gli stessi irraggiamenti dei diodi. È quindi necessario considerare il tempo di annealing aggiuntivo nel caso di irraggiamento con protoni da 26 MeV. Per questo motivo ho riportato i risultati delle misure di corrente effettuate sui rivelatori irraggiati con neutroni riferiti sia a 0 minuti di *annealing* (procedura standard), sia a 8 minuti, per confronto con l'irraggiamento con protoni. Come si può osservare in figura 5.11, in seguito all'irraggiamento, questi

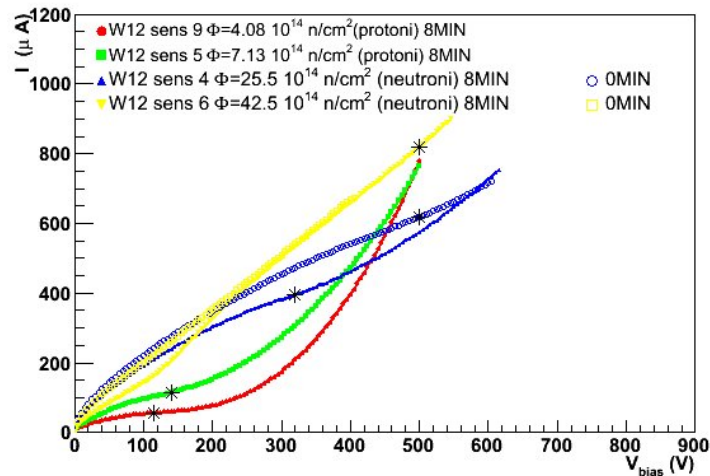


Figura 5.11: Andamento della corrente inversa al variare della tensione di contropolarizzazione in minisensori di tipo Epi-n irraggiati con neutroni da reattore o protoni da 26 MeV alle fluenze indicate in figura. Per ciascun campione è specificato il tempo di annealing a cui è stato sottoposto.

sensori risultano completamente svuotati per tensioni applicate minori di 150 V nel caso di irraggiamento con protoni fino alla fluenza di $7.13 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, e minori di 500 V nell'irraggiamento con neutroni² fino alla fluenza di $42.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Le tensioni di *breakdown* risultano essere maggiori di V_{dep} in ogni caso. È interessante notare

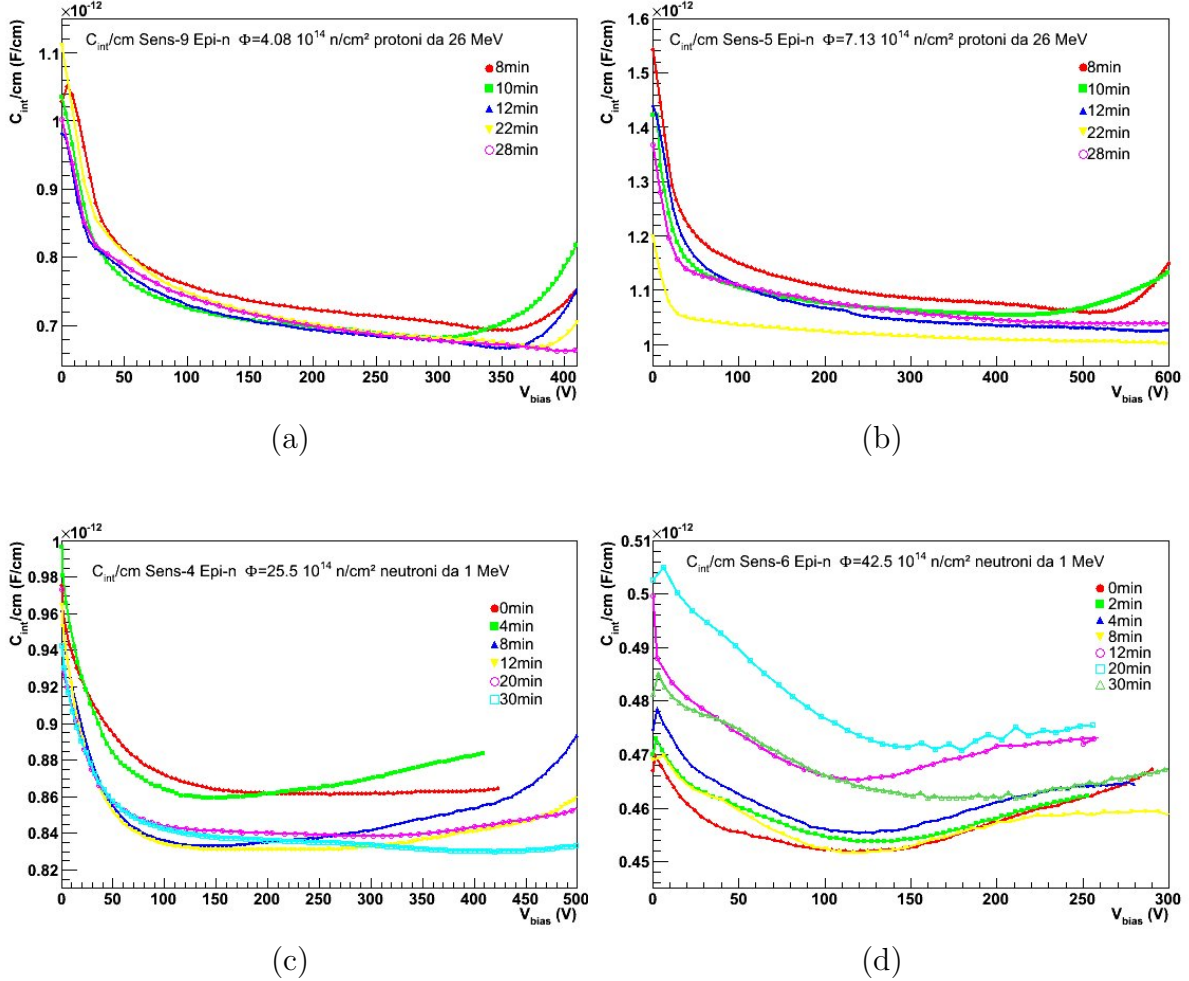


Figura 5.12: Andamento di C_{int}/cm in funzione della tensione applicata a minisensori Epi-n irraggiati con protoni da 26 MeV o neutroni da 1 MeV.

come, confrontando i risultati dell'irraggiamento con protoni con quelli ottenuti per i sensori di tipo MCz-n per fluenze analoghe (fig. 5.1), si osservano andamenti diversi.

All'aumentare della tensione applicata, la corrente negli MCz tende ad un valore di

²Nel caso del sensore 6 prima dell'*annealing*, la tensione di svuotamento risulta essere pari a 640 V. Poichè la misura di corrente è stata erroneamente registrata incompleta, non è possibile mostrare graficamente quanto asserito nel testo.

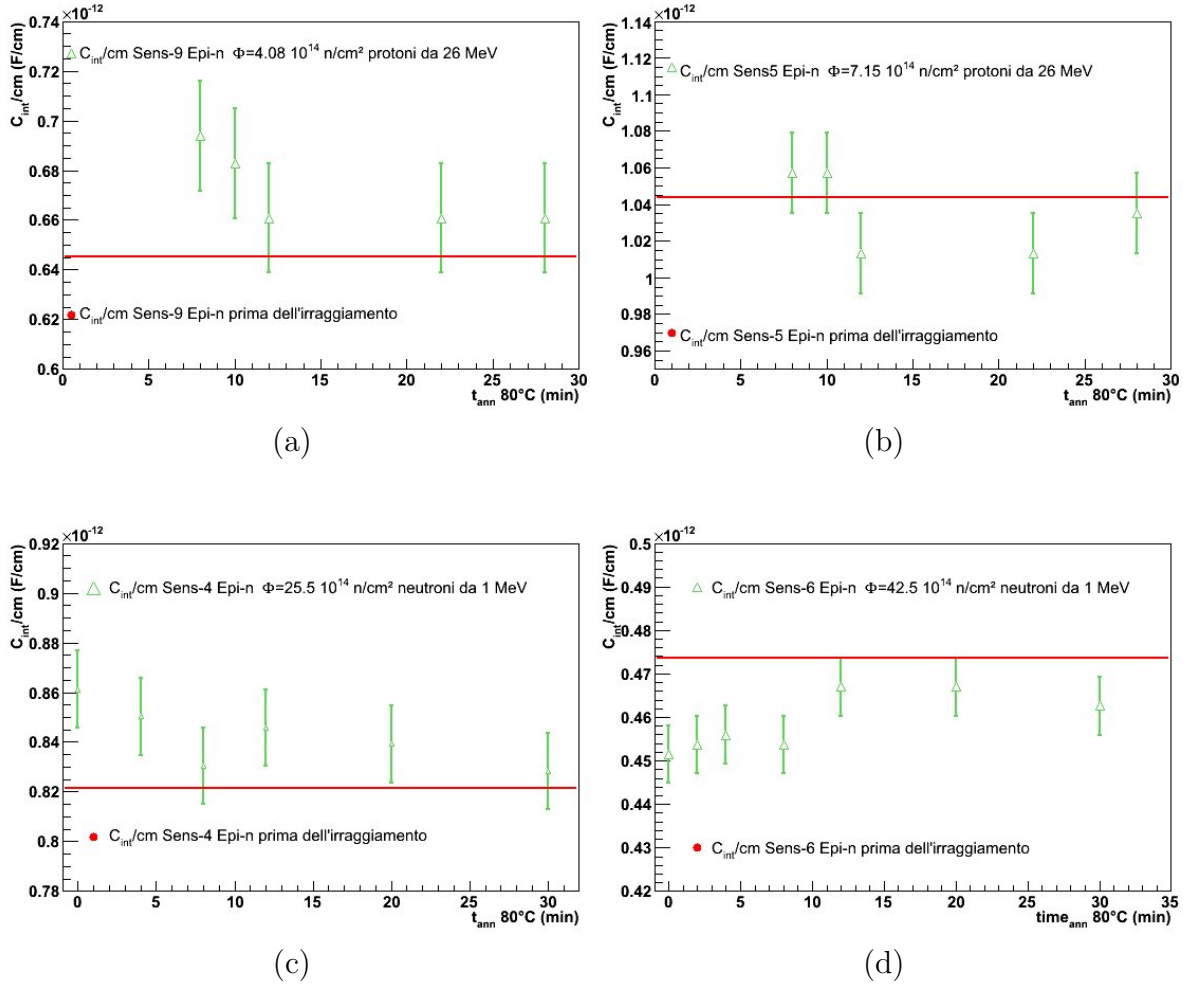


Figura 5.13: Andamento di C_{int}/cm in funzione del tempo di annealing per minisensori Epi-n irradiati con protoni da 26 MeV o neutroni da 1 MeV e confronto con il valore preirraggiamento.

saturatione, mentre negli epitassiali ha un rapido aumento. I sensori epitassiali hanno spessore corrispondente a metà di quello degli MCz per cui, in condizione di completo svuotamento per entrambi i substrati e a parità di V_{bias} , possiamo affermare che nel *bulk* degli Epi è presente un campo elettrico maggiore rispetto a quello presente nel *bulk* degli MCz. Per questa ragione la condizione di *breakdown* si verifica per valori più bassi della tensione applicata.

Le misure di capacità interstriscia, riportate in figura 5.12, riflettono questo comportamento. Esse infatti sono confrontabili con quelle presentate per i sensori MCz fino a valori della tensione applicata per i quali la corrente inversa che circola nei sensori

risultati minore di $200\ \mu\text{A}$ (fig. 5.12(a)) o di $400\ \mu\text{A}$ (fig. 5.12(b)). A tensioni maggiori si osserva un brusco aumento del valore di C_{int} . Per i sensori irraggiati con neutroni si può notare come, superati gli stessi limiti di corrente ($400\ \mu\text{A}$ per il sensore 4 e $200\ \mu\text{A}$ per il sensore 6), si verifichi un analogo comportamento anomalo. Livelli così alti di corrente all'interno del rivelatore alterano sensibilmente le caratteristiche della complessa rete di capacità e resistenze con la quale si può schematizzare il rivelatore stesso. Inoltre si può pensare ad una diminuzione della resistenza tra le strisce che porta ad invalidare la schematizzazione tramite CR parallelo adottato dal misuratore LCR. In figura 5.13 è riportato il confronto delle misure con i valori ottenuti prima dell'irraggiamento. Ciascun risultato è riferito al minimo delle curve di figura 5.12.

Dalle misure sui minisensori possiamo allora trarre le seguenti conclusioni:

- I minisensori di tipo MCz-n irraggiati con protoni da 26 MeV fino alla fluenza di $5.4 \cdot 10^{14}\ \text{n/cm}^2$ hanno tutti tensioni di *breakdown* maggiori di quella di svuotamento. Per quanto riguarda l'irraggiamento con neutroni nell'intervallo di fluenze compreso tra $8.5 \cdot 10^{14}\ \text{n/cm}^2$ e $85 \cdot 10^{14}\ \text{n/cm}^2$ non si osserva né lo svuotamento né il *breakdown* entro i limiti strumentali.
- Il valore medio della capacità *interstrip* nei sensori MCz-n aumenta in percentuale, dopo l'irraggiamento con protoni da 26 MeV, di circa il 10%. La dipendenza dal tempo di *annealing* risulta trascurabile.
- I minisensori MCz-p con bassa concentrazione di *p-spray* hanno comportamento analogo ai sensori di tipo n per ciò che riguarda la tensione di *breakdown*. Il valore medio di C_{int} aumenta di circa il 30% per rivelatori con passo di $50\ \mu\text{m}$ e rimane praticamente invariato nei rivelatori con passo $100\ \mu\text{m}$ irraggiati con protoni.
- I minisensori MCz-p con alta dose di *p-spray* mostrano tensioni di *breakdown* molto basse sia prima, sia dopo l'irraggiamento con basse fluenze ($4.08 \cdot 10^{14}\ \text{n/cm}^2$)

di protoni da 26 MeV. Si osservano miglioramenti solo in seguito all'irraggiamento con una fluensa pari a $6.8 \cdot 10^{14}$ n/cm². Non è possibile un confronto della capacità interstriscia con i valori relativi ai dispositivi non irraggiati a causa dell'alto campo elettrico presente in questi ultimi tra le impiantazioni e lo strato di *p-spray* che causa un *breakdown* a basse tensioni di polarizzazione.

- I minisensori epitassiali raggiungono lo svuotamento completo per valori della tensione minori rispetto a quella di *breakdown* sia in seguito all'irraggiamento con protoni da 26 MeV fino alla fluensa di $7.13 \cdot 10^{14}$ n/cm², sia dopo l'irraggiamento con neutroni da 1 MeV nell'intervallo di fluense compreso tra $8.5 \cdot 10^{14}$ n/cm² e $85 \cdot 10^{14}$ n/cm². In generale, per alti valori della tensione applicata, questi sensori sviluppano correnti inverse maggiori dei sensori MCz. Le dimensioni ridotte del substrato (spessore di 150 μ m) causano infatti l'instaurarsi di un maggiore campo elettrico al suo interno, che causa un *breakdown* anticipato.
- Per i minisensori di tipo Epi-n le misure di capacità interstriscia risultano influenzate dalle alte correnti indotte nei dispositivi vicino alla tensione di *breakdown* fino ad invalidare la consistenza della procedura di misura.

Conclusioni

Il mio lavoro di tesi è stato dedicato allo studio della resistenza alle radiazioni di dispositivi per la rivelazione di particelle realizzati su silicio di tipologia innovativa, in particolar modo Magnetic Czochralski (MCz di tipo p e n) ed Epitassiale (Epi di tipo n). Allo scopo ho utilizzato strutture test, diodi e minisensori, della produzione SMART, irraggiati con protoni da 26 MeV e neutroni da reattore.

Tramite misure delle caratteristiche CV e IV eseguite sui diodi ho analizzato le variazioni in funzione del tempo di *annealing* e della fluenza di irraggiamento della grandezze macroscopiche (tensione di svuotamento e corrente inversa) che caratterizzano le prestazioni dei sensori. Ho eseguito lo stesso tipo di misure su dispositivi di silicio standard Float Zone (Fz di tipo n e p) allo scopo di evidenziarne le differenze, dandone anche un'interpretazione microscopica basata sulle più recenti teorie dei danni indotti dalle radiazioni nel silicio. I risultati sperimentali hanno dimostrato, in generale, una maggiore resistenza al danno da radiazione dei substrati MCz e Epi rispetto al silicio Fz standard (in particolar modo il substrato Epi-n), sia in funzione della fluenza di irraggiamento, sia in funzione del tempo di *annealing*. In entrambi i casi si osserva la struttura a doppio picco del campo elettrico interno al *bulk* e l'inversione di tipo risulta ritardata.

Ho eseguito misure di efficienza di raccolta di carica su dispositivi epitassiali irraggiati con neutroni fino alla fluenza di $42.5 \cdot 10^{14}$ n/cm² ottenendo un valore di CCE pari al 70% del valore prima dell'irraggiamento, in corrispondenza della fluenza massima.

Infine ho studiato il comportamento dei minisensori a microstrisce, processati su substrati MCz (di tipo n e p), Epi-n e Fz-n, in termini di tensione di *breakdown* e di capacità interstriscia in funzione della fluenza di irraggiamento e del tempo di *annealing*. I minisensori MCz-n, dopo l'irraggiamento con protoni, mostrano tensioni

di svuotamento minori di quelle di *breakdown* e un contenuto aumento della capacità *interstrip*. I sensori di tipo p con bassa concentrazione di *p-spray* hanno dimostrato prestazioni migliori rispetto a quelli con alta concentrazione di *p-spray* e analoghe a quelle dei rivelatori di tipo n. Le misure sui rivelatori a microstrisce di tipo Epi-n sono le prime realizzate su dispositivi di questo tipo con spessore attivo di $150\ \mu\text{m}$. Sebbene raggiungano lo svuotamento completo prima del *breakdown* anche alle più alte fluenze di neutroni ($42.5 \cdot 10^{14}\ \text{n/cm}^2$), sviluppano alte correnti inverse per valori della tensione applicata minori rispetto ai dispositivi MCz. L'andamento della capacità *interstrip* risulta influenzato da questo comportamento.

I risultati delle mie misure sono in accordo con altri ricavati nell'ambito della collaborazione RD50 [71].

Dai risultati ottenuti in questo lavoro di tesi è possibile trarre alcuni suggerimenti per il progetto del tracciatore di CMS a Super-LHC, per quel che riguarda la scelta dei materiali sensibili su cui realizzare i singoli rivelatori. Chiaramente il disegno di un apparato così complesso deve tenere conto di numerosi altri fattori, come ad esempio le prestazioni nella ricostruzione delle tracce cariche, la possibilità di implementare un sistema di trigger e le problematiche poste dall'alimentazione dei moduli e dal loro raffreddamento.

La trattazione che segue, quindi, copre solo l'aspetto legato alla resistenza alla radiazione dei substrati dei sensori. Per rispondere alle richieste esposte nel paragrafo 1.4, nella zona più interna del tracciatore ($r < 20\ \text{cm}$) risulta opportuno l'utilizzo della geometria a pixel (per esempio con area $50 \times 100 - 150 \times 650\ \mu\text{m}^2$) di basso spessore attivo ($100\text{-}150\ \mu\text{m}$). Si prevede infatti [71] che per fluenze maggiori di circa $10^{15}\ \text{n/cm}^2$, corrispondenti ad una distanza minore di $20\ \text{cm}$ dal centro di collisione dei fasci, il segnale raccolto sarà solo quello generato entro questo spessore, a causa della diminuzione del libero cammino medio dei portatori di carica in seguito ai danni indotti dalle radiazioni. Per

20 cm < r < 50 cm è possibile considerare rivelatori a microstrisce di passo 80 μm e lunghezza 3 cm (*short strip*) dello spessore di 300 μm , al fine di massimizzare la raccolta di carica, mentre per $r > 50$ cm risulta ancora appropriata la geometria dei sensori progettati per LHC. Nell'ipotesi in cui si voglia mantenere la tensione di svuotamento dei rivelatori al di sotto dei 500 V possiamo usare i risultati esposti in tabella 4.6 per una stima delle prestazioni dei vari substrati in corrispondenza dei valori di fluenza di interesse. In tabella 5.2 sono riportate le fluenze massime sostenibili dai vari tipi di substrati e la corrispondente distanza minima dal centro di collisione dei fasci ottenute dall'andamento della curva in figura 1.9. Si può quindi supporre l'utilizzo di rivelato-

Substrato	Irraggiamento	β' $10^{-13} \text{ V}\cdot\text{cm}^2$	Fluenza max n/cm^2	Distanza min cm
MCz-n 300 μm	protoni 26 MeV	4.3 ± 2.0	$(12 \pm 5) \cdot 10^{14}$	19 ± 9
MCz-n 300 μm	neutroni 1 MeV	7.0 ± 1.6	$(7.2 \pm 1.6) \cdot 10^{14}$	24 ± 5
MCz-p 300 μm	protoni 26 MeV	5 ± 1	$(9.4 \pm 1.7) \cdot 10^{14}$	20 ± 4
MCz-p 300 μm	neutroni 1 MeV	10 ± 5	$(4.7 \pm 2.0) \cdot 10^{14}$	30 ± 13
Epi-n 150 μm	protoni 26 MeV	2.6 ± 0.7	$(19 \pm 5) \cdot 10^{14}$	13 ± 4
Epi-n 150 μm	neutroni 1 MeV	0.70 ± 0.08	$(1.25 \pm 0.11) \cdot 10^{16}$	4.3 ± 0.5

Tabella 5.2: *Stima delle fluenze di irraggiamento, con protoni da 26 MeV e neutroni da 1 MeV, corrispondenti ad una tensione di svuotamento pari a 500 V per vari tipi di substrato. Per ciascun caso è data anche la corrispondente distanza dal centro di collisione dei fasci.*

ri a pixel processati su un substrato di silicio Epi-n nell'intervallo 13 cm < r < 20-30 cm, mentre nella parte centrale del tracciatore, 20-30 < r < 50, i risultati sperimentali indicano come scelta appropriata l'utilizzo di rivelatori a microstrisce *short strip* dello spessore di 300 μm in silicio MCz-n o MCz-p.

Nell'ipotesi in cui i valori della costante β (4.5) ricavati per i dispositivi epitassiali siano validi anche riducendo lo spessore da 150 μm a 100 μm , otterremmo in questo secondo caso i risultati esposti in tabella 5.3. Appare evidente l'adeguatezza di questo spessore

Substrato	Irraggiamento	β' $10^{-13} \text{ V}\cdot\text{cm}^2$	Fluenza max n/cm^2	Distanza min cm
Epi-n 100 μm	protoni 26 MeV	0.12 ± 0.06	$(1.5\pm0.7)\cdot10^{16}$	4
Epi-n 100 μm	neutroni 1 MeV	0.031 ± 0.004	$> 10^{17}$	4

Tabella 5.3: *Previsioni delle fluenze di irraggiamento, con protoni da 26 MeV e neutroni da 1 MeV, corrispondenti ad una tensione di svuotamento pari a 500 V per dispositivi con substrato di tipo Epi-n dello spessore di 100 μm insieme alla corrispondente distanza dal centro di interazione dei fasci. La stima si basa sull'ipotesi di equivalenza tra i danni indotti dalle radiazioni in questo tipo di sensori e quelli riscontrati nei dispositivi di spessore pari a 150 μm .*

del substrato per la realizzazione di rivelatori a pixel da utilizzarsi nella zona del tracciatore di CMS con $r < 14 \text{ cm}$. Chiaramente queste semplici considerazioni necessitano di un approfondimento sperimentale rigoroso, cos  come lo studio dei substrati di tipo p i quali sono risultati, da studi compiuti in RD50 [91, 54], molto promettenti in termini di efficienza di raccolta di carica. A questo proposito, per concludere con uno sguardo verso il futuro, la collaborazione SMART ha attualmente in produzione un terzo *run* di rivelatori con l'utilizzo di nuove maschere su substrato di tipo p. Nello specifico:

- materiali epitassiali di 100 μm di spessore attivo, MCz e DOFZ di spessore 300 μm ;
- una nuova tecnica di isolamento tra le strisce dei sensori di tipo p basata sulla combinazione di una bassa dose di *p-spray* e di un impianto *p-stop*;
- minisensori con passo tra le strisce di 80 μm e lunghezza 3 cm;
- *macro pixel* lunghi 2 cm e passo 50 μm ;
- pixel dello stesso disegno dei sensori presenti nei tracciatori degli esperimenti ATLAS e CMS.

Componenti del sistema CMS

Nel paragrafo 1.3, ho introdotto le varie componenti del rivelatore CMS soffermandomi esclusivamente sul tracciatore. Per completezza, farò qui una rapida descrizione anche degli altri sistemi: i calorimetri, il magnete e le camere a muoni.

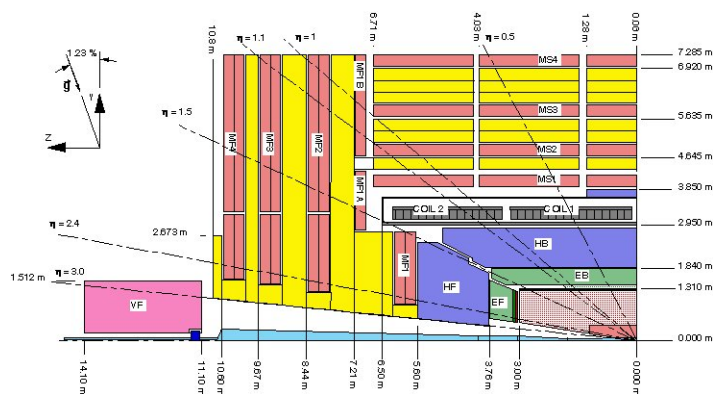


Figura A.1: *Simulazione schematica della rivelazione di diverse particelle nei vari strati di CMS.* .

A.0.1 I calorimetri

Il calorimetro elettromagnetico ECAL

Il calorimetro elettromagnetico [19] è posto fra il tracciatore e il calorimetro adronico in una regione con r appartenente all'intervallo $1.2 \text{ m} < r < 1.8 \text{ m}$ e pseudorapidità $|\eta| < 3$. È costituito da cristalli di tungstato di piombo ($PbWO_4$), scelti per il basso valore della lunghezza di radiazione X_0^1 , pari a 0.89 cm, e del raggio di Molière

¹La lunghezza di radiazione X_0 è il percorso che un elettrone altamente energetico deve compiere in un materiale per ridurre la sua energia ad una frazione pari a $1/e$ del valore iniziale.

$R_M^2=2.0$ cm. Inoltre il processo di scintillazione di questo materiale ha un tempo di decadimento molto breve ($\tau \simeq 10$ ns); questa caratteristica permette di raccogliere, nei 25 ns che intercorrono tra una interazione e la successiva, circa l'85% della luce emessa. Il tungstanato di piombo ha inoltre eccellenti doti di resistenza alle radiazioni ed è chimicamente inerte.

Il processo fisico che impone delle richieste severe all'ECAL è il decadimento del bosone di Higgs in due fotoni ($H^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Per questo processo la risoluzione in energia è fondamentale per il calcolo della massa invariante dei due fotoni rivelati, al fine di stimare la massa dell'Higgs. La precisione della misura della massa dipende dalla precisione della misura dell'energia dei due fotoni (E_1, E_2) e della loro separazione angolare (θ) ed è data da:

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\theta}{\tan(\theta/2)}\right)^2 \right], \quad (\text{A.1})$$

dove l'energia è espressa in GeV e la separazione angolare in radianti e la risoluzione in energia è solitamente parametrizzata tramite l'espressione:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{E}\right)^2 + c^2. \quad (\text{A.2})$$

Il primo termine schematizza le fluttuazioni statistiche del contenuto dello sciame, il secondo è dovuto al rumore dell'elettronica di lettura, il terzo è un termine costante che tiene conto della disomogeneità dei cristalli.

Il calorimetro adronico HCAL

All'esterno del calorimetro elettromagnetico si colloca il calorimetro adronico [20] ad una distanza r dall'asse del sistema CMS tale per cui $1.8 \text{ m} < r < 2.9 \text{ m}$ con un intervallo di pseudorapidità $0 < |\eta| < 5$.

Esso lavorerà in combinazione con ECAL per la misura di energia e direzione di particelle e jet adronici, permettendo così anche la misura di energia trasversa mancante, associata alla produzione di neutrini o di eventuali particelle di nuova fisica. HCAL è

²È una misura della dimensione trasversale dello sciame elettromagnetico in un calorimetro.

un calorimetro a campionamento in cui strati di scintillatori plastici (materiale sensibile) sono alternati con strati di ottone (materiale assorbente). Lo spessore del HCAL è di 8.9 lunghezze di interazione nucleare λ_0^3 nella regione *barrel* e di $10 \lambda_0$ nelle *end-cap*. La dimensione del *barrel* nella direzione r , essendo limitata dalla presenza del magnete, non sarebbe sufficiente a contenere completamente gli sciame adronici altamente energetici, quindi all'esterno del magnete sono alloggiati ulteriori strati di materiale scintillante, detti *tail catcher*. La risoluzione energetica attesa per i *jet* adronici, combinata con quella di ECAL, sarà :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{100\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (4.5\%)^2 \quad (\text{A.3})$$

In realtà la combinazione del *barrel* con i due *endcap* ricopre una regione in cui la pseudorapidità risulta $|\eta| < 3$. Per coprire la regione di pseudorapidità $3 < |\eta| < 5$ verranno installati attorno alle posizioni $z = \pm 11$ m i calorimetri in avanti, chiamati HF (*Hadron calorimeter Forward*).

Sia ECAL, sia HCAL parteciperanno, insieme al sistema di rivelazione per muoni, al primo livello di trigger di CMS.

A.0.2 Il magnete

Il magnete [18] è una delle componenti fondamentali del rivelatore CMS: esso è un unico solenoide superconduttore in grado di generare al suo interno un campo magnetico di 4 Tesla diretto parallelamente all'asse z , piuttosto omogeneo.

Si estende nella regione caratterizzata da un valore del raggio r tale che $2.9 \text{ m} < r < 3.8 \text{ m}$ e da un valore di pseudorapidità $0 < |\eta| < 1.5$. Il diametro interno è sufficientemente grande per contenere il tracciatore e i calorimetri, mentre il giogo di ferro esterno, attraverso il quale si chiude il flusso del campo magnetico, contiene e sostiene il sistema di camere a muoni.

Il solenoide è composto da un avvolgimento di cavo superconduttore *Rutherford* di

³La lunghezza di interazione nucleare λ_0 è il libero cammino medio per interazione nucleare di un adrone in un materiale.

lunghezza complessiva pari a 43 km. Il cavo è formato da 40 fili di Niobio-Titanio ($NbTi$) ricoperti di alluminio di alta purezza e poi da una guaina di rinforzo esterna. Il tutto è mantenuto da un sistema criogenico alla temperatura dell'elio liquido. Grazie al fenomeno della superconduttività che si innesca a queste temperature è possibile ottenere una corrente pari a 20 kA.

A.0.3 Il sistema di rivelazione di muoni

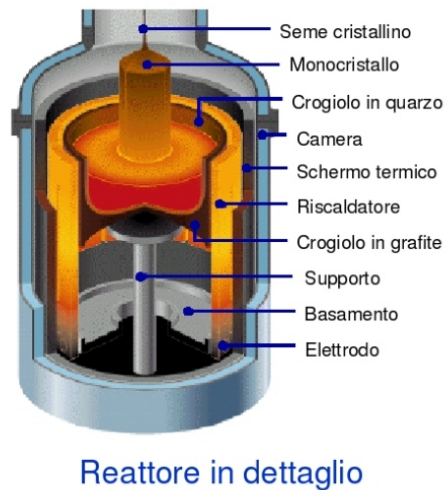
Il sistema di rivelazione di muoni [17] ha lo scopo di ricostruire le tracce dei muoni provenienti da decadimenti del bosone di Higgs su un ampio intervallo di accettazione geometrica e di misurare il loro impulso per valori che vanno da pochi GeV a qualche TeV. L'apparato si colloca rispetto al centro di interazione dei fasci ad un raggio compreso nell'intervallo $4\text{ m} < r < 7.4\text{ m}$ e copre intervalli di pseudorapidità $0 < |\eta| < 2.4$. Come già anticipato i rivelatori che compongono questo sistema sono: camere a drift (DT) nel *barrel*, camere a strisce catodiche (CSC) nell'*end-cap* e camere a piastre resistive (RPC) in entrambi. Per la rapidità di risposta che caratterizza questo insieme di rivelatori, essa parteciperà al primo livello di trigger di CMS. Per la misura dell'impulso trasverso dei muoni si prevede una risoluzione (nel barrel) $\Delta p_t/p_t \approx 6\%$ per valori di $p_t \approx 10\text{ GeV}$, $\Delta p_t/p_t \approx 7\%$ per valori di $p_t \approx 100\text{ GeV}$ e $\Delta p_t/p_t \approx 15\%$ per valori di $p_t \approx 1\text{ TeV}$. Utilizzando congiuntamente le informazioni provenienti dal tracciatore in silicio le risoluzioni ottenibili saranno, rispettivamente per i tre valori di p_t considerati: 0.5%, 1% e 15%.

Appendice B

Tecnologia del silicio

I campioni utilizzati nel mio lavoro di tesi sono diodi e minisensori processati su tre tipi di substrato in silicio: standard *Float Zone*, *Magnetic Czochralski* e silicio epitassiale. In questa sezione darò una descrizione delle tecniche di accrescimento dei vari cristalli di silicio e del processo di produzione dei rivelatori a microstrisce in silicio adottato dall'istituto ITC-IRST di Trento in collaborazione con il gruppo SMART.

B.0.4 La tecnica Czochralski



(a)



(b)

Figura B.1: (a) Apparato Czochralski per la crescita dei monocristalli; (b) Lingotto di silicio policristallino sottoposto alla tecnica float zone per la crescita di silicio ad alta purezza.

Il processo *Czochralski* risale ai primi anni cinquanta e permette la realizzazione di un monocristallo di silicio ossigenato di grandi dimensioni (cilindro di 15-30 cm di diametro, per una lunghezza maggiore di un metro a seconda del peso del fuso) a partire da un seme monocristallino inizialmente immerso in un crogiolo di Silicio fuso. Con riferimento alla figura B.1(a), il crogiolo realizzato in grafite e rivestito di quarzo (SiO_2) è mantenuto all'interno di una fornace a qualche grado al di sopra della temperatura di fusione del Silicio ($1410^\circ C$). Al suo interno insieme al Silicio sono mescolati in quantità opportune atomi di drogante: Boro per ottenere Silicio di tipo p, Fosforo o Arsenico per Silicio di tipo n. Durante il processo inoltre il SiO_2 si dissolve progressivamente nella miscela principale rilasciando grandi quantità di Ossigeno di cui il 99% evapora dalla superficie della miscela mentre la restante percentuale diffonde nel cristallo, arricchendolo. L'accrescimento del fuso di Silicio *Czochralski* si ottiene quindi tramite il sollevamento a bassissima velocità, accompagnato da una continua rotazione lungo l'asse verticale, del seme monocristallino al quale gli atomi della massa fusa aderiscono in prossimità della superficie liquida solidificando molto velocemente e mantenendo la struttura cristallina del seme. Infine per ottenere una distribuzione uniforme delle impurità nel reticolo del Silicio tutto il processo avviene sotto l'azione di un campo magnetico appropriato da cui il nome *Magnetic Czochralski*; in seguito verrà indicato con la sigla *MCz*.

B.0.5 La tecnica Float Zone

Con il metodo *Floating Zone* (*Fz*), zona fusa mobile, (fig.B.1(b)) un cilindro di Silicio policristallino viene mantenuto in posizione verticale e sottoposto a rotazione continua attorno al suo asse di simmetria all'interno di un contenitore in silice e immerso in argon. Un riscaldatore a radiofrequenze opera su una zona limitata del lingotto portandola alla temperatura di fusione: facendo scorrere l'apparato a radiofrequenze dal basso verso l'alto, per tutta la lunghezza del lingotto, dalla risolidificazione della

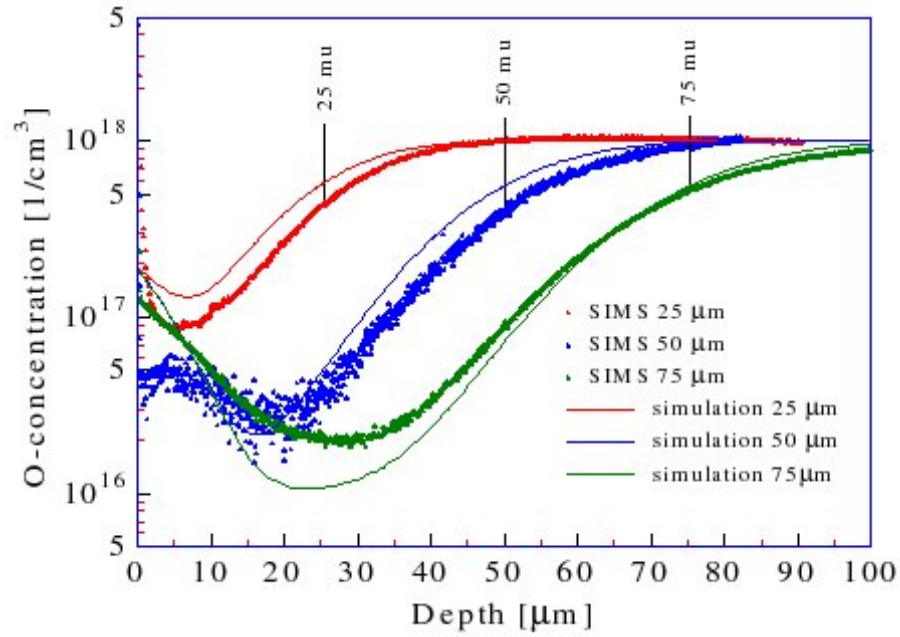


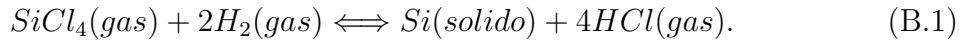
Figura B.2: Concentrazione dell'ossigeno in substrati epitassiali di vari spessori: 25 μm , 50 μm , 75 μm . In tutti e tre i casi, l'estensione delle curve nello spessore rimanente, fino a raggiungere i 100 μm , rappresenta la concentrazione di ossigeno nel substrato di Cz, su cui lo strato epitassiale è accresciuto.

zona trattata si ottiene la formazione di un monocristallo di Silicio al di sotto della zona fusa in movimento. Durante il processo di raffinazione (fusione e risolidificazione) gran parte delle impurità presenti nel Silicio policristallino, compresi gli elementi dopanti quali il Boro (tipo p) o il Fosforo o l'Arsenico (tipo n), restano confinate nella zona fusa, mentre una piccola parte si riversa nel monocristallo con una concentrazione molto minore. Questo metodo permette di ottenere livelli molto alti di purezza del Silicio, alta resistività del materiale ma comporta l'eliminazione dell'ossigeno (1% rispetto alla concentrazione ottenuta con il metodo *Czochralski*).

B.0.6 Crescita epitassiale

Ci sono diversi metodi di crescita epitassiale [?] realizzati con varie sostanze, ma quello che riguarda i campioni studiati in questa tesi è l'epitassia da fase vapore (*VPE*) con il tetracloruro di silicio (SiCl_4), su monocristalli di silicio *Czochralski*. La reazione

complessiva del tetracloruro si innesca ad una temperatura di 1500 K ed è:



I vapori ottenuti dalla reazione si decompongono sul monocristallo cedendo atomi di silicio i quali si dispongono con la medesima struttura cristallina del substrato. Il drogante viene introdotto contemporaneamente al tetracloruro. Durante la crescita le impurità diffondono attraverso il substrato. Come si può osservare dalla figura B.2 la concentrazione di ossigeno varia al variare dello spessore dello strato epitassiale. In particolare si può notare che all'aumentare dello spessore di quest'ultimo la concentrazione dell'ossigeno diminuisce e la distribuzione varia: per i benefici apportati dall'ossigeno alle capacità di resistenza dei sensori alla radiazione, dovrebbero preferirsi spessori piccoli, ma a questi, d'altra parte, corrisponde la formazione di un segnale minore. È pertanto necessario trovare un giusto compromesso tra le due caratteristiche; in questo lavoro sono stati studiati substrati epitassiali (*Epi*) di spessore $150\mu m$.

B.1 Tecnologia planare

B.1.1 Introduzione

I lingotti di monocristallo, ottenuti con le tecniche sopra descritte, vengono poi tagliati in fette sottili (*wafer*) le cui superfici vengono rifinite, lappate e, eventualmente, lucidate. I rivelatori di particelle a semiconduttore sono realizzati tramite la tecnologia planare che fu originariamente sviluppata nel campo della microelettronica e riadattata poi nel 1980 da J.Kammer alla produzione di sensori a stato solido [92]. La caratteristica essenziale della tecnologia planare è quella di crescere o depositare strati sottili di materiale in zone ben definite dei *wafer*, attraverso maschere e tecniche litografiche. A partire dal *wafer* il rivelatore a microstrisce si ottiene tramite varie sequenze dei seguenti trattamenti: ossidazione, definizione fotolitografica, attacco chimico in ambiente umido o secco, drogaggio, deposizione di strati isolanti o conduttivi prodotti per reazione chimica tra gas (SiO_2 e Si_3N_4), deposizione di materiali conduttivi per

evaporazione o erosione catodica, trattamenti termici e passivazione. Per comodità d'espressione descriverò inizialmente alcuni dei processi subiti dal *wafer* nelle varie fasi di produzione dei sensori, in modo da averli chiari quando successivamente presenterò l'intero procedimento adottato dall'istituto ITC-IRST [93] di Trento in collaborazione con il progetto SMART.

B.1.2 Ossidazione

Il biossido di silicio (SiO_2) viene principalmente utilizzato per saturare i legami liberi che il silicio mostra in superficie. L'ossidazione è ottenuta riscaldando in fornaci apposite il silicio ad una temperatura compresa tra i $900^\circ C$ e i $1200^\circ C$, a seconda dei processi, in atmosfera secca (ossigeno) o umida (vapore acqueo). In entrambi i casi l'ossigeno diffonde attraverso l'ossido formato e reagisce con il silicio all'interfaccia $Si - SiO_2$. Il processo rallenta all'aumentare dello spessore di ossido e dipende fortemente dalla temperatura.

B.1.3 Definizione fotolitografica

La tecnica litografica è l'unico processo in cui si definiscono strutture: ogni altro processo è esteso a tutta la superficie del *wafer*. Per un trattamento fotolitografico si ha bisogno di:

- *resist*: è un polimero con cui viene ricoperto il substrato, con proprietà simili a quelle delle emulsioni fotografiche;
- maschera: è realizzata su una lastra di quarzo coperta da un sottile strato di cromo sulla quale è possibile definire le zone di resist che andranno sottoposte all'esposizione della sorgente;
- sorgente per l'esposizione: in genere luce ultravioletta, elettroni o raggi x, consente di indebolire i legami atomici del *resist*, quando questo è positivo, o di rafforzarli, quando il *resist* è negativo;

- sviluppo: generalmente è una sostanza liquida in grado di sciogliere il resist selettivamente;

Quindi si applica uno strato di resist e se ne impressionano con la sorgente alcune zone selezionate con la maschera (fig.B.1.3(a)). Poi si sviluppa lo strato in modo da rimuovere le zone desiderate, lasciando protette dal resist le altre (fig.B.1.3(b)).

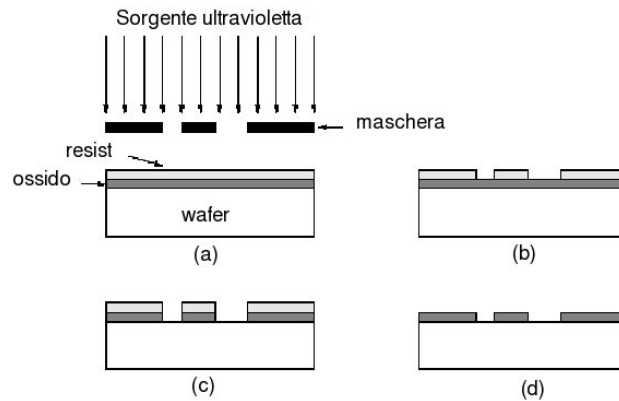


Figura B.3: Esempio di processo fotolitografico per la predisposizione del substrato al drogaggio delle strisce. (a) Tramite una sorgente ultravioletta si impressionano le zone di resist definite dalla maschera; (b) il resist impressionato viene sviluppato e rimosso; (c) con un attacco chimico si aprono i canali nell'ossido verso il bulk; (d) rimozione completa del resist.

B.1.4 Attacco chimico (*etching*)

Il reagente chimico erosivo (*etchant*) può essere liquido o gassoso ed applicato a tutta la fetta agendo su quelle zone non protette dal *resist* (fig.B.1.3(c)). Un'importante proprietà del reagente è la sua capacità selettiva nei confronti di un materiale. Generalmente l'attacco in ambiente umido è più utilizzato rispetto a quello in ambiente secco. Il primo è generalmente isotropo, è molto selettivo per ciò che riguarda il materiale ed avviene per immersione di *batch* (gruppo di wafer) nel liquido reagente. Questo processo altera le dimensioni delle zone aperte create con la litografia ed agisce ad un certo grado di profondità anche sotto il *resist*. Il secondo tipo, l'attacco in ambiente secco, avviene introducendo il wafer in una camera di reazione dove un gas, sotto l'effetto di un forte campo elettrico, viene ionizzato originando il plasma: gli elettroni, gli

ioni e atomi neutri vengono accelerati dal campo elettrico prima di raggiungere la fetta di silicio. Le specie reagenti interagiscono con la superficie del substrato sia fisicamente (tramite collisione), sia chimicamente (tramite reazione). Generalmente si tratta di un processo anisotropo, che può generare danni al substrato.

B.1.5 Drogaggio

Come esposto nel paragrafo 2.1.1, il drogaggio può essere di due tipi: n o p . Comunque, i rivelatori a microstrisce in silicio hanno substrati di tipo n su cui vengono realizzate le strisce di tipo p^+ immettendo gli atomi donori nel substrato per diffusione o per impiantazione ionica. Il processo di diffusione avviene, come quello di ossidazione, all'interno di una fornace dove il wafer è portato ad una temperatura di $800 - 1200^\circ\text{C}$ e in cui sono immessi i gas contenenti l'elemento drogante. I donori diffondono così nel volume del semiconduttore in quelle zone selezionate tramite il processo litografico. La concentrazione di drogante dipende dalla durata del trattamento. Il processo di impiantazione, invece, consiste nel bombardare il wafer con un fascio di ioni ad energia definita. La densità di drogante, in questo caso, è determinata dalla *corrente* di accelerazione, mentre la profondità a cui arrivano gli ioni nel substrato dipende dalla *tensione* di accelerazione (energia cinetica).

Una volta introdotto il drogante, per renderlo attivo in genere è necessario sottoporre il wafer ad un trattamento termico (*annealing*): le impurezze infatti, per operare correttamente, devono trovarsi in posizioni regolari nel reticolo del silicio ovvero in posizione *sostituzionale* rispetto agli atomi di silicio. Oltre all'attivazione delle impurezze, il riscaldamento opportuno del wafer consente anche di risanare i danni al reticolo causati dall'impiantazione.

B.1.6 Deposizioni

La crescita di film sottili sul wafer di silicio può realizzarsi tramite reazioni chimiche in fase vapore (Chemical Vapour Deposition, CVD) di composti contenenti il materiale da depositare. Le reazioni e la crescita possono essere assistite tramite: temperatura,

UV, plasma o laser. A seconda del processo utilizzato il substrato viene portato a temperatura medio-alta ($300 - 900^{\circ}\text{C}$) perché la deposizione avvenga con efficacia. La deposizione si sviluppa a basse pressioni e con essa è possibile ottenere materiali differenti come ad esempio il polisilicio, con cui si possono realizzare resistori integrati di valore elevato, e il nitrato di silicio, Si_3N_4 , impermeabile all'ossigeno, all'acqua e al sodio, che viene utilizzato per la passivazione (protezione) del sensore finito insieme all'ossido di silicio drogato con fosforo.

B.1.7 Metallizzazione

Le metallizzazioni sono utilizzate per creare interconnessioni a bassa resistività e per i contatti esterni con l'elettronica di lettura del segnale e di alimentazione. Il metallo più comunemente utilizzato è l'alluminio (Al) che può essere depositato in vuoto per evaporazione o per *sputtering*. L'evaporazione è ottenuta riscaldando l'alluminio in un crogiolo di tungsteno in una camera a vuoto: gli atomi di alluminio attraversano lo spazio che separa il crogiolo dai wafer e si attaccano alle superfici "fredde" di questi ultimi. Nel processo di *sputtering*, invece, un bersaglio di alluminio è immerso in un gas ionizzato da un campo elettrico opportuno, all'interno del quale ioni di argon vengono accelerati e fatti collidere col bersaglio: i frammenti rimossi dal bersaglio diffondono e si depositano sul wafer. Poiché l'alluminio diffonde in una certa misura nel silicio, si ottengono tra i due materiali degli ottimi contatti elettrici e meccanici. La bassa temperatura di fusione dell'alluminio (660°C) è invece un limite di cui tener conto nel caso si vogliano realizzare metallizzazioni successive: è necessario a questo proposito proteggere il primo stato con uno film di isolante, depositato a basse temperature, o realizzare la prima metallizzazione su uno strato di materiale resistente alla temperatura come il tungsteno.

B.1.8 Processo di fabbricazione

Seguiamo ora in successione le fasi che conducono alla realizzazione di un rivelatore a microstrisce in silicio il cui schema finale è rappresentato in figura B.1.8. Sul wafer

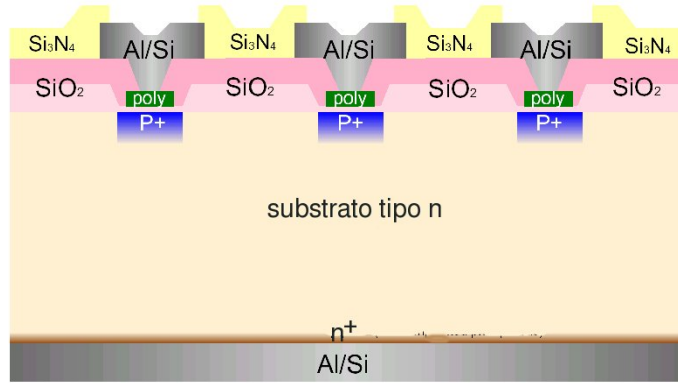


Figura B.4: Sezione schematica di un rivelatore a microstrisce in silicio.

pulito, lappato e lucidato viene accresciuto, per ossidazione o deposizione, uno strato di circa un micron di SiO_2 (come protezione del substrato) sul quale, con un primo processo di litografia e attacco chimico localizzato, dal lato giunzione vengono realizzate le aperture verso il *bulk* per le impiantazioni di tipo p^+ (ioni di Boro da 100KeV, 5×10^{14} atomi/cm³). Per ridurre i danni al reticolo del silicio causati dall'impiantazione ionica, prima di questa le zone interessate vengono protette con un film di 50 nm di ossido termico. Sul lato ohmico, invece, uno strato n^+ viene impiantato attraverso un analogo film di ossido con ioni di Fosforo con le stesse caratteristiche (energia, densità) di quelli di Boro. Impiantazioni di tipo n^+ vengono realizzate anche sul lato giunzione in prossimità delle zone di taglio per ridurre effetti di bordo (*scribe line*). Per ottenere su ciascuna striscia l'accoppiamento in AC con i contatti elettrici, dopo la rimozione dell'ossido di protezione, sulle impiantazioni nel lato giunzione si procede alla crescita di 100 nm di ossido di accoppiamento (dielettrico): una resa ottimale dei condensatori si ottiene utilizzando come dielettrico ossido e TEOS (Tetraetilortosilicato) associati ad un film sottile di ossido e nitruro. Prima di creare i contatti in DC, sempre sul lato giunzione, si deposita del polisilicio (300-500 nm), che viene successivamente drogato con del Boro, al fine di realizzare le resistenze tra le strisce e l'anello di polarizzazione (*bias ring*) e i contatti polisilicio-metallo, i cui profili vengono definiti tramite un attacco *dry* schermato con del resist (che poi viene rimosso) e successivamente protetti

con uno strato di ossido. Solo dopo la deposizione di un ulteriore strato di dielettrico, si procede all'apertura (litografia e *etching*) dei contatti DC a cui segue il processo di metallizzazione su entrambe le facce del wafer. Sul lato giunzione attraverso attacchi chimici, sia umidi che secchi, le metallizzazioni vengono definite con una maschera apposita in modo da isolare elettricamente le strisce l'una dall'altra. Infine la deposizione a bassa temperatura di ossidi e nitruri genera uno strato passivante in grado di proteggere la superficie del sensore dall'esterno: aperture di questo strato vengono prodotte solo in corrispondenza delle metallizzazioni, per i contatti elettrici del rivelatore. Le caratteristiche del prodotto finito vengono stabilizzate tramite un processo di *sintering*: lega in *forming gas* (H_2N_2) a bassa temperatura (massimo 400°C). Per i dispositivi di tipo $n^+ - p$, il processo di fabbricazione è analogo a quello appena descritto. In questo caso però è necessario isolare ogni striscia di tipo n^+ da quelle vicine poichè le cariche positive dell'ossido, attraendo gli elettroni dal substrato di tipo n , generano uno strato di accumulazione di cariche negative all'interfaccia ossido-silicio tra due strisce, cortocircuitandole. Esistono due tecniche di isolamento: *p-spray* e *p-stop* mostrate in figura B.1.8. La prima consiste nel creare fra le strisce di tipo n^+ , in prossimità della

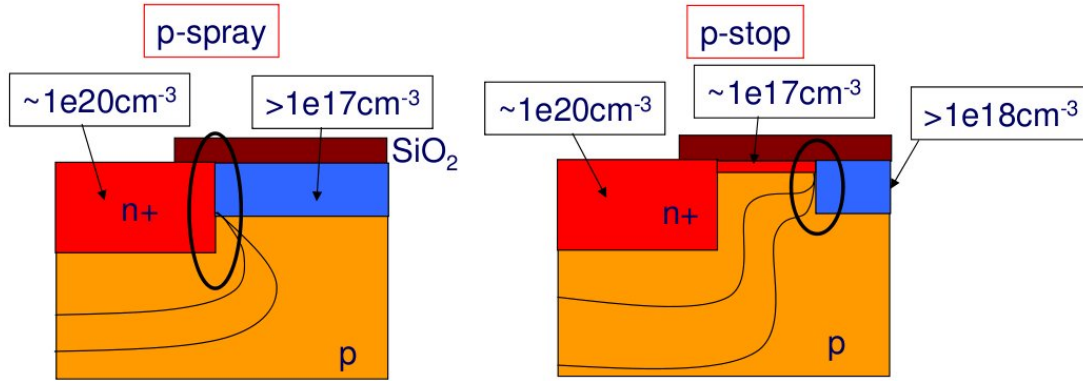


Figura B.5: Rappresentazione schematica delle impiantazioni *p-spray* e *p-stop* tra le strisce dei dispositivi n^+p .

superficie, uno strato uniforme di tipo p ; a seconda della concentrazione del drogaggio si parla di bassa o alta dose di *p-spray*. Per ottenere un isolamento di tipo *p-spray*, si

utilizza la stessa metodologia descritta per il drogaggio. Per l'isolamento di tipo *p-stop* (impiantazioni di tipo p^+ fra due strisce n^+ vicine) è necessario l'utilizzo di un'ulteriore maschera, quindi ulteriori trattamenti chimici e termici che rendono questo secondo processo più costoso del precedente.

Ringraziamenti

Alla conclusione di ogni percorso si sente sempre la necessità di ringraziare qualcuno, perchè non si raggiunge nulla in solitudine.

I miei ringraziamenti più sinceri vanno innanzitutto alla mia relatrice, la Dott.ssa Anna Macchiolo. La ringrazio per l'enorme disponibilità dimostrata fin dal giorno in cui mi è stata presentata. Per le spiegazioni accurate, le rassicurazioni, le correzioni discrete e la pazienza di fronte alle mie distrazioni. E non di meno la ringrazio per le piacevoli chiacchierate e le risate sincere, che hanno reso scorrevoli anche i momenti più difficili e impegnativi della realizzazione di questa tesi.

Ringrazio il Prof. Raffaello D'Alessandro per i preziosi consigli e per l'interesse nella buona riuscita del mio lavoro.

Ringrazio, per la collaborazione, tutto il gruppo SMART, la Prof.ssa Mara Bruzzi (Dip. di Energetica, Firenze), il Dott. Alberto Messineo (INFN, Pisa) e in particolare il Prof. Donato Creanza (INFN, Bari), per il riconoscimento del mio lavoro, il Dott. Norman Manna (INFN, Bari), per l'eterno buon umore e la disponibilità dimostrata e il Dott. Carlo Tosi (Dip. di Energetica, Firenze), per il tempo dedicatomi. Ringrazio, inoltre, tutti i rappresentanti della sezione CMS di Firenze, per avermi sempre fatto sentire parte di un gruppo, e in particolare vorrei ringraziare il Dott. Carlo Civinini, per aver permesso la risoluzione di dubbi e apparenti contraddizioni che rallentavano il mio lavoro di tesi.

Per lo stesso motivo ringrazio il Dott. David Menichelli.

Sento infine di ringraziare tutte quelle persone che, in un modo o nell'altro, mi hanno permesso di affrontare il mio percorso, senza mai smettere di provare quel senso di completezza che fa di una vita una moltitudine.

Ringrazio quindi i miei genitori, grazie di cuore, per il sostegno, la fiducia e per avermi insegnato l'importanza dei principi, dell'equilibrio e della consapevolezza.

Ringrazio mia sorella Sara per quell'intesa che va oltre ogni differenza di interessi e che ti fa sempre ricordare che c'è qualcuno su cui poter contare. E chiaramente grazie, a lei e a Gianni, per aver dato al mondo Michele.

Grazie a Manuela, "mamma memole", per la sua saggezza e la sua capacità di leggere dentro le persone.

Grazie alla Giorgia, per le mille esperienze vissute insieme, e per avermi permesso di non doverle mai nascondere nulla.

Grazie a Silvia, specchio quotidiano, per il sostegno continuo e per la profondità d'analisi delle nostre chiacchierate.

Grazie a Carlo, per avermi ricordato un giorno che tutti hanno cassetto con dentro un sogno e per lo stimolo intellettuale delle nostre discussioni.

Grazie a Valentina, dolcemente "svampi", per i colori con cui dipinge ogni realtà che vive e che comunica, riuscendo sempre a strappare un sorriso.

Grazie alla Fabia, per la schiettezza delle sue opinioni e perchè, dopo mesi senza vedersi, basta una serata per recuperare tutto quello che ci unisce.

Grazie ai miei coinquilini, Jana e Nicola (Martini o Negroni?), per tutte quelle volte in cui da un semplice aperitivo è nata una serata.

Grazie ai compagni di questi anni di università, per le innumerevoli pause pranzo, gli Strizzi, le feste, ma soprattutto per la solidarietà di chi si trova a navigare, ognuno sulla propria zattera, in acque decisamente imprevedibili in cui, a volte, basta un semplice rampino e un pezzetto di corda per farsi trascinare lontano dai mulinelli...

Grazie a tutti gli esponenti della mia innumerevole "parentela" che saranno venute a sentirmi discutere questa tesi e a quelli che non hanno potuto per gli impegni personali, alle mie cugine migliori, Alessia e Giuditta a Gabriele, Irene, le zie e gli zii, protagonisti di tavolate indimenticabili e di centinaia di aneddoti che si perdono nel tempo della mia memoria.

Grazie a nonna Lidia, amorevole e premurosa, per i fine serata di fronte al camino, in cui i racconti dalla sua memoria hanno riempito di nuova linfa le mie radici.

E infine grazie a Lorenzo, per l'emozione continua che riesce a darmi, per le sorprese, il calore e per avermi dato la possibilità di crescere e di sperare, grazie Amore, per avermi sopportato e per essere ancora al mio fianco.

E qui concludo con le mie parole, ma lascio il lettore audace, che è arrivato fino in fondo a queste pagine, alle parole di Clelia [94], lei che ha la saggezza dell'assurdo e la libertà della fantasia...

Caro lettore,
alla luce dei nuovi eventi incorsi nella presente vita
da mille realtà attraversata e riempita
nulla lascia approdare a una ragione o pensiero
validi a rifiutare occasioni di festeggiamento.
Ti invito quindi a ricercar l'essenza
di una tua qualche remota, seppur sentita, appartenenza
a una realtà posticcia, balocco d'intelletto
sia esso entro una toga, sotto corona o in un corsetto.
Che la tua scelta non lasci spazio all'imbarazzo
tema non sia mai d'esser giudicato pazzo:
non basta una medaglia a risvoltar la faccia
la vita è troppo breve per incrociar le braccia:
ciascuno è ciò che è, o ciò che riesce ad essere
volente o non curante le tramenson da tessere!

Bibliografia

- [1] *LHC Design Report* <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>
- [2] W. Scandale, “*LHC Panorama dello starting-up*”, riunioni INFN Gruppo 1, Frascati, 12 Novembre 2003.
- [3] Particle Data Group, “*Review of particle physics*”, *Physics Letters B*, Luglio 2006.
- [4] N. Ellis, M.B. Gavela, “*1993 European School of High Energy Physics*”, Yellow Reports, CERN 94-04, 1994.
- [5] ATLAS Collaboration, “*ATLAS: A Toroidal LHC ApparatuS Technical Proposal*”, CERN/LHCC-94-43, LHCC/P2.
- [6] CMS Collaboration, “*The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*”, CERN/LHCC 94-38, 15 Dicembre 1994.
- [7] LHCb Collaboration, “*A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precise Measurement of CP-Violation and Rare Decays LHCb Technical Proposal*”, CERN/LHCC 98-04, LHCC/P4.
- [8] ALICE Collaboration, “*A Large Ion Collider Experiment Technical Report Design*”, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3.
- [9] S.Glashow, “*Partial Symmetries of Weak Interactions*”, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.

- [10] P.W. Higgs, “*Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*”, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508-509. P.W. Higgs, “*Spontaneous Symmetry Breakdown without the Massless Bosons*”, Phys. Rev. Lett. 145 (1964) 1156-1163
- [11] J.Hasert e altri, “*Search for Elastic Muon-neutrino Electron Scattering*”, Phys. Lett. B 46 (1973) 121-124.
- [12] UA1 Collaboration, G. Arnison e altri, Phys. Lett. B122 (1983),
 UA1 Collaboration, G. Arnison e altri, Phys. Lett. B126 (1983),
 UA2 Collaboration, M. Banner e altri, Phys. Lett. B122 (1983),
 UA2 Collaboration, P. Bagnaia e altri, Phys. Lett. B129 (1983).
- [13] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, “*Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*”, CERN-EP/2003-011.
- [14] The Large Electron Positron Collider, CERN.
- [15] E. Tournefier, “*Electroweak results from LEP and SLC and tests of the Standard Model*”. HEP-EX/0105091.
- [16] <http://cms.cern.ch/>
- [17] CMS Collaboration, “*CMS: The Muon Project Technical Design Report*”, CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3, 15 Dicembre 1997.
- [18] CMS Collaboration, CMS Design Team, “*CMS: The Magnet Project Technical Design Report*”, CERN/LHCC 97-10, CMS TDR 1, 2 Maggio 1997.
- [19] CMS Collaboration, “*CMS: The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*”, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4, 15 Dicembre 1997.
- [20] CMS Collaboration, “*CMS: The Hadron Calorimeter Technical Design Report*”, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 2, 20 Giugno 1997.

- [21] CMS Collaboration, “*The Tracker Project Technical Design Report*”, CERN/LHCC 98-6, 15 Aprile 1998.
- [22] CMS Collaboration, “*Addendum to the CMS Tracker TDR*”, CERN/LHCC 2000-016, 21 Febbraio 2000.
- [23] L. Borrello, E. Focardi, A. Macchiolo, A. Messineo, “*Sensor design for the CMS Silicon Strip Tracker*”, 5 Ottobre 2002.
- [24] S. Schael “*The CMS tracker*” , LHCC meeting, CERN, 16 maggio 2000.
- [25] CMS Expression of Interest in the SLHC CERN/LHCC 2006.
- [26] S.M.Sze “*Semiconductor devices*”, Ed. Wiley Interscience, 1985
- [27] V.Radicci, “*Studio dei danni indotti da protoni e neutroni in rivelatori al silicio*”, Tesi di Dottorato in Fisica, Università di Bari Novembre 2001.
- [28] W.R. Leo, “*Techniques for nuclear and particles physics experiments*”, Springer Verlag, 1994.
- [29] H. Bichsel, “*Approximation method to calculate straggling function*”, Nucl. Instr. and Meth. B 52(1990) 136.
- [30] H. Bichsel, “*Straggling in thin silicon detectors*”, Rev. Mod. Phys. 60, 663 (1988).
- [31] The ROSE Collaboration (RD On Silicon for future Experiments) CERN-RD48 Collaboration, <http://rd48.web.cern.ch/rd48/>.
- [32] V.A.J. van Lint e altri “*Mechanisms of radiation effects in electronic materials*”, Volume 1 ,1980.
- [33] Y. Shi e altri, “*A numerical study of cluster center formation in neutron-irradiated silicon*”, J. Appl. Phys. 67:1116, 1990.

- [34] M. Bruzzi e altri, “*Radiation-hard semiconductor detectors for SuperLHC*”, Nucl. Instr. and Meth.A 541 (2005) 189-201.
- [35] M. Moll, “*Radiation damage in silicon particle detectors*”, PhD Thesis, Hamburg University, 1999.
- [36] I. Pintilie, E. Fretwurst e altri, “*Second-order generation of point defects in gamma irradiated float zone silicon, an explanation for type inversion*”, Appl. Phys. Lett., 82(13):2169-2171, 2003.
- [37] G. Alfieri e altri, “*Evidence for the identification of the divacancy-oxygen center in Si*” Phys. Rev. B 68 (2003) 233202.
- [38] R. Kozłowski, P. Kamiński e altri, “*Effect of protons fluence on point defect formation in epitaxial silicon for radiation detectors*”, Nucl. Instr. and Meth., A552 (2005) 71-76.
- [39] M. Scaringella. “*Defect Characterization in Particle Detectors made with High Resistivity Czochralski and Float Zone Silicon*”, Tesi di Dottorato di Ricerca in Ingegneria dei Materiali, Università di Firenze, 2005.
- [40] I. Pintilie, E. Fretwurst e altri, Appl. Phys. Lett., 81 165, 2002.
- [41] M. Pesola e altri, “*Structure of thermal double donors in silicon*”, Phys. Rev. Lett., 84(23): 5343-5346, 2000.
- [42] R. Jones e altri, “*Thermal double donors in Si and Ge*”, Physic B, 308(1):8-12, 2001.
- [43] Härkönen e altri, “*Particle detectors made of high resistivity Czochralski silicon*”. Nucl. Instr. and Meth., A 541 (2005) 202-207 .
- [44] I. Pintilie e altri “*Result on defect induced by ^{60}Co gamma irradiation in standard and oxygen-enriched silicon*”, Nucl. Instr. and Meth., A, 514 (2003) 18-24.

- [45] I. Pintilie e altri, “*Stable radiation-induced donor generation and its influence in the radiation tolerance of silicon diodes*”, Nucl. Instr. and Meth. A 556 (2006) 197-206.
- [46] I. Pintilie e altri, “*Radiation-induced donor generation in epitaxial and Cz diodes*” Nucl. Instr. and Meth., A 552 (2005) 56-60.
- [47] J. Lindhard e V. Nielson. “*Nuclear collisions and ionisations fluctuations in charged particle detectors*”, Phys. Lett., 2 (5): 209-211 1962.
- [48] ASTM E722-85 e revisione ASTM E722-93.
- [49] G. Lindstroem e altri, “*Radiation hard silicon detectors-development by the RD48 (ROSE) collaboration*” Nucl. Instr. and Meth.,A 466 (2001) 308-326.
- [50] M. Huhtinen, “*Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon*”, Nucl. Instr. and Meth., A 491 (2002) 194-215.
- [51] A. Chilingarov, “*Radiation studies and operational projection for silicon in the ATLAS inner detector*” Nucl. Instr. and Meth.A 360 (1995) 432.
- [52] E. Migliore, “*Investiation of operating scenarios for the sensors of CMS silicon Tracker*”, CMS NOTE 2001/023 2001.
- [53] S.M. Sze, “*Semiconductor Devices Physics and Technology*”. John Wiley and Sons, 1985.
- [54] C.Tosi e altri, “*Charge collection measurement with p-type Magnetic Czochralski Silicon single pad detectors*”, accettato per la pubblicazione in Nucl. Instr. and Meth.
- [55] G.Kramberger e altri, “*Effective trapping time of electrons and holes in different silicon materials irradiated with neutrons, protons and pions*”, Nucl. Instr. and Meth., A 481 (2002) 297-305.

- [56] A.G.Bates e M. Moll “*A comparison between Magnetic Czochralski and Float Zone silicon detectors using Transient Current Technique*”, Nucl. Instr. and Meth., A 555 (2005) 113-124.
- [57] O.Krasel e altri, “*Measurement of trapping time constant in proton-irradiated pad detectors*”, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-51 (1) (2004) 3055.
- [58] G. Kramberger “*Signal development in irradiated silicon detectors*”, Tesi di dottorato in Fisica, Università di Ljubljana, 2001.
- [59] Z.Li “*Experimental comparison among various models for the reverse annealing of the effective concentration of ionized space charge (n_{eff}) of neutron irradiated silicon detectors*”, IEEE Trans. on Nucl. Sci. 42(4) (1995) 224-234.
- [60] H.J. Ziocck e altri, “*Temperature dependence of the radiation induced change on depletion voltage in silicon PIN detectors*” Nucl. Instr. and Meth. A 342 (1994) 96-104.
- [61] E. Fretwurst e altri, “*Reverse annealing of the effective impurities concentration and long term operational scenario for silicon detectors in future collider experiments*”, Nucl. Instr. and Meth. A 342 (1994) 119-125.
- [62] T. Schulz “*Investigation on the Long Term Behaviour of Damage Effect and Corresponding Defect in Detectors Grade Silicon after Neutron Irradiation*”, PhD Thesis, University of Hamburg, 1996
- [63] A. Furgeri “*Quality Assurance in Irradiation studies on CMS silicon strip sensors*”, PhD Thesis, University of Karlsruhe, 2006.
- [64] N. Manna, “*Studio dell’annealing in rivelatori al silicio*”, Tesi di Laurea in Fisica, Università di Bari Luglio 2003.
- [65] R. Wunstorff e altri, “*Result on radiation hardness of silicon detectors up to neutron fluences of 10^{15} n/cm²*”, Nucl. Instr. and Meth., A 315 (1992) 149-155.

- [66] V.Eremin e altri, “*Trapping induced N_{eff} and electrical field transformation at different temperatures in neutron irradiated high resistivity silicon detectors*”, Nucl. Instr. and Meth. A 360 (1995) 458-462.
- [67] Z.Li e H.W.Kraner “*Process-related Electrically Active Defects in Semiconductor-Inculator Systems*”, J. Electron. Mater. 1(7) (1992) 70.
- [68] V.Eremin e altri, “*The origin of double peak electric field distribution in heavily irradiated silicon detectors*”, Nucl. Instr. and Meth. A 476 (2002) 556-564.
- [69] M.Scaringella, D.Menichelli e altri, “*Localized energy level generated in Magnetic Czochralski by proton irradiation and their influence in the sign space charge density*”, Nucl. Instr. and Meth.,A (2006) doi:10.1016/j.nima.2006.09.033.
- [70] M.Bruzzi IEEE trans. Nucl. Sci.NS-48 (2001) 960.
- [71] Il sito internet della collaborazione CERN RD50 si trova alla pagina <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>.
- [72] C. Piemonte, “*Preliminary electrical characterization of n-on-p devices fabricated at ITC-Irst*”, in: Proceeding of the Fifth RD50 Whorkshop.
- [73] M. Bruzzi e altri, “*The issue of doping disuniformity in p-type Magnetic Czochralski silicon*”, presented at the 7th RD50 Workshop, ottobre 2005 CERN.
- [74] Il sito internet della ciclotrone *Proton - Compact Cyclotron di Karlsruhe* é all’indirizzo: http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/furgeri/irradiation_center/
- [75] Il sito internet del reattore nucleare del *Joseph Stefan Institut* é all’indirizzo: <http://www.ijs.si/>
- [76] A.Chilingarov, “*Standardization of CV measurements*”, RD50 Workshop 2004.
- [77] M. Bruzzi, “*Capacitance-Voltage analysis at different temperatures in heavily irradiated silicon detectors*” Draft-Report 1-09-2006

- [78] R. Brun e altri, “*ROOT An Object-Oriented Data Analysis Framework Users Guide 4.04*”, giugno 2005
- [79] V.Khomenkov, “*Neutron irradiation effect in epitaxial silin detectors*” Presentato al 9th RD50 Workshop 2006.
- [80] G. Lindström e altri, “*Radiation tolerance of epitaxial silicon detectors at very large proton fluences*”, Nucl. Instr. and Meth. A 556 (2006) 451-458.
- [81] G. Lindström e altri, “*Epitaxial silicon detectors for particles tracking-Radiation tolerance at extreme hadron fluences*”, Nucl. Instr. and Meth. A 568 (2006) 66-71
- [82] G.Kramberger e altri, “*Charge collection properties of heavily irradiated epitaxial silicon detectors*”, Nucl. Instr. and Meth. A 554 (2005) 212-219.
- [83] Il sito internet dell’ideatore del programma Hartjes si trova alla pagina www.nikhef.nl/i56/
- [84] V.Radici e altri, “*Study of radiation damage induced in 24 GeV and 26 MeV protons on heavily irradiated MCz and Fz detectors*” Nucl. Instr. and Meth. A (2006) doi:10.1016/j.nima.2006.09.034.
- [85] A. Macchiolo e altri, “*Characterization of microstrip detectors made with n- and p-type Czochralski silicon*” Proceedings of the PSD07 Conference, Nucl. Instr. and Meth. A (submitted for publication).
- [86] A. Messineo e altri, “*Developement of radiation hard silicon detectors: the SMART project*” presented at the 9th ICATPP Conference, Nucl. Instr. and Meth. A (submitted for publication).
- [87] C. Piemonte., “*TCAD simulation of isolation structures of n^+ on p silicon microstrip detectors*”, in: Proceeding of the Seventh RD50 Whorkshop.
- [88] N.Manna, “*Danni da radiazione su prototipi al silicio di tipo innovativo*” Tesi di Dottorato in Fisica, Università di Bari Febbraio 2007.

- [89] G.Calefato e altri, “*A comparison on radiation tolerance of 100 e 111 silicon substrates of microstrip detectors*” Nucl. Instr. and Meth. A 476 (2002) 744-750.
- [90] A. Macchiolo, “*Strip isolation itudies on SMART irradiated p-type detectors and update on long therm annealing of MCz material*” presentato al 2nd Workshop di Trento presso l’istituto ITC-IRST 13-14 febbraio 2006.
- [91] G.Casse e altri, NIM A 535 (2004) 362-365. G.Casse e altri, NIMA A 518 (2004) 340-342.
- [92] J. Kammer Nucl. Instr. and Meth. A 169 (1980) 499.
- [93] Il sito intenet dell’ *Istituto Trentino di Cultura* è all’indirizzo: <http://www.itc.it>
- [94] D. Bassignana, *La signora Bulengordi*, ancora in fase di stesura.