

Università degli Studi di Firenze
Scuola di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Magistrale in
Scienze Fisiche e Astrofisiche

Tesi di Laurea Magistrale

Misure di energia e tempo con rivelatori a silicio
parzialmente svuotati

Energy and time measurements with partially
depleted silicon detectors

CANDIDATO
GIUSEPPE PASTORE

RELATORE
PROF. GABRIELE PASQUALI

Anno Accademico 2012–2013

Indice

Introduzione	3
1 Rivelazione di ioni pesanti con rivelatori a silicio	9
1.1 Perdita d'energia specifica	9
1.2 Rivelatore a giunzione p-n in silicio	12
1.2.1 Raccolta delle cariche	15
1.2.2 Elettronica di lettura	18
1.2.3 Digitalizzazione del segnale	19
1.3 Discriminazione di forma (PSA)	21
1.3.1 Uniformità della resistività	24
1.3.2 <i>Channeling</i>	25
1.4 <i>Timing</i> nei rivelatori a silicio	26
1.4.1 <i>Timing</i> con segnali digitali	28
1.4.2 Algoritmi digitali di CFD e ARC-CFD	29
1.5 Il Telescopio Si-Si-CsI di FAZIA	30
2 Misure di energia ed identificazione in parziale svuotamento	33
2.1 Configurazione di Misura	33
2.2 Elaborazione del segnale	37
2.3 Calibrazione in energia	40
2.4 Identificazione tramite ΔE -E	46
2.5 Confronto con il rivelatore totalmente svuotato	49
2.5.1 Semplice modello per l'efficienza di raccolta	54
2.6 Correzione polinomiale	56
2.7 <i>Pulse Shape Analysis</i>	58
2.7.1 PSA(Q)	58
2.7.2 PSA(IMAX)	61
2.7.3 Soglie in Energia per l'identificazione in massa e in carica	63
3 Sincronizzazione e effetti di <i>walk</i>	67
3.1 Scopo delle misure	67

3.2	Configurazione di misura	68
3.3	<i>Jitter</i>	71
3.3.1	Interpolazione	73
3.3.2	Confronto con analisi precedenti	77
3.4	<i>Rise time walk</i>	81
3.4.1	Simulazione	83
Conclusioni e sviluppi futuri		87
Bibliografia		89

Introduzione

La **Materia Nucleare** è un sistema ideale di infiniti nucleoni interagenti solo tramite forze nucleari che, al variare delle caratteristiche termodinamiche, può presentarsi in diversi stati: liquido, solido, gas, plasma. Per poter trattare porzioni finite di materia nucleare, esistono modelli, come l'LDM (*Liquid Drop Model*)[1], che introducono effetti di superficie e l'interazione coloumbiana e sono quindi adatti alla descrizione dei nuclei atomici.

Negli ultimi anni la Fisica Nucleare ha dedicato particolare attenzione allo studio della materia nucleare eccitata, cercando in particolare di ottenere maggiori informazioni che riguardassero l'andamento, con la densità e la temperatura, di alcuni termini dell'equazione di stato nucleare. La **nEoS** (*nuclear Equation of State*) è l'equazione che cerca di descrivere la materia nucleare in funzione delle sue caratteristiche termodinamiche e rappresenta un concetto centrale nello studio del comportamento statico e dinamico dei nuclei. Tale equazione dipende da numerosi parametri ma principalmente dalla forma del potenziale di interazione tra i nucleoni adottato per descrivere il sistema. Alcuni termini dell'equazione sono conosciuti con buona precisione, come quello che esprime le interazioni nucleari di volume o di superficie o la repulsione coloumbiana, mentre altri, come il termine di asimmetria, risultano meno noti. Tale termine è legato a quello che compare nella *formula semiempirica delle masse* o *formula di Bethe-Weiszaecker*:

$$M = Zm_p + Nm_n - \frac{E_b}{c^2}$$

con:

$$E_b = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z)$$

dove il termine di asimmetria è:

$$E_{sym} = a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} = a_{sym} \frac{(N+Z-2Z)^2}{N+Z} = a_{sym} \frac{[Z(\frac{N}{Z}-1)^2]}{\frac{N}{Z}+1}$$

dove M è la massa totale nel nucleo, m_p e m_n sono rispettivamente la massa del protone e del neutrone, $\delta(A, Z)$ rappresenta tutti gli altri termini correttivi fra i

quali, dominante, quello di *paring*. Il termine di asimmetria nasce per lo squilibrio energetico tra i livelli fermionici occupati da protoni e neutroni e dipende dal rapporto isotopico $\frac{N}{Z}$ dei nuclei considerati e quindi dal cosiddetto grado di libertà dell'isospin¹. Tale termine, sebbene piuttosto chiaro per la materia nucleare all'equilibrio (dal confronto con i dati sperimentali si è ricavato che $a_{sym} \simeq 18.6 MeV$), ci si aspetta che in condizioni lontane dall'equilibrio, come quando due nuclei collidono in una reazione nucleare, cambi il suo comportamento.

Per lo studio della dinamica delle reazioni nucleari e dei livelli energetici dei nuclei, la nEoS, nelle sue approssimazioni per sistemi finiti, rappresenta attualmente un argomento di ricerca di estremo interesse. Recentemente il termine di asimmetria è diventato inoltre di grande interesse anche per l'astrofisica nucleare e per lo studio delle stelle di neutroni, in particolare del loro raffreddamento e della loro crosta, l'unico esempio ragionevolmente ipotizzato di materia nucleare "solida" esistente.

Lo studio delle collisioni tra ioni pesanti è un ottimo modo per investigare tale ambito della fisica. La distribuzione angolare e quella in energia, così come la composizione isotopica dei prodotti di una reazione sono, infatti, strettamente dipendenti dal tipo di interazione e dallo stato termodinamico dei nuclei, descritto dalla nEoS.

In questa prospettiva, i recenti studi in fisica nucleare si sono rivolti a cercare di capire il comportamento della materia nucleare lontano dalla valle di stabilità in zone in cui il rapporto isotopico $\frac{N}{Z}$ è molto diverso da quello degli isotopi stabili. In queste condizioni **esotiche** i nuclei presentano dei comportamenti differenti da quelli che siamo abituati ad osservare. Qui di seguito sono citati alcuni esempi:

- I livelli energetici predetti dal *modello a shell*, in condizioni esotiche, si deformano e producono un cambiamento delle energie di legame dei nuclei [3]. Di conseguenza, il numero di neutroni e protoni che determina una configurazione particolarmente legata del nucleo (i numeri magici) cambia rispetto a quello che si ha nella valle di stabilità.
- Alcuni modelli teorici (si veda per esempio [4]) prevedono l'esistenza di nuclei, detti *Halo Nuclei*, di raggio molto maggiore di quello degli isotopi stabili con pari massa. Tale anomalia sarebbe dovuta ad un alone esterno composto da neutroni orbitanti intorno ad un *core* centrale. Questo alone giustificerebbe per esempio, il raggio anomalo del ^{11}Li , confrontabile con quello ben più pesante del ^{208}Pb . La rottura dell'alone neutronico produrrebbe il venir meno

¹L'Isospin venne introdotto nel 1932 da W.C.Heisenberg per spiegare la simmetria, rispetto alla forza nucleare forte, del protone e del neutrone. È un numero quantico nucleare, conservato dall'interazione nucleare forte, che dipende dal numero relativo di protoni e neutroni nel nucleo [2].

dello stato legato e dunque potrebbe giustificare l'assenza di osservazioni sperimentali del nucleo di ^{10}Li . Le prime conferme sperimentali di tali previsioni risalgono alla fine degli anni '90 [5, 6].

- Si è osservato, per i nuclei ricchi di protoni, un nuovo processo di radioattività esotica, caratterizzata dall'emissione simultanea di 2 protoni [7].
- Si rende possibile l'attivazione del processo astrofisico “rapido” detto *r-process*, che permette la nucleosintesi nelle esplosioni di supernova. Il processo comporta una rapida successione di catture neutroniche da parte di nuclei pesanti (con massa $M > M(^{56}\text{Fe})$) che permette la formazione di nuclei arricchiti di neutroni e il popolamento della tabella dei nuclidi fino a isotopi pesantissimi molto lontani dalla valle di stabilità. I nuclei esotici così formati decadono velocemente avvicinandosi alla valle di stabilità dove la radioattività rallenta fino a interrompersi. Questo processo è causa della disomogeneità della distribuzione degli elementi nell'universo e della maggiore abbondanza di isotopi stabili.

L'interesse verso questa “nuova” fisica ha dato impulso allo sviluppo tecnologico dei fasci di ioni radioattivi o *esotici*. Infatti, studiare con fasci stabili il comportamento dei nuclei in uno spettro più ampio di rapporti $\frac{N}{Z}$, richiede l'utilizzo di bersagli ricchi di protoni o neutroni e quindi esotici e instabili. La scarsa praticità di un bersaglio radioattivo, a causa delle brevi vite medie e della pericolosità per la salute degli sperimentatori, ha quindi favorito lo sviluppo di fasci radioattivi che permettono esperimenti su bersagli stabili per lo studio del comportamento della materia nucleare anche per valori esotici dell'isospin. Queste tecniche permetteranno nuove misure per studiare meglio la nEoS e il suo termine di asimmetria, lavorando in condizioni ancora inesplorate di densità, temperatura e isospin. Visto il grande interesse della comunità scientifica nei riguardi di queste nuove tecnologie, molte sono le *facilities* che stanno nascendo o che vengono potenziate in Europa e nel mondo per fornire fasci esotici come **SPES** ai *Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN*(I), **SPIRAL2** a *GANIL*(F), **ISOLDE** al *CERN*(CH), **FAIR** al *GSI*(D), **FRIB** alla *MSU*(U.S.A.), **ISAC** al *TRIUMF*(CDN) o **RIBF** presso *RIKEN*(J)

In questo contesto, è nata nel 2006 la Collaborazione **FAZIA** (Four- π A Z Identification Array [8]). Si tratta di una collaborazione italo-francese, poi estesa ad altri membri spagnoli, polacchi e rumeni. Il suo scopo è progettare un *array* di rivelatori di nuova generazione che copra tutto l'angolo solido, con significativo miglioramento del potere di identificazione in carica e massa dei frammenti misurati. L'apparato nasce per essere mobile e destinato ad essere utilizzato in diversi laboratori e per questo la sua struttura dovrà essere maneggevole e modulare.

L'elemento base dell'apparato FAZIA è una cella costituita da un telescopio ΔE -E a tre stadi: due rivelatori al Silicio e uno scintillatore CsI(Tl). D'ora in poi i primi due stadi del telescopio verranno chiamati per brevità rispettivamente Si1 e Si2. I segnali dei rivelatori vengono digitalizzati ed elaborati numericamente al fine di estrarre le informazioni di interesse dei frammenti incidenti. Tramite la correlazione tra l'energia persa dallo ione nei vari stadi del telescopio ΔE -E, è possibile identificare il suo numero atomico, e in certi casi anche il suo numero di massa. Per utilizzare la tecnica del telescopio ΔE -E è quindi necessario che lo ione rilasci energia almeno in due rivelatori e questo determina una soglia energetica ben definita per l'identificazione, pari all'energia necessaria a superare il primo stadio del telescopio. Per diminuire tale soglia, si è pensato di sfruttare la cosiddetta analisi di forma (*Pulse Shape Analysis PSA*) dei segnali. Essa consente l'identificazione in carica, e in alcune circostanze anche in massa, dei frammenti che si fermano nel primo rivelatore, ad esempio correlando l'energia depositata dallo ione con il tempo di salita del segnale. Ciò produce una notevole riduzione delle soglie in energia rispetto alla tecnica standard ΔE -E.

Visti gli ottimi risultati ottenuti durante gli anni di ricerca e sviluppo del progetto, si è ricevuta l'approvazione dai vari enti finanziatori ad avviare la penultima fase del progetto, che prevede la costruzione e l'assemblaggio di 12 blocchi da 16 telescopi l'uno e della rispettiva elettronica di lettura.

Il seguente lavoro di tesi si inserisce nel contesto della Collaborazione FAZIA che, come detto, ha condotto molti studi specifici volti alla comprensione e all'ottimizzazione delle tecniche che consentono la misura e l'identificazione dei prodotti rivelati in una reazione nucleare. In questa tesi ci siamo dedicati principalmente allo studio sul comportamento dei rivelatori parzialmente svuotati in relazione alle loro capacità di fornire l'informazione di energia e l'identificazione di particelle incidenti sul lato opposto a quello di giunzione. Questo studio costituisce il corpo principale del lavoro ma, oltre a questo, si è affrontato il problema della sincronizzazione in tempo dei segnali provenienti dai diversi rivelatori e della riduzione degli effetti sistematici legati alle misure di tempo. Tali effetti sono dovuti alla variabilità delle ampiezze e dei tempi di salita dei segnali, aspetto particolarmente rilevante nel caso di rivelatori solo parzialmente svuotati.

Nel primo capitolo vi è una panoramica sui principi fisici dell'interazione radiazione - materia e sul funzionamento dei rivelatori al Silicio. Verranno spiegate le tecniche di analisi utilizzate, in particolare la tecnica ΔE -E e la PSA. Nel secondo capitolo sarà presentata l'analisi condotta con entrambe le tecniche prima citate, e i risultati ottenuti su un rivelatore al Silicio al variare della tensione applicata per valori inferiori a quello di svuotamento. Nel terzo capitolo verrà presentato lo studio

condotto sul *timing* dell'apparato FAZIA per cercare di misurare i limiti intrinseci del sistema e migliorarne le temporizzazioni. Questo studio è ancora nelle sue fasi iniziali ma è già stato possibile ottenere alcuni risultati interessanti. Nell'ultimo capitolo, infine, saranno presentate le conclusioni del lavoro di tesi e gli sviluppi futuri.

Capitolo 1

Rivelazione di ioni pesanti con rivelatori a silicio

1.1 Perdita d'energia specifica

Per una particella carica pesante di massa molto maggiore di quella dell'elettrone ($M \gg m_e$) che si muova in un mezzo, la perdita di energia media per unità di spessore attraversato è detta **Stopping Power (S)**. Tale grandezza è espressa in funzione della velocità della particella $v = \beta c$ dalla formula di Bethe-Block [9]:

$$S = \left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_{el}}{m_e \beta^2 c^2} B \quad (1.1)$$

dove:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad e \quad N_{el} = \rho \frac{N_{Av} Z_{abs}}{A_{abs}}$$

e

$$B = \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \beta^2 - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \right]$$

In queste espressioni Z è il numero atomico dello ione, N_{Av} è il numero di Avogadro, N_{el} rappresenta la densità degli elettroni nell'assorbitore avente numero atomico Z_{abs} e numero di massa A_{abs} , m_e e e sono rispettivamente la massa a riposo e la carica dell'elettrone, I è il potenziale di ionizzazione del bersaglio, mediato su tutti i livelli energetici.

Nel caso di nostro interesse, in cui i proiettili sono ioni pesanti con velocità non relativistiche, la formula (1.1) può essere scritta in termini più semplici. Per $v \ll c$ solo il primo termine di B è rilevante, ma la sua dipendenza da β è più debole del fattore $\frac{1}{\beta^2}$ e l'andamento di S ne risente poco. Risulta quindi che:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \propto \frac{Z^2 A}{E} \quad (1.2)$$

dove E è la sola energia cinetica della particella, calcolata secondo la meccanica classica.

Poiché la velocità dello ione diminuisce con la penetrazione nell'assorbitore, la perdita di energia specifica aumenta come previsto dalla (1.2). In realtà, dopo aver raggiunto un valore massimo, lo *Stopping Power* tende a zero prima che la particella si arresti nell'ultimo tratto del suo percorso. Questa decrescita non è prevista dalla (1.1) che quindi cessa di valere per energie troppo piccole. Infatti per basse velocità dello ione i fenomeni di cattura di elettroni dell'assorbitore da parte della particella diventano importanti.

La curva che mette in relazione l'energia persa dal proiettile per unità di lunghezza in funzione della penetrazione nel materiale è detta Curva di Bragg. In figura 1.1 ne riportiamo alcuni esempi. Si osservi che ioni leggeri come le particelle α perdono gran parte della loro energia nel picco di Bragg, molto stretto e pronunciato, che rappresenta il punto in cui la densità di energia depositata per unità di lunghezza è massima, mentre ioni più pesanti possiedono un picco di Bragg molto allargato e, di conseguenza, un potere frenante più uniforme lungo tutta la traccia.

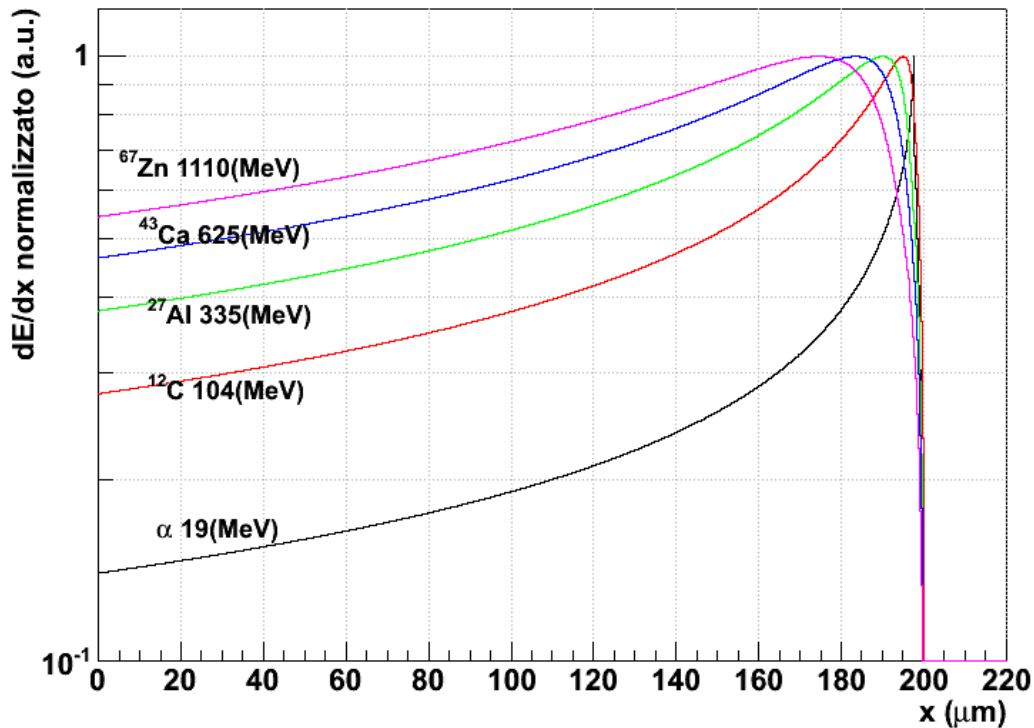


Figura 1.1: Curve di Bragg per vari isotopi e varie energie a parità di range. Le curve sono tutte normalizzate a uno stesso valore massimo (pari a 1) per un miglior confronto. Si osservi la diversa larghezza del picco di Bragg all'aumentare dello Z e della massa dello ione. Si noti la scala delle ordinate logaritmica.

La distanza media percorsa in un assorbitore da un proiettile carico con una data energia iniziale e una data massa è detta **range**. Tale grandezza è soggetta a fluttuazioni per un dato frammento di una data energia (*range straggling*) per via della natura fondamentalmente statistica del processo di perdita di energia. Il fenomeno del *range straggling* è strettamente legato a quello dell'*energy straggling*, fluttuazione statistica dell'energia persa nell'attraversare un dato spessore.

La tecnica del telescopio ΔE -E, ormai da anni uno standard in esperimenti con ioni pesanti, utilizza gli andamenti descritti dalla (1.2) per identificare le particelle incidenti in carica, Z , e massa, A . Questa tecnica utilizza almeno due rivelatori posti in successione rispetto alla traiettoria del proiettile che perde energia nel primo rivelatore (ΔE) arrestandosi nel secondo e depositandovi il resto della sua energia (E_{Res}). Dalla correlazione tra le energie perse nei due stadi del telescopio (dipen-

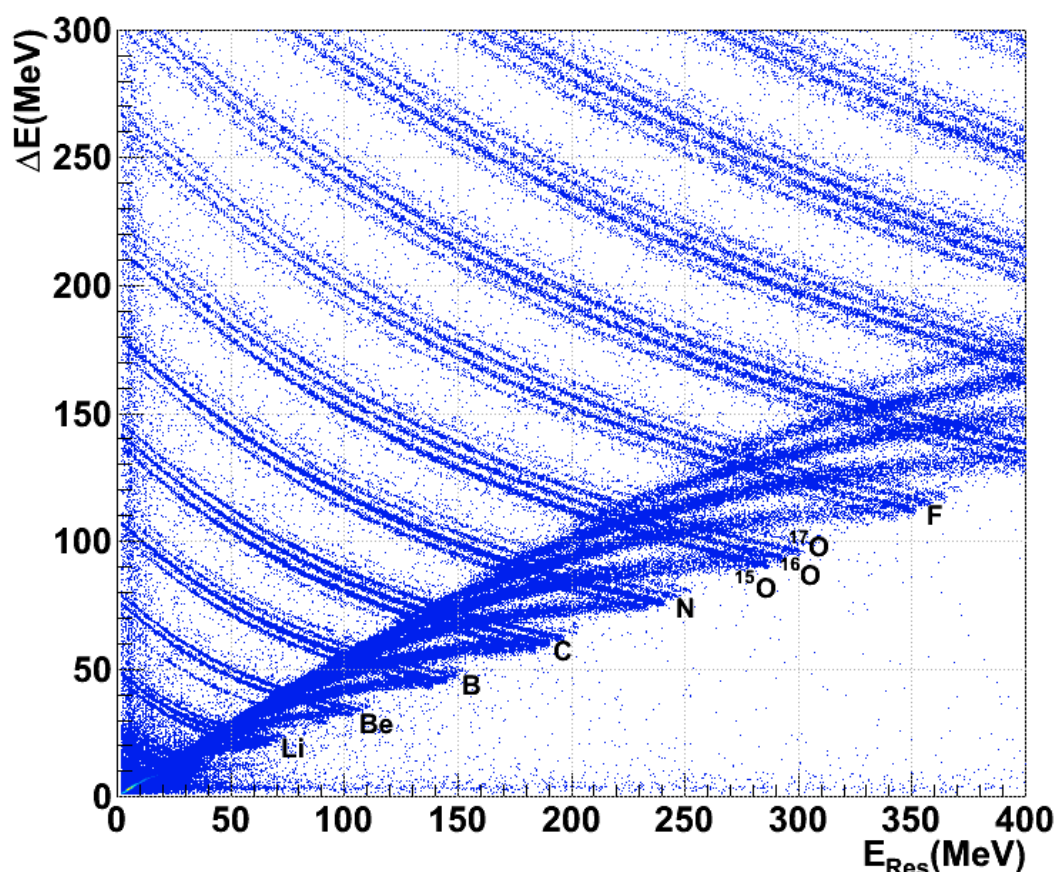


Figura 1.2: Esempio di matrice ΔE -E ottenuta dai due rivelatori a silicio, Si1 e Si2, di un telescopio di FAZIA. Le curve si raggruppano per pari carica Z e all'interno di ciascun gruppo si distinguono per numero di massa A . Sono indicati gli elementi corrispondenti ai vari gruppi di linee e, nel caso dell'ossigeno, anche i singoli isotopi associati alle curve.

denti dallo Z e dall' A dello ione incidente), si ottengono curve distinte per ogni isotopo raggruppate per pari Z . In figura 1.2 si può osservare un esempio di matrice ΔE - E sperimentale, la cui qualità è per la verità poco comune. Da quanto detto, per il telescopio ΔE - E , l'energia necessaria per attraversare lo spessore del primo rivelatore rappresenta la soglia minima in energia per l'identificazione delle particelle. Le cuspidi al termine di ogni riga sono detti punti di *punch through*¹ e la loro punta individua le energie ΔE e E_{Res} depositate da un frammento avente *range* nel secondo rivelatore pari allo spessore del rivelatore stesso. Ioni con *range* superiori al *punch through*, oltrepassando il telescopio, depositano nei due rivelatori un'energia sempre minore all'aumentare dell'energia d'incidenza, producendo il ritorno della curva verso l'origine.

Nella trattazione abbiamo trascurato le interazioni tra il proiettile e i nuclei. Tali interazioni sono molto poco probabili rispetto a quelle elettroniche e perciò trascurabili, eccetto che al termine del *range* del proiettile. Simulazioni realizzate con il programma SRIM [10] mostrano per esempio che per ioni di ^{84}Kr a 35A MeV in un assorbitore di Si di spessore 1 mm la perdita di energia per interazione diretta con i nuclei è in media appena lo 0.04% $\sim$ 0.08%.

1.2 Rivelatore a giunzione p-n in silicio

Fra i rivelatori impiegati in fisica nucleare per la rivelazione di particelle cariche, quelli a giunzione p-n in silicio, d'ora in poi "rivelatori a silicio", rivestono particolare importanza.

I rivelatori a silicio permettono di determinare l'energia di uno ione incidente meglio degli altri rivelatori sia perché la loro risposta è in ottima approssimazione proporzionale all'energia depositata sia perché in essi si produce, a parità di energia persa, un numero di portatori più elevato rispetto ad altri tipi di rivelatore, come quelli a gas o a scintillazione. I rivelatori a silicio sono anche relativamente veloci e permettono buone misure di *timing*². Per questi e per altri motivi (come la possibilità di analisi di forma, vedi par.1.3), la Collaborazione FAZIA ha dedicato molti sforzi all'ottimizzazione delle prestazioni di tali rivelatori e questo lavoro di tesi si è inserito proprio in tale contesto.

Un rivelatore a silicio presenta una giunzione p-n fortemente asimmetrica e polarizzata inversamente. La tensione di contropolarizzazione determina lo spessore della **zona di svuotamento** del rivelatore che nominalmente è la regione più sensi-

¹Il termine *punch through* tradotto dall'inglese significa "perforare" e identifica l'energia limite oltre la quale le particelle perforerebbero il rivelatore senza essere fermate all'interno.

²Tradotta questa parola suonerebbe come "temporizzazione". Rappresenta tutte le misure in cui si cerca di determinare l'istante in cui un dato evento (come la rivelazione di una particella) si è verificato [11]

bile alla radiazione perché è sostanzialmente priva di portatori liberi e perché in essa è presente un campo elettrico in grado di facilitare la raccolta dei portatori prodotti da una particella. In tale regione, a seguito del passaggio di una particella carica, vengono prodotte coppie e-h in numero proporzionale all'energia depositata. Generalmente, al rivelatore viene fornita una tensione in grado di determinare il completo svuotamento di tutto il suo spessore in maniera da renderlo attivo per tutto il volume. La tensione di svuotamento V_d è legata alle caratteristiche del rivelatore e può essere scritta in funzione della resistività ρ_D (che vedremo, nel paragrafo 1.3.1, essere un parametro importante nella determinazione della risoluzione ottenibile con l'analisi di forma dei segnali):

$$\rho_D = \frac{1}{e\mu N} \quad \text{e perciò} \quad V_d = \frac{d^2}{2e\mu\rho_D} \quad (1.3)$$

con μ mobilità dei portatori maggioritari nel substrato, e carica dell'elettrone, d spessore totale del rivelatore e N concentrazione delle cariche fisse del substrato (donori per un substrato tipo-n, accettori per un substrato tipo-p) [9].

In un rivelatore a silicio la produzione di elettroni (e) e lacune (h) dipende dalla caratteristica struttura a bande energetiche dei cristalli: l'*energy gap* tra le bande determina la soglia energetica di creazione di una coppia e-h. Tale soglia è pari a circa il triplo dell'*energy gap* ed è $\simeq 3,6$ eV, valore relativamente piccolo che permette di ottenere buone risoluzioni e basse soglie energetiche di rivelazione.

La traccia di ionizzazione (coppie e-h) prodotta da uno ione nel rivelatore a silicio tende a diffondere a causa del moto di agitazione termica e del gradiente di concentrazione dei portatori. Questo produce un allargamento della traccia ed una diminuzione della concentrazione dei portatori, che risulta un elemento chiave del processo di raccolta in presenza dell'effetto di plasma (maggiori dettagli nel paragrafo 1.2.1). Per una distribuzione inizialmente puntiforme e unidimensionale, la distribuzione assumerebbe un profilo gaussiano con deviazione standard dipendente dal tempo t e data da:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (1.4)$$

dove D è detto coefficiente di diffusione.

In presenza di un campo elettrico $\vec{\mathcal{E}}$, i portatori assumono anche un moto di deriva con velocità date da:

$$\vec{v}_h = \mu_h \vec{\mathcal{E}} \quad , \quad \vec{v}_e = -\mu_e \vec{\mathcal{E}} \quad (1.5)$$

dove: μ_h e μ_e sono dette mobilità, rispettivamente delle lacune e degli elettroni.

Fra la mobilità μ e il coefficiente di diffusione D vale la relazione di Einstein:

$$D = \mu \frac{kT}{e} \quad (1.6)$$

con k costante di Boltzmann, e carica dell'elettrone e T temperatura assoluta.

È anche possibile la ricombinazione della coppia e-h, questo avviene quando l'elettrone torna in banda di valenza, facendo scomparire di fatto i due portatori. Questo fenomeno è da evitare se si vuole mantenere la proporzionalità tra l'energia depositata nel rivelatore e il numero di portatori creati. La deriva dei portatori sotto l'effetto di un campo elettrico è il modo standard per ridurre la ricombinazione, che potrebbe esser molto maggiore nel caso di sola diffusione. Risulta dunque indispensabile la presenza di un campo elettrico.

È particolarmente importante, in vista di quanto diremo successivamente, considerare ciò che accade quando il rivelatore è polarizzato con una tensione inferiore a quella di svuotamento. In questo caso si crea un volume (**zona non svuotata**) ricco di portatori liberi in numero molto maggiore di quelli presenti nella traccia generata da particelle ionizzanti. Poiché tale volume non presenta internamente un campo elettrico, il moto dei portatori è dominato dalla componente diffusiva che essendo molto più lenta di quella di deriva, facilita il processo di ricombinazione. In questo lavoro, gli ioni incidenti attraversano per prima la regione non svuotata come mostrato in figura 1.3. Essendo il substrato di tipo-n la giunzione corrisponde al lato dell'elettrodo $p+$ (a sinistra). Nella zona di svuotamento elettroni e lacune sotto l'azione del campo elettrico presente, migrano rispettivamente verso l'elettrodo

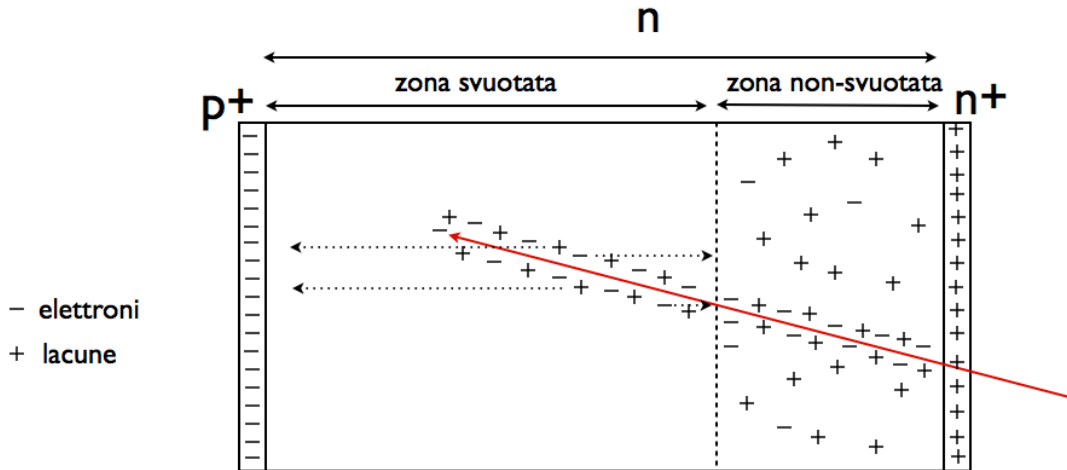


Figura 1.3: Rivelatore a silicio parzialmente svuotato con una particella carica incidente dal lato opposto alla giunzione. I portatori si muovono per deriva verso l'elettrodo corrispondente nella zona svuotata e per diffusione in quella non svuotata.

$n+$ e l'elettrodo $p+$ e il loro moto di deriva si sovrappone, dominandolo, a quello di agitazione termica, che li porterebbe a diffondere in tutto il volume circostante aumentando le dimensioni trasversali della traccia inizialmente prodotta. Elettroni e lacune prodotti nella zona non svuotata, ovvero la totalità dei portatori per ioni che non raggiungono la regione svuotata, presentano solo moto diffusivo.

Nei nostri rivelatori, in condizione di completo svuotamento, un elettrone impiegherebbe una decina di ns per percorrere i 500 μm di spessore con un moto di deriva mentre, per percorrere la stessa distanza solo per diffusione impiegherebbe un tempo notevolmente più lungo. Secondo il modello di Villani [12] si potrebbe stimare tale tempo come:

$$t_c^{diff} \propto \frac{x^2}{D} \quad (1.7)$$

dove x è la distanza che percorrono i portatori e D la corrispondente costante di diffusione definita dalla (1.4).

Con questo calcolo si ricaverebbe per t_c^{diff} un valore di $\sim 75 \mu\text{s}$ nel caso degli elettroni. Poiché la vita media dei portatori misurata dalla ditta che ha fornito il silicio per i nostri rivelatori è $\sim 6000 \mu\text{s}$, in assenza di moto di deriva bisognerebbe aspettarsi un contributo alla ricombinazione dell'ordine di alcuni percento per distanze pari allo spessore del rivelatore con una possibile perdita di proporzionalità tra energia depositata e cariche raccolte sugli elettrodi della stessa entità.

1.2.1 Raccolta delle cariche

Il moto dei portatori di carica induce sugli elettrodi una corrente il cui andamento temporale dipende dalla distribuzione delle cariche lungo la traccia e dalla loro velocità. Una volta note tali grandezze è possibile calcolare la corrente indotta tramite il teorema di Shockley-Ramo [13, 14].

Le caratteristiche del segnale misurato, come il fronte di salita o l'ampiezza, sono variabili a seconda del frammento incidente e dipendono dalla traccia di ionizzazione, cioè dalla sua concentrazione e geometria, e dal meccanismo di raccolta delle cariche. Tale meccanismo per ioni pesanti su rivelatori a silicio, presenta due contributi distinti, il *tempo di transito* e il *tempo di plasma* [9].

Il primo è il tempo necessario ai portatori per attraversare il rivelatore dal punto in cui sono stati formati all'elettrodo verso il quale sono diretti. Questo tempo dipende dalla velocità con la quale si muovono i portatori, che a sua volta dipende dalla posizione attraverso il valore locale del campo elettrico. Infatti, il campo elettrico, dipendente dalla tensione applicata, che induce il moto di deriva dei portatori, non è costante su tutto il volume ma dipende dalla posizione. In figura 1.4 è mostrato lo schema di un rivelatore in parte non svuotato, immagine di sinistra, e di un altro

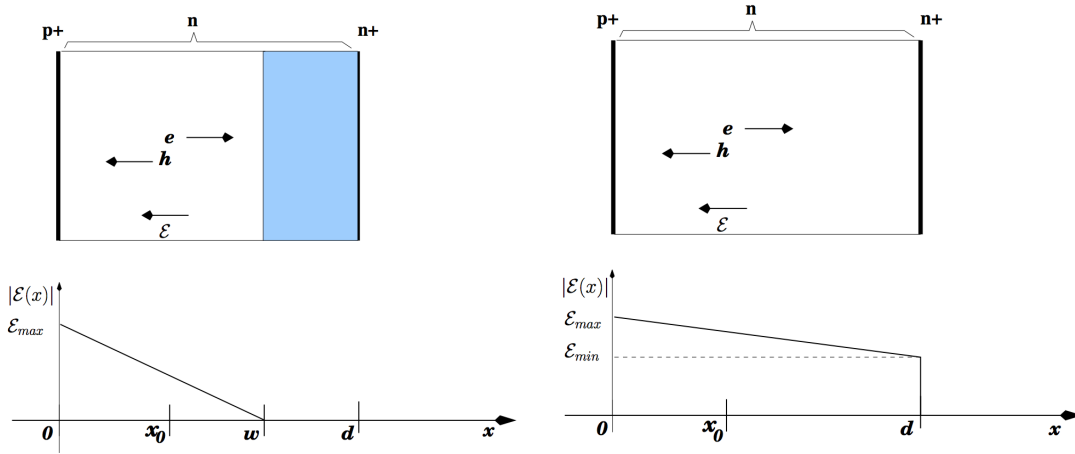


Figura 1.4: Schema di un rivelatore e dell'andamento del suo campo elettrico in funzione della distanza nel caso di un rivelatore parzialmente svuotato (immagine di sinistra) e sovralimentato, ovvero polarizzato a tensione superiore a quella di svuotamento completo (immagine di destra)

invece completamente svuotato in regime di sovratensione, immagine di destra, con i relativi profili spaziali del campo elettrico, i cui andamenti sono rispettivamente [15]:

$$|\vec{\mathcal{E}}(x)| = \begin{cases} \frac{2V}{w}(1 - \frac{x}{w}), & \text{parzialmente svuotato} \\ \frac{2V_d}{d}(1 - \frac{x}{d}) + \frac{V-V_d}{d}, & \text{sovralimentato} \end{cases} \quad (1.8)$$

dove, come si vede dalla figura 1.4: x è la lunghezza di penetrazione a partire dal lato di giunzione, w è lo spessore di svuotamento, pari allo spessore del rivelatore d nel caso di totale svuotamento, V e V_d sono relativamente la tensione applicata e quella di svuotamento, data dalla (1.5).

Sotto l'azione del campo elettrico in questa forma, l'equazione di moto per il moto di deriva dei portatori è:

$$x_{e,h}(t) = \begin{cases} (x_0 - w) \exp(\mp \frac{t}{\tau_i}) + w, & \text{parzialmente svuotato} \\ (x_0 - s) \exp(\mp \frac{t}{\tau_i}) + s, & \text{sovralimentato} \end{cases} \quad (1.9)$$

con x_0 coordinata iniziale per $t = 0$ e dove:

$$\tau_i = \frac{w^2}{2V\mu_i} \quad \text{con } i = e, h \quad s = \frac{w}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d}\right)$$

Inoltre, si ricava che il tempo di raccolta per le lacune e gli elettroni si calcola come:

$$t_h^c = \begin{cases} \tau_h \ln\left(\frac{w}{w-x_0}\right), & \text{parzialmente svuotato} \\ \tau_h \ln\left(\frac{s}{s-x_0}\right), & \text{sovralimentato} \end{cases} \quad (1.10)$$

$$t_e^c = \begin{cases} t_e^c \rightarrow \infty, & \text{parzialmente svuotato} \\ -\tau_e \ln\left(\frac{s-w}{s-x_0}\right), & \text{sovralimentato} \end{cases} \quad (1.11)$$

Per gli elettroni il calcolo analitico nel caso parzialmente svuotato pare dare un risultato assurdo ($t_e^c \rightarrow \infty$). Nella realtà, gli elettroni sono comunque raccolti grazie al moto di agitazione termica.

Si osservi che il tempo di transito, fissata la tensione applicata, risente molto della distanza che i portatori devono percorrere per raggiungere l'elettrodo corrispondente. Inoltre, si osserva come, per tensioni superiori a quella di svuotamento, l'intensità del campo elettrico non è mai nulla in quanto comprende un contributo costante che velocizza la raccolta della carica e quindi diminuisce la durata dell'impulso di corrente indotto.

Il tempo di plasma è un ritardo legato ad un fenomeno noto fin dai primi studi sui rivelatori a silicio e ancora oggetto di studio [16, 17, 18, 19] e del quale manca ancora una modellizzazione rigorosa. Uno ione pesante rilascia nel rivelatore un'energia progressivamente crescente fino al picco di Bragg in cui l'energia depositata per unità di lunghezza è massima e di conseguenza lo è anche la densità di coppie e-h formate. Sperimentalmente si constata che la raccolta della carica prodotta da uno ione pesante è più lenta di quella che si ha per una particella di carica minore e pari *range* (ad esempio un elettrone o un protone). Una possibile interpretazione di tale fenomeno è che l'elevata concentrazione di portatori lungo tutta la traccia, e nel picco di Bragg in maggior misura, dia luogo ad un plasma di elettroni e lacune in cui le forze coulombiane repulsive e attrattive tra portatori di carica sono così intense, e la concentrazione di particelle così grande, da schermare l'interno della traccia dal campo elettrico del rivelatore. Tali cariche si possono muovere, dunque, solo per diffusione. In particolare, gli elettroni diffonderebbero più rapidamente delle lacune venendosi presto a trovare in maggior numero al bordo esterno della traccia stessa. Gli elettroni più esterni potrebbero risentire del campo elettrico e iniziare a derivare verso gli elettrodi. Così, il plasma viene eroso, partendo dagli strati più esterni, e progressivamente il campo elettrico penetra nell'interno raccogliendo tutti i portatori non ricombinati in precedenza.

Il tempo di salita del segnale si allunga notevolmente a causa della lentezza di questo processo che può essere velocizzato con l'applicazione di un campo elettrico più intenso, che riesca a erodere il plasma raccogliendone le cariche in tempi più brevi.

1.2.2 Elettronica di lettura

Il moto dei portatori di carica induce sugli elettrodi un segnale di corrente che viene elaborato generalmente da un circuito detto “di lettura”. Nel nostro caso il circuito, riportato in figura 1.5 è del tipo **preamplificatore di carica** ed è connesso all’elettrodo $n+$.

Dal punto di vista del circuito di lettura, il rivelatore a silicio può essere schematizzato elettricamente come un generatore di corrente in parallelo con una capacità C_D . Il segnale di corrente passa attraverso il condensatore di disaccoppiamento C_A , che costituisce un blocco per la tensione di polarizzazione applicata ed un corto circuito per i segnali, e viene poi integrata sulla capacità C_f . L’amplificatore operazionale con la capacità in reazione, infatti, costituisce un *Integratore di Miller* [20]. La capacità C_f si scarica nel tempo con andamento esponenziale con costante di tempo $\tau_f = R_f C_f$ solitamente molto maggiore rispetto alla durata del segnale di corrente. Questa approssimazione, come vedremo, non vale per i segnali raccolti nell’ambito di questo lavoro, rendendo necessaria una correzione per l’effetto del decadimento, detta “cancellazione di polo-zero”. Il condensatore C_P nell’immagine simboleggia tutte le capacità parassite (per esempio cavi di connessione) presenti nel circuito.

Il preamplificatore ha comunque una banda passante BW (*Band Width*) limitata

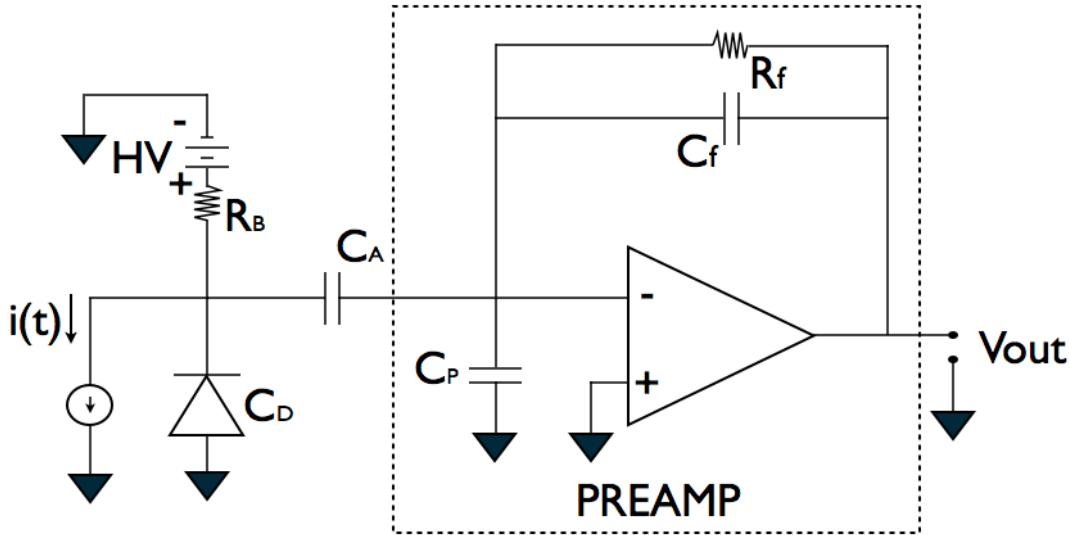


Figura 1.5: Catena elettronica generalmente accoppiata ad un rivelatore di particelle. Lo stadio PREAMP è l’Integratore di Miller che integra il segnale di corrente. Il segnale torna a zero esponenzialmente con la costante di tempo $\tau_f = R_f C_f$, che nel presente lavoro è di alcune centinaia di μs .

e introduce un limite inferiore al tempo di salita del segnale di uscita $\tau_r \propto \frac{1}{BW}$. Tale limite, nel nostro caso, è importante solo per segnali molto rapidi il cui tempo di salita t_r è dello stesso ordine di grandezza di τ_r o inferiore.

A titolo d'esempio, una particella α da 25A MeV incidente dal lato *ohmico* (lato opposto alla giunzione) di un rivelatore a silicio di spessore 500 μm alimentato alla tensione di svuotamento, ha un tempo di salita sperimentale di 22 ns, confrontabile con i tempi caratteristici introdotti dalla banda passante del preamplificatore di carica. Poiché per tale frammento incidente ci si aspetterebbe un tempo di salita dell'ordine della decina di ns, considerando il tempo di raccolta per deriva dei portatori più lenti, il rallentamento del fronte di salita può essere attribuito ad effetti non trascurabili introdotti dalla catena elettronica (un'altra possibile causa di rallentamento è il filtro passa basso *anti-aliasing* incorporato nel digitalizzatore, paragrafo 1.2.3).

I preamplificatori impiegati in FAZIA forniscono, oltre all'integrale della corrente, anche un'uscita proporzionale alla corrente istantanea nel rivelatore. Questo si ottiene amplificando la caduta di tensione prodotta, su un'apposita resistenza, dalla corrente che circola nel *loop* di reazione [21].

1.2.3 Digitalizzazione del segnale

Negli ultimi decenni si è diffusa sempre più, nell'ambito della fisica nucleare, la digitalizzazione dei segnali dei rivelatori subito dopo lo stadio d'uscita del preamplificatore. Un convertitore analogico digitale produce a intervalli regolari nel tempo (periodo di campionamento) un valore numerico proporzionale alla tensione in ingresso. Il segnale viene quindi rappresentato come una sequenza di valori numerici e passato al sistema di elaborazione per l'estrazione delle informazioni di tempo e energia mediante procedimenti numerici. Questo permette l'eliminazione degli amplificatori formatori, dei discriminatori a soglia, dei convertitori analogico-digitali e di altri apparati necessari ad un sistema di trattamento dei segnali analogico. Un sistema d'acquisizione basato su digitalizzatori permette quindi una notevole riduzione dei componenti della cosiddetta "elettronica di *front-end*" e l'estrazione dei parametri di interesse mediante elaborazione numerica del segnale. I segnali digitali hanno l'enorme vantaggio di poter essere salvati su disco e analizzati *offline* e questo fornisce la possibilità di ottimizzare con calma le procedure di analisi (come i parametri dei filtri formatori applicati).

Come espresso dal **Teorema del Campionamento** [22], per poter digitalizzare il segnale evitando l'*aliasing* [23], dobbiamo limitare in frequenza il segnale usando un filtro *anti-aliasing* che, agendo come un filtro passa-basso, attenui le frequenze al di sopra di quella di taglio, scelta in funzione della frequenza di campionamento

dell'ADC. Il filtro *anti-aliasing* introduce un ulteriore rallentamento sul fronte di salita del segnale, che nel nostro caso limita il tempo di salita minimo ad una trentina di ns.

Il segnale digitalizzato è affetto da fluttuazioni dovute al rumore elettronico. Tale rumore è in parte già presente prima della digitalizzazione. Infatti, all'uscita del preamplificatore sono presenti il *rumore Johnson* della resistenza di polarizzazione e di quella di reazione, ed il *rumore granulare* della corrente di fuga del rivelatore. Oltre a questo, anche il primo stadio del preamplificatore contribuisce al rumore [11].

Il convertitore analogico-digitale aggiunge a sua volta rumore al segnale. Tale rumore è dovuto in parte all'approssimazione dei valori di tensione (il valore continuo della tensione di ingresso è approssimato al valore più vicino fra i 2^N valori disponibili, dove N è il numero di bit all'uscita del convertitore). Questa approssimazione si può schematizzare con l'aggiunta di un rumore bianco (cioè con densità spettrale costante) detto *rumore di quantizzazione*, avente varianza:

$$\sigma_{ADC}^2 = \frac{1}{12} \frac{R^2}{4^N} \quad (1.12)$$

con R *range* dell'ADC in Volt. Oltre che con il rumore di quantizzazione, l'ADC contribuisce con rumore dovuto al suo stadio analogico di ingresso e con altri effetti come la non linearità differenziale. Questa seconda componente di rumore solitamente domina rispetto al rumore di quantizzazione. La varianza di rumore effettiva dell'ADC viene di solito espressa introducendo nella (1.12) un numero di bit efficace ENOB (*Effective Number of Bits*) minore di N così che:

$$\sigma_{ADC}^2 = \frac{1}{12} \frac{R^2}{4^{ENOB}} \quad (1.13)$$

Nei segnali digitalizzati analizzati in questo lavoro, il rumore dell'ADC è di gran lunga il contributo dominante al rumore complessivo. La scheda digitalizzatrice attenua il segnale di uscita dei PACI (che ha una dinamica di circa 4 V) per adattarlo alla minor dinamica di ingresso dell'ADC (2 V), riducendo così anche il rumore del PACI, che diventa trascurabile. FAZIA utilizza un'ADC a 14 bit/100 MS/s con 11.4 ENOB, che introduce un rumore di circa 4.0 LSB (*Last Significant Bit*) espresso in termini di larghezza a metà altezza (FWHM). Dato che il *range* del convertitore analogico-digitale corrisponde in energia a circa 3 GeV si ha una FWHM in unità di energia di ~ 430 KeV.

1.3 Discriminazione di forma (PSA)

Abbiamo già osservato nel paragrafo 1.2.1 che per frammenti nucleari pesanti, la forma del segnale di un rivelatore a silicio dipende dalla concentrazione dei portatori di carica lungo la traccia di ionizzazione attraverso il tempo di plasma. Poiché la quantità di energia depositata per unità di lunghezza dipende dal tipo di particella e dalla sua energia (come si vede nella relazione (1.2)), le informazioni legate alla forma dei segnali, come il tempo di salita, possono essere utilizzate per l'identificazione del numero atomico, Z , e del numero di massa, A , delle particelle rivelate.

La tecnica che ricava l'identificazione delle particelle dalla forma dei segnali si chiama *Discriminazione di forma* o *Pulse Shape Analysis* (PSA) e, a differenza della tecnica ΔE - E , non richiede che la particella superi il primo stadio di rivelazione. Conseguentemente, essa permette, almeno in linea di principio, soglie energetiche di identificazione molto più basse. La PSA, se applicata al primo rivelatore del telescopio, permetterebbe dunque l'identificazione anche di quei frammenti incapaci di raggiungere il secondo rivelatore.

Nell'uso standard dei rivelatori a silicio, le particelle incidono dal lato della giunzione, detto *front*, corrispondente al lato di campo elettrico più intenso. Questa scelta nasce dall'esigenza di uniformare quanto più possibile le forme dei segnali, evitando l'effetto di *deficit balistico* [24] e migliorando le misure di *timing*. Infatti, fissata l'energia, i frammenti meno penetranti producono una maggiore densità di carica media lungo la traccia rispetto ai frammenti a *range* maggiore. I primi però, in tale configurazione, producono le cariche nella regione a campo elettrico più intenso e questo tende a ridurre il tempo di plasma, con un effetto opposto a quello indotto della maggiore densità di ionizzazione. Un'altra tecnica per uniformare le forme dei segnali e ottimizzare il *timing* consiste nel polarizzare il rivelatore ben oltre la tensione di svuotamento (evitando però il *breakdown*).

Poiché sono proprio le differenze tra le forme dei segnali a costituire la base della PSA, la configurazione di misura ideale per questa tecnica è rappresentata, piuttosto che dalla *front*, da quella *rear*, in cui le particelle incidono sul lato di campo debole. In tale configurazione, a parità di energia, il segnale dei frammenti meno penetranti risente sia della maggior densità di portatori che del minor campo elettrico. Questa configurazione tende quindi ad esaltare le differenze dei tempi di raccolta.

Gli effetti della configurazione di misura sulle prestazioni della PSA sono stati studiati in dettaglio in [25]. La differenza tra le due configurazioni sta dunque nell'importanza relativa dei due fattori che determinano il tempo di erosione e di raccolta del plasma: l'intensità del campo elettrico e la profondità di penetrazione nel rivelatore. Infatti, il contributo del tempo di deriva alla raccolta della carica di solito è trascurabile rispetto al tempo di plasma. Possiamo stimare il tempo di transito

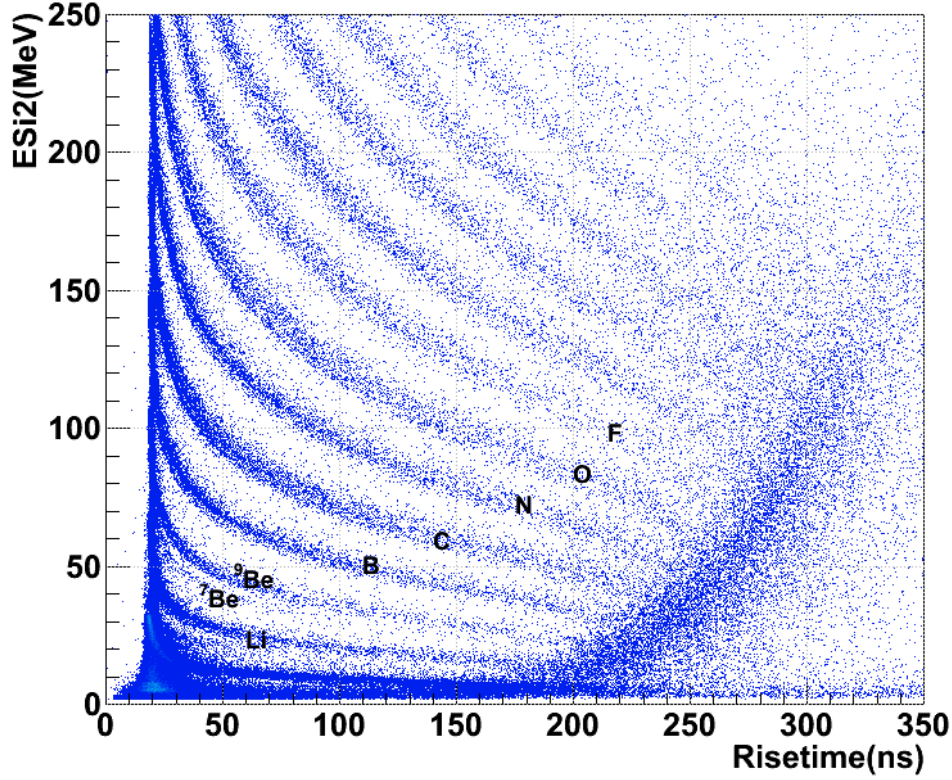


Figura 1.6: Correlazione tra l'energia depositata nel Si2, $ESi2$, ed il tempo di salita (dal 20% al 70% del massimo) del segnale di carica. Sul grafico si distinguono nettamente le curve dei vari Z e nel caso del Be anche le curve di alcuni isotopi. I dati sono relativi alla tensione applicata di 290 V.

delle cariche prodotte nei nostri rivelatori da frammenti incidenti sul lato *ohmico* $n+$, come il tempo necessario alle lacune (i portatori più lenti) per raggiungere l'elettrodo $p+$ di giunzione. Nel caso di totale svuotamento di un rivelatore di 500 μm , le lacune impiegano una decina di ns ad attraversare tutto il rivelatore. I dati sperimentali mostrano invece che, per ioni pesanti come il ^{60}Ni , il tempo di salita è di ~ 120 ns ben più grande della stima appena ricavata. Ciò è conferma dell'importanza del contributo del tempo di plasma nel caso di ioni pesanti.

In figura 1.6 è mostrato un esempio di identificazione dei frammenti rivelati mediante PSA per uno dei nostri rivelatori. Il grafico si riferisce alla correlazione tra energia depositata nel rivelatore e tempo di salita del suo segnale di carica. Per l'analisi di forma dei segnali, come per le misure di *timing* il tempo di salita dei segnali, o *rise time*, è una grandezza molto importante. In elettronica di solito si definisce *rise time* il tempo necessario al segnale per passare dal 10% al 90% del suo valore massimo. La Collaborazione FAZIA, in seguito ai primi studi compiuti [26], utilizza come tempo di salita quello dal 20% al 70% del massimo. Questa scelta è

risultata finora essere la stima più robusta e efficiente del tempo di salita dei segnali per la discriminazione di forma. Da questo punto in poi con il termine *rise time* faremo riferimento a questa definizione piuttosto che a quella standard.

Come già detto nel paragrafo 1.2.1, non esiste ancora un modello completamente affidabile che spieghi il fenomeno dell'erosione del plasma, ma il modello di Seibt [16] rappresenta un buon punto di partenza per cercare di capire il fenomeno e quantificarne i tempi di raccolta. Seibt considera la traccia di ionizzazione come un cilindro la cui lunghezza è data dal *range* dello ione di spessore dell'ordine di $1\text{ }\mu\text{m}$, che si allarga nel tempo a causa della diffusione. L'erosione del plasma avviene dagli strati più esterni del cilindro (solo l'anno successivo il modello fu migliorato da Finch [27] che introdusse anche la raccolta dalla "testa" della traccia che si trova a contatto con l'elettrodo di ingresso).

Questo modello riproduce ragionevolmente la dipendenza del tempo di raccolta dalla densità del plasma e dalla lunghezza della traccia, a sua volta legata alla quantità di energia depositata nel rivelatore. Nel caso di un rivelatore in configurazione *rear* completamente svuotato, il modello riproduce qualitativamente l'andamento delle curve sperimentali, mostrate in figura 1.6: a parità di Z e A , al diminuire dell'energia rilasciata dal frammento nel rivelatore, il tempo di salita del segnale aumenta finché la curva confluisce, a destra, in un crinale comune a tutti gli elementi che, per energie ancora inferiori, torna verso l'origine. Tale zona di "ritorno indietro" delle curve è detto, appunto, *backbending*. È stato dimostrato che un modello basato sulla formula di Seibt riproduce qualitativamente l'andamento delle curve in figura 1.6, compreso il *backbending* [28]. Sebbene teoricamente la PSA non dovrebbe possedere soglie energetiche per l'identificazione, nella pratica il *backbending* rappresenta una soglia inferiore in energia.

È possibile identificare i frammenti in Z e A anche ricorrendo alla correlazione tra l'energia depositata nel rivelatore ed il valore massimo del segnale di corrente, che si può ottenere prelevando dal rivelatore direttamente il segnale di corrente (come ci permette di fare il nostro preamplificatore di carica PACI, vedi 1.5) oppure differenziando il segnale di carica in uscita dal preamplificatore mediante un apposito circuito posto sulla scheda digitalizzatrice. La Collaborazione FAZIA ha sperimentato l'utilizzo di ambedue i metodi ottenendo risultati paragonabili. Nella maggior parte dei casi, tale correlazione fornisce migliori risoluzioni nell'identificazione degli isotopi, con soglie energetiche più basse rispetto al metodo precedente (si veda a tal proposito il paragrafo 2.7.3).

Tuttavia, anche la correlazione dell'energia con il massimo della corrente presenta delle soglie energetiche per l'identificazione in Z e A . Sulla parte sinistra della figura 1.7, per bassi valori del massimo della corrente, tutte le curve si sovrappongono risultando indistinguibili. Per piccole energie depositate infatti, la corrente assume

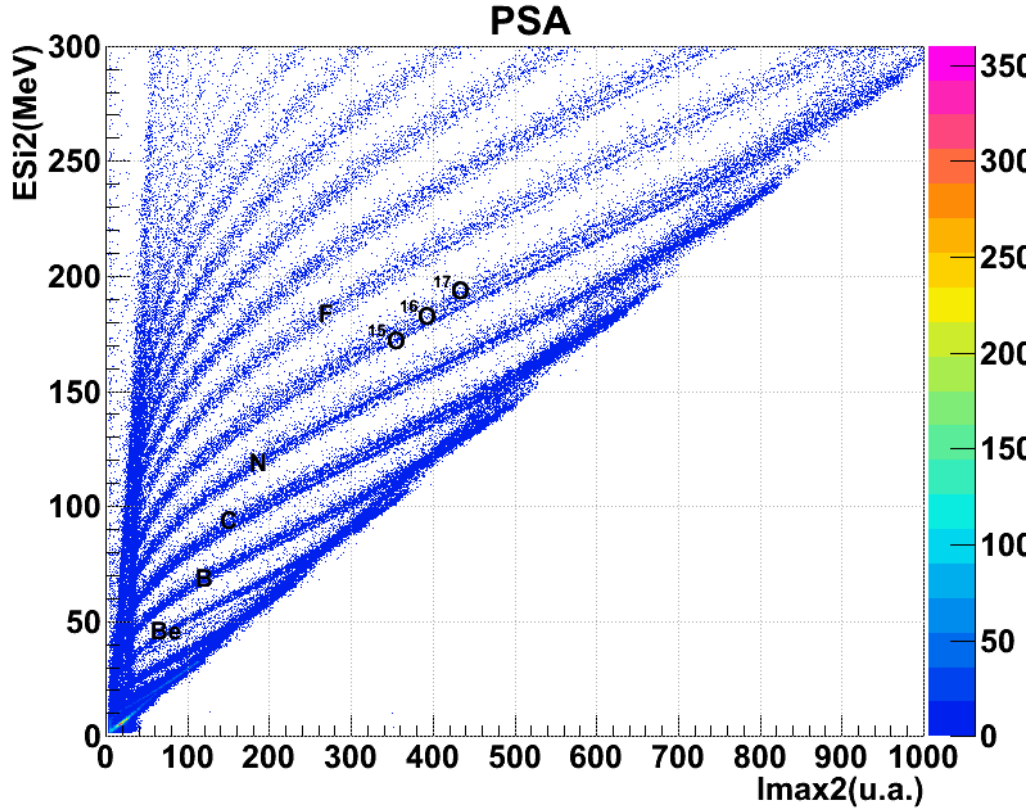


Figura 1.7: Correlazione tra l'energia depositata nel Si2, $ESi2$, e il valore massimo del segnale di corrente, $Imax2$, per la tensione applicata di 290V. Sul grafico sono segnalati alcuni elementi identificati e in alcuni casi anche i loro isotopi.

valori molto piccoli ed il suo massimo assume valori paragonabili all'ampiezza del rumore presente sul segnale.

1.3.1 Uniformità della resistività

Per un dato frammento ad una fissata energia, si vorrebbe ottenere una risposta la più possibile stabile al variare della posizione di impatto sul rivelatore. Ogni variazione di forma del segnale potrebbe tradursi in un peggioramento della risoluzione isotopica. Poiché il valore del campo elettrico locale nel rivelatore dipende dalla concentrazione locale di drogante (nel nostro caso donatori, essendo il substrato di tipo n) è molto importante che il drogaggio sia il più possibile uniforme. Si parla a tale proposito di omogeneità di resistività, infatti tale grandezza, determinabile sperimentalmente, vedi [29], è legata alla concentrazione dei donatori N_D da $\rho = \frac{1}{eN_D\mu_e}$ con e e μ_e carica elettrica e mobilità dell'elettrone e ρ resistività del materiale.

I rivelatori da noi utilizzati sono del tipo nTD (*Neutron Transmutation Doped*), ottenuti a partire da un lingotto molto puro (alta resistività) tramite bombardamento di neutroni provenienti da un reattore nucleare. Si sfrutta la percentuale

di ^{30}Si presente nel silicio naturale, circa il 3.1%. I neutroni inducono in maniera uniforme su tutto il volume la catena di reazione $^{30}\text{Si} + n \longrightarrow \gamma + ^{31}\text{Si} \xrightarrow{\beta^-} ^{31}\text{P}$. Quest'ultimo funge da donore. Il lingotto viene poi tagliato in *wafer* che vengono sottoposti a impiantazione ionica per creare lo strato $p+$ di giunzione ed il contatto bloccante $n+$ e in seguito tagliati in *pads*.

Il gruppo III dell'INFN di Firenze ha messo a punto un sistema che permette di ottenere una mappa bidimensionale della resistività locale sulla superficie del rivelatore [29]. Si è constatato che il drogaggio, nonostante il processo nTD, non è mai uniforme su tutto il volume del lingotto. L'uniformità del drogaggio viene espressa come rapporto fra le FWHM della distribuzione dei valori misurati ed il loro valor medio. Durante gli studi eseguiti, si sono riscontrati valori misurati di uniformità variabili fra lo 0.7% e il 6%. Negli esperimenti si è osservato che la migliore risoluzione si ha con i rivelatori i cui silici presentano la migliore uniformità. In figura 5 della [26] si può osservare l'effetto, sulla risoluzione di uno spettro di PSA, di differenti uniformità di resistività, dallo 0.7% fino al 4.6%. Si osserva chiaramente che per poter distinguere i singoli isotopi, fissato Z , è necessaria un'uniformità di resistività minore dell'1%.

Il secondo stadio del "telescopio 123", oggetto di questa tesi, presenta una uniformità di resistività misurata del 6% circa.

1.3.2 *Channeling*

Il fenomeno del **channeling** è legato alla struttura cristallina del Silicio. La disposizione regolare degli atomi nel reticolo può far sì che, quando una particella incide sul cristallo con una traiettoria parallela rispetto ai piani reticolari, il potenziale cristallino microscopico sia tale da mantenere la particella più lontana dai siti reticolari, riducendo l'energia persa per unità di lunghezza rispetto ad una particella, di pari energia, penetrante con una traiettoria inclinata rispetto ai piani reticolari. Si osserva che il fenomeno del *channeling* aumenta le fluttuazioni della forma dei segnali a parità di Z , A ed energia, peggiorando l'identificazione ottenibile con la PSA.

Per eliminare questo effetto di disturbo si deve tagliare il *wafer* di silicio con un angolo di circa $\sim 7^\circ$ rispetto agli assi $\langle 111 \rangle$ del suo reticolo cristallino. Il taglio permette di orientare il cristallo in modo che le particelle incidenti "vedano" il rivelatore come un mezzo amorfo. I rivelatori impiegati in questo lavoro di tesi sono stati tagliati secondo queste specifiche.

Nella figura 3 del [26] si può vedere la differenza di uno spettro di PSA realizzato in condizioni normali e in condizioni adatte a minimizzare l'effetto del *channeling*.

1.4 *Timing* nei rivelatori a silicio

Come accennato nel paragrafo 1.2.1, la raccolta della carica in un rivelatore a silicio completamente svuotato avviene su tempi dell'ordine del ns. Questa proprietà permette ottime misure di *timing*, con risoluzioni temporali anche inferiori al nanosecondo. La determinazione delle marche temporali è affetta da incertezze sia statistiche che sistematiche e la scelta del metodo da impiegare per la loro determinazione dipende dall'importanza relativa dei diversi tipi di incertezza.

Per introdurre queste fluttuazioni statistiche [15, 23, 30], consideriamo una tecnica molto semplice, detta *Leading Edge*, in cui, fissata una soglia in ampiezza, si assume come marca temporale l'istante in cui il segnale supera tale valore, come mostrato in figura 1.8 [15]. La determinazione della marca di tempo è comunque soggetta a fluttuazioni statistiche, dette *jitter*, determinate dal rumore elettronico sempre presente sui segnali all'uscita del preamplificatore. La presenza del rumore elettronico fa sì che l'istante di passaggio della soglia fluttui intorno ad un tempo medio. In figura 1.8 il rumore elettronico è rappresentato da una banda grigia di ampiezza pari a due volte il valore RMS (*Root Mean Square*) delle fluttuazioni di rumore, che individua la regione in cui possono cadere le ampiezze del segnale. I possibili valori della marca di tempo si ottengono semplicemente proiettando l'intersezione della banda con il valore di soglia sull'asse dei tempi. L'intervallo così

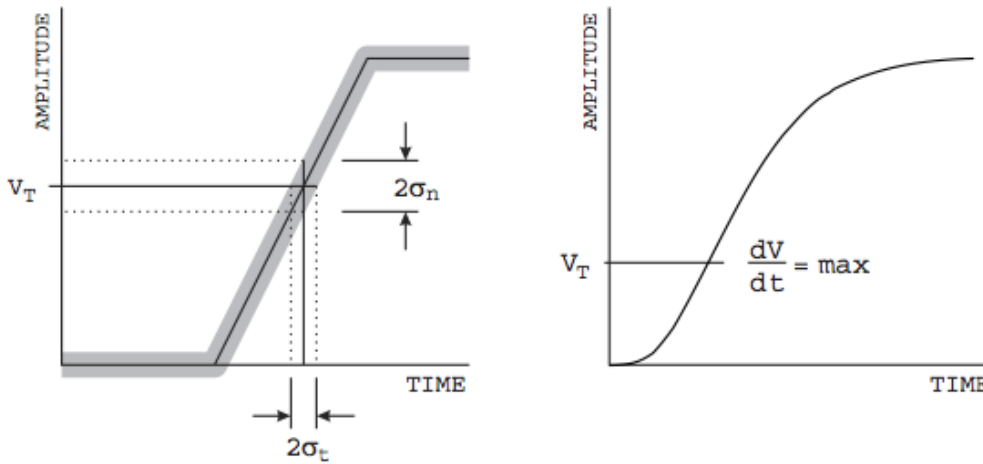


Figura 1.8: A sinistra le fluttuazioni dovute al rumore elettronico sono rappresentate come una banda di altezza pari a due deviazioni standard del rumore stesso. Le fluttuazioni di tensione determinano un errore anche nella determinazione dell'istante di attraversamento della soglia, detto *jitter*. L'errore sul tempo si può ottenere proiettando sull'asse dei tempi la larghezza della banda lungo l'asse delle ampiezze, tramite la derivata del segnale nel punto in cui attraversa la soglia stessa.

individuato dipende dalla pendenza del fronte di salita del segnale, come si vede graficamente, e può essere quantificato come [15]:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_n}{\left. \frac{dV}{dt} \right|_{V_T}} \approx \frac{t_r}{SNR} \quad (1.14)$$

dove σ_n è la deviazione standard del rumore associato al segnale, V_T è il valore della soglia, t_r è il *rise time* del segnale, S l'ampiezza finale del segnale e SNR è il suo rapporto segnale/rumore (ovvero $SNR = \frac{S}{\sigma_n}$). La seconda espressione è esatta solo per segnali il cui fronte di salita è lineare. Tuttavia, anche se i segnali generati dagli ioni pesanti nel rivelatore hanno fronti di salita che solo nella loro parte centrale possono essere assimilabili a fronti lineari, tale formula fornisce comunque una ragionevole stima del *jitter*. Dalla 1.8 segue anche che il punto migliore per valutare la marca temporale con il *leading edge* è quello di massima pendenza del fronte di salita.

Passando agli effetti sistematici, occorre considerare che i segnali provenienti da un rivelatore a silicio impiegato in fisica nucleare non sono tutti uguali in forma, ma hanno un'ampiezza dipendente (in genere linearmente) dall'energia depositata dal frammento rivelato e hanno un fronte di salita di durata variabile con l'energia e il tipo di frammento stesso. Queste differenze, utilizzando la tecnica del *leading edge*, causano effetti sistematici definiti *amplitude walk*, per segnali che possiedono diversa ampiezza a parità di tempo di salita, e *rise time walk* che è l'effetto per cui, segnali di pari ampiezza passano la soglia con un ritardo che aumenta all'aumentare del tempo di salita. In figura 1.9, tratta da [15], è rappresentato l'effetto tipico dell'*amplitude walk*: a parità di tempo di salita il ritardo con cui i segnali passano la soglia rispetto al “vero” inizio del segnale diminuisce all'aumentare dell'ampiezza.

Esistono metodi per la stima della marca di tempo più complicati del *leading edge*, come il cosiddetto “discriminatore a frazione costante” (*Constant Fraction Discriminator*, CFD), che permettono di ottenere marche temporali indipendenti dall'ampiezza dei segnali [11]. Per raggiungere tale risultato, il CFD somma il segnale invertito di segno e attenuato di un fattore $f < 1$, ad una sua copia ritardata di un tempo $T_d > t_r$, dove t_r è il tempo di salita. Il segnale somma presenta un passaggio dallo zero che resta indipendente dell'ampiezza del segnale e ritardato, rispetto al vero inizio del segnale, di un tempo:

$$t_z = T_d + f t_r \quad (1.15)$$

dove t_r è il tempo di salita del segnale e t_z è il passaggio dallo zero, che costituisce la marca temporale cercata e che dipende ancora dal tempo di salita. Essa è quindi ancora soggetta a *rise time walk* per segnali con tempo di salita variabile.

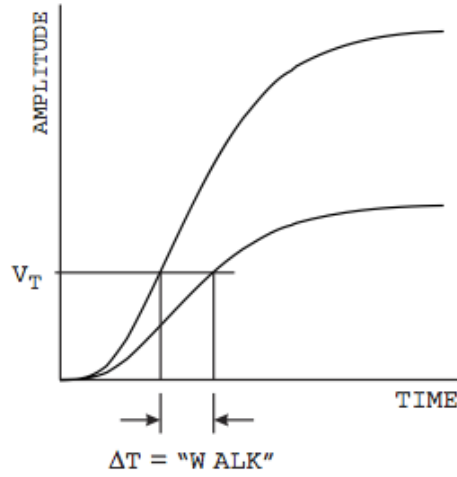


Figura 1.9: L'immagine mostra l'effetto del walk che determina una variazione ΔT tra le marche temporali definite dal passaggio della stessa soglia per due segnali con differente ampiezza.

Per ridurre anche questa dipendenza si può modificare la tecnica CFD ottenendo un *Amplitude Rise Time Compensated Constant Fraction Discriminator* (ARC-CFD). L'ARC-CFD ha un funzionamento simile a quello del CFD, ma con un ritardo $T_d < t_r$. Questo accorgimento fa sì che, il passaggio dallo zero, e quindi la determinazione della marca temporale, diventi indipendente dall'ampiezza e dal *rise time* del segnale. Il ritardo della marca temporale calcolata rispetto all'inizio del segnale può essere ricavato come [11]:

$$t_z = \frac{T_d}{1-f} \quad \text{purché sia:} \quad T_d < (1-f)t_r \quad (1.16)$$

1.4.1 Timing con segnali digitali

Le fonti di incertezza statistica e sistematica sulla determinazione delle marche temporali illustrate nel paragrafo precedente 1.4, sono presenti tanto sui segnali analogici quanto su quelli digitalizzati. Tuttavia, nel caso di trattamento digitale dei segnali, a queste fonti di errore sul *timing*, si aggiunge quella legata alla ricostruzione del segnale originale, e quindi anche del suo passaggio per la soglia, a partire dai campioni registrati [15]. La precisione con la quale si ricostruisce un segnale analogico dai campioni dipende strettamente dal *kernel* di interpolazione scelto, cioè dalla funzione che si usa per collegare tra loro i punti campionati per ricostruire il segnale analogico originale. Il teorema del campionamento asserisce che una perfetta ricostruzione del segnale campionato si otterrebbe utilizzando una funzione $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$, la cui trasformata di Fourier è un gradino perfetto. Tale *kernel* di interpolazione è perfetto per segnali con una banda di frequenza limitata superiormente da metà

della frequenza di campionamento ed elimina completamente l'*aliasing*. Tuttavia, i segnali provenienti dai nostri rivelatori non hanno una banda limitata per le alte frequenze e ciò fa sì che la funzione *sinc* non sia la scelta ideale per la ricostruzione del segnale originale. Inoltre le buone proprietà della funzione *sinc* si manifestano soprattutto nel dominio delle frequenze, mentre noi siamo interessati a quello del tempo [31]. Da studi precedenti [31], si è osservato che esistono altri *kernel* di interpolazione che risultano più efficaci nella ricostruzione dei segnali dei rivelatori. In particolare, i *kernel* cubici o del quinto ordine si adattano meglio al caso dei nostri segnali producendo meno “rumore di interpolazione”.

Campionando un segnale con molti punti sul fronte di salita, come mostreremo nel capitolo 3, l'estrazione della marca di tempo non risente del *kernel* scelto ed è affetta da un errore di interpolazione trascurabile rispetto a quelli del *jitter* o del *walk*. Invece, per segnali particolarmente veloci, in cui si riescono ad acquisire pochi punti sul fronte di salita, può esserci una sensibile dipendenza dall'algoritmo di ricostruzione. In tal caso l'interpolazione può rappresentare il limite più restrittivo alla precisione ottenibile sulla determinazione delle marche temporali.

1.4.2 Algoritmi digitali di CFD e ARC-CFD

Nel caso in cui siamo interessati a prelevare, dai segnali digitalizzati dei rivelatori, delle informazioni temporali, come il tempo di salita o l'istante di inizio del segnale abbiamo la necessità di applicare un algoritmo numerico che riproduca il comportamento del corrispondente circuito analogico o che comunque estragga la stessa informazione.

In questo lavoro abbiamo impiegato, come equivalente di un CFD analogico, il cosiddetto dCFD (*digital CFD*) descritto in [31]. Tale algoritmo valuta il valore massimo del segnale rispetto alla linea di base e calcola il valore della soglia come una frazione del massimo definita dal valore di $f < 1$ scelto. Per determinare l'effettiva intersezione del segnale con il valore di soglia calcolato, si identificano i due punti campionati immediatamente precedenti e i due immediatamente successivi al passaggio della soglia. Si determina poi l'unica forma cubica passante per i punti selezionati e l'istante temporale per cui il polinomio assume il valore della soglia che costituisce la marca di tempo cercata. Questo equivale approssimativamente a ricostruire il segnale dai campioni mediante un *kernel* cubico. Lo stesso principio può essere applicato variando la forma funzionale (ad esempio impiegando un polinomio di ordine 5 ed i 6 campioni, tre precedenti e tre seguenti il passaggio di soglia, che lo individuano univocamente). Alternativamente si può ricostruire il segnale mediante una curva di tipo “spline cubica”. Si tratta di una curva ottenuta unendo i campioni

noti con le forme polinomiali cubiche di cui si impone la continuità (e di solito anche la continuità della derivata prima) nei punti di raccordo.

In passato, algoritmi digitali che emulassero un ARC-CFD sono stati realizzati imitando il funzionamento di un ARC-CFD analogico [31]. In questo lavoro abbiamo cercato di ottenere un algoritmo digitale semplice che riproducesse il comportamento di un ARC-CFD, e che fosse un'estensione del metodo impiegato per il dCFD. Nel caso del CFD analogico, l'attraversamento dello zero da parte del segnale somma avviene, a meno di un ritardo costante T_d , al tempo ft_r . Questo è il tempo per cui il segnale originale, nel caso di fronte lineare, raggiunge l'ampiezza $\frac{A}{t_r}ft_r = fA$, ovvero il valore di soglia impiegato nel dCFD. Analogamente, nell'ARC-CFD analogico il passaggio di zero avviene, a meno di un ritardo T_d , al tempo $\frac{fT_d}{(1-f)}$ per il quale l'ampiezza ha il valore:

$$A_{th} = \frac{fA}{\frac{(1-f)t_r}{T_d}} = \frac{fAT_d}{(1-f)t_r} \quad (1.17)$$

dove A rappresenta il massimo dell'ampiezza del segnale precedentemente calcolato.

Adottando il valore A_{th} , dipendente da t_r , come valore di soglia, si può determinare il suo attraversamento come per il dCFD attraverso una marca temporale indipendente da A e da t_r , nel limite di un fronte di salita lineare. Questo metodo è stato impiegato per ottenere i risultati illustrati nel paragrafo 3.4.

1.5 Il Telescopio Si-Si-CsI di FAZIA

La Collaborazione FAZIA ha l'obiettivo di costruire un apparato di nuova generazione in grado di fornire prestazioni migliori degli apparati esistenti, specialmente riguardo all'identificazione isotopica dei frammenti e alle soglie energetiche sopra le quali tale identificazione è possibile. FAZIA ha optato per alcune scelte, che ora presenteremo, per ottimizzare la tecnica ΔE - E combinata con la PSA sul primo rivelatore, utilizzando un sistema di acquisizione che digitalizza i segnali provenienti dai rivelatori immediatamente dopo il preamplificatore.

L'elemento base del nuovo apparato sarà un telescopio ΔE - E composto da tre stadi Si-Si-CsI(Tl).

Il Si1 ha uno spessore di circa 300 μm mentre il Si2 di circa 500 μm , entrambi montati in configurazione *rear* per migliorare le prestazioni della *Pulse Shape Analysis*. Dietro il Si2 vi è il terzo stadio del telescopio composto da un rivelatore al CsI(Tl) di 10 cm a forma di tronco di piramide quadrata. Lo ioduro di Cesio è un alogenuro alcalino ed è uno scintillatore inorganico che generalmente viene drogato con Sodio o Tallio. Il CsI(Tl) è composto da materiali con numero atomico relativamente elevato $Z = 53$, che gli conferisce, grazie anche all'elevata densità (circa 4.5

gr cm^{-3}) una notevole capacità frenante per particelle cariche. Il ruolo del CsI(Tl) è molteplice:

- fermare la particelle più energetiche rendendone possibile la misura di energia nonché l'identificazione in una matrice ΔE -E Si-CsI.
- identificare le particelle leggere (isotopi di H e He) mediante analisi di forma degli impulsi di scintillazione.
- essere impiegato come veto per “ripulire” la matrice ΔE -E Si1-Si2 dagli eventi di *punch through*.

La forma particolare del nostro rivelatore al CsI(Tl) serve a coprire tutto l'angolo solido identificato dal bersaglio e dalla superficie frontale del telescopio posto a 1 m di distanza dalla sorgente.

I segnali prodotti in entrambi i silici subiscono lo stesso trattamento elettronico, passando attraverso il preamplificatore di carica e corrente PACI [21]. Tale strumento presenta due uscite distinte: una per la corrente e un'altra per la carica. La capacità di reazione del preamplificatore di carica viene scelta sulla base del *range* dinamico in energia richiesto dalla misura, tipicamente 2-3 GeV.

Le uscite del PACI sono di tipo differenziale e ciascuna di esse viene inviata ad una scheda digitalizzatrice dotata di un ADC a 14 bit/100 MS/s con 11.4 ENOB. Parte della memoria del digitalizzatore, contenuta in un dispositivo logico programmabile (FPGA *Field Programmable Gate Array*) è impiegata come *buffer* circolare. Essa viene continuamente scritta dai campioni provenienti dall'ADC. Solo all'arrivo di un segnale di *trigger* il contenuto del *buffer* circolare e tutti i campioni successivamente acquisiti vengono scritti nella memoria principale di segnale. In questo modo si riesce ad ottenere un numero di campioni precedenti al *trigger* per l'analisi della linea di base.

Il rivelatore di CsI(Tl) è rivestito di un materiale riflettente (un polimero prodotto dalla 3M della serie VIKUITI). La luce di scintillazione è raccolta da un fotodiodo quadrato di lato $21 \times 21 \text{ mm}^2$ posto sulla faccia opposta a quella di ingresso. La corrente prodotta dal fotodiodo viene integrata da un PAC (un PACI senza uscita di corrente) ed il segnale di carica viene digitalizzato a 12 bit/125 MS/s da una scheda progettata dal gruppo III della sezione INFN di Firenze [32].

Dato che una elevata capacità di ingresso del preamplificatore aumenterebbe il rumore elettronico in uscita, si preferisce montare il preamplificatore più vicino possibile ai rivelatori. In tal modo la capacità associata alle connessioni tra rivelatore e preamplificatore risulta minore. Per questo motivo, i PACI sono montati sulla stessa struttura meccanica del telescopio e durante la misura sono posti, insieme ad essi, all'interno della camera a vuoto.

Capitolo 2

Misure di energia ed identificazione in parziale svuotamento

2.1 Configurazione di Misura

Lo scopo di questo lavoro di analisi è studiare il comportamento di un rivelatore a silicio, per quanto riguarda la misura di energia e l'identificazione dei frammenti, in condizione di parziale svuotamento. Si sono impiegate le consuete tecniche di analisi della Collaborazione FAZIA, ΔE -E, PSA con il tempo di salita del segnale di carica e PSA con il massimo della corrente. L'idea per questo studio è nata da alcune prove preliminari con rivelatori alimentati a tensioni inferiori a quella di svuotamento, che avevano mostrato qualità di identificazione isotopica migliore di quando erano alimentati “correttamente”.

I dati analizzati in questo lavoro di tesi sono stati acquisiti durante un turno di misura svoltosi nel dicembre 2012 presso i Laboratori Nazionali del Sud dell'INFN a Catania. Per l'esperimento si è utilizzato un fascio di $^{84}\text{Kr}^{23+}$ a 35A MeV, prodotto dal Ciclotrone Superconduttore (CS), incidente su bersagli di ^{112}Sn e di ^{197}Au , il cui spessore era rispettivamente di $488\text{ }\mu\text{g cm}^{-2}$ e $178\text{ }\mu\text{g cm}^{-2}$. Per i due differenti bersagli l'angolo di *grazing* calcolato è rispettivamente $\sim 4,1^\circ$ e $\sim 6^\circ$ ¹.

Il presente lavoro di tesi è incentrato su uno solo dei telescopi ΔE -E impiegati durante il test, denominato “tele123”. Come già descritto nel paragrafo 1.5, si tratta di un telescopio ΔE -E a 3 stadi, il cui primo silicio (Si1) ha uno spessore misurato di $311\text{ }\mu\text{m}$ e il secondo (Si2) di $510\text{ }\mu\text{m}$, con una superficie attiva di $20 \times 20\text{ mm}^2$. Il terzo stadio del telescopio è rappresentato da un cristallo di Ioduro di Cesio drogato con Tallio di lunghezza 10 cm e di superficie frontale $21 \times 21\text{ mm}^2$. Le misure di spessore sui rivelatori a silicio sono state eseguite usando un misuratore di

¹L'angolo di *grazing* è l'angolo limite di diffusione del proiettile oltre il quale la diffusione avviene prevalentemente per interazione nucleare, mentre, per angoli più piccoli è presente principalmente diffusione alla Rutherford.

spessore con precisione di $1\text{ }\mu\text{m}$ (errore di lettura) mentre le aree sono state fornite dal costruttore.

Allo scopo di studiare il comportamento del telescopio in condizione di svuotamento parziale, durante l'esperimento la tensione applicata sul Si2 del tele123 è stata variata portandolo, dalle condizioni di svuotamento completo, a quelle di parziale svuotamento fino ad avere circa $200\text{ }\mu\text{m}$ non svuotati. La tabella 2.1 riporta le tensioni applicate al rivelatore durante le misure e i relativi spessori non svuotati, le cui stime sono state ricavate, sulla base della (1.3), conoscendo la tensione di svuotamento di 290 V del rivelatore, misurata precedentemente mediante la curva caratteristica C-V (ovvero capacità rispetto a tensione applicata):

Tensione (V)	105	130	200	235	290
Spessore svuotato (μm)	310	340	420	460	510
Spessore Non svuotato (μm)	200	170	90	50	0

Tabella 2.1: *Tensioni applicate al secondo silicio del tele123 durante l'esperimento e stima dei relativi spessori svuotati e non svuotati del rivelatore.*

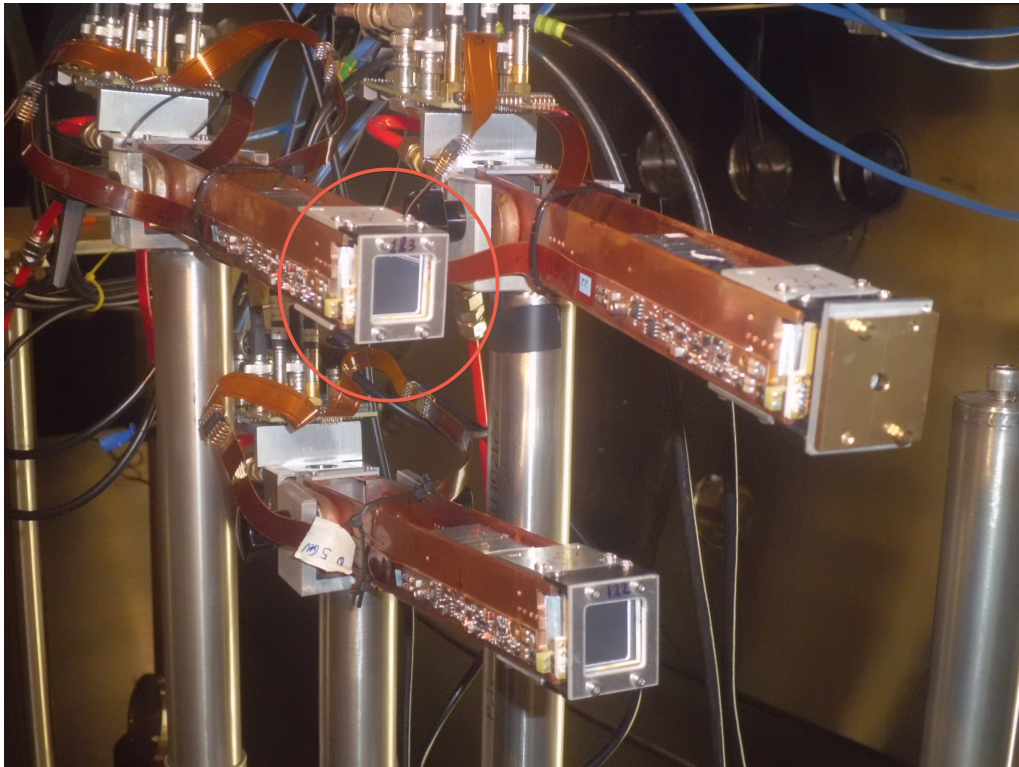


Figura 2.1: *Foto scattata al setup di misura dentro la camera di scattering prima dell'inizio dell'esperimento. Sui lati della struttura in rame si possono vedere i PACI, uno per telescopio e in particolare quello connesso al Si2. I tubi rossi servono per l'impianto di refrigerazione. Il tele123 è cerchiato in rosso.*

Specifiche Tecniche	Si1	Si2	CsI
Costruttore	FBK	FBK	Amcrys
Spessore	311 μm	510 μm	10 cm+fotodiodo
Tipo di Substrato	n	n	
Area Attiva	20×20 mm ²	20×20 mm ²	~21×21 mm ²
Tensione di svuotamento	140V	290V	30V
Tensione applicata	150V	105-290V	30V
Uniformità di resistività	~4%	~6%	
Vita media dei portatori	6000 μs	6000 μs	
ADC bit/rate	14 bit/100 MS/s	14 bit/100 MS/s	12 bit/125 MS/s
ENOB	11.4	11.4	10
Costante di Decadimento Preamp.	750 μs	425 μs	
Lunghezza del segnale acquisito	20 μs	70 μs	30 μs
Guadagno (keV/LSB)	283	192	
Fondoscala in energia	3,7 GeV	2,5 GeV	

Tabella 2.2: Caratteristiche principali del tele123 e della relativa elettronica di lettura.

L'apparato di misura è stato montato all'interno della camera di scattering *Ciclope*. I tre telescopi ΔE -E, mostrati in figura 2.1, erano posizionati ad una distanza di circa 50 cm dal bersaglio, allineati, tramite un puntatore laser, con la faccia di ingresso perpendicolare alla traiettoria delle particelle provenienti dal bersaglio, e posti ad un angolo leggermente superiore a quello di *grazing*, pari a circa $7,6^\circ$ (misurato dal centro della faccia frontale del telescopio), per evitare il danneggiamento dei rivelatori dovuto all'elevato flusso di particelle diffuse in maniera elastica. L'angolo solido sotteso da ognuno dei telescopi è di circa 0.013 sr.

In figura 2.2 è riportata la posizione in cui è stato posto, entro la Camera di Scattering *Ciclope*, il tele123 rispetto alla direzione del fascio. Invece, nella figura successiva, figura 2.3, è rappresentato il dettaglio schematico del tele123. Si osservi che i frammenti provenienti dal bersaglio incidono sul Si2 in configurazione rear: in condizione di svuotamento parziale le particelle incontrano per prima la parte non svuotata del rivelatore.

Poiché i preamplificatori di carica sono montati in vicinanza dei telescopi, come si è detto nel paragrafo 1.5, trovandosi in vuoto, necessitano di un apposito impianto di refrigerazione per dissipare il calore prodotto. Il frigorifero con la relativa pompa si trova all'esterno del *Ciclope* e mantiene l'acqua a circa 20°C . L'acqua circola nel supporto di rame dei telescopi (tubi blu e rossi in figura 2.1), su cui sono fissati, con interposto un opportuno isolante elettrico, i preamplificatori.

I segnali d'uscita dei preamplificatori, tramite passaggi a vuoto, vengono portati

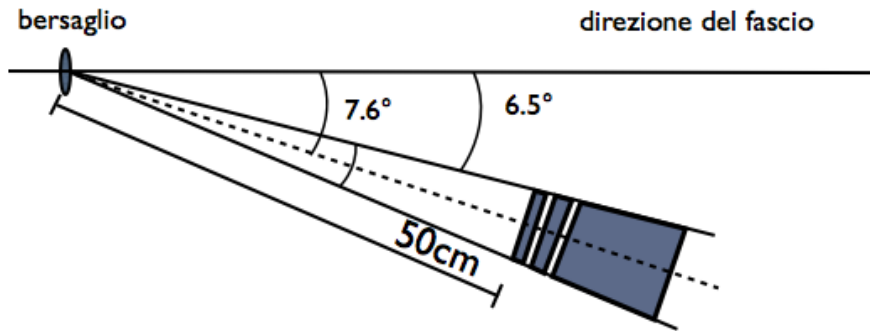


Figura 2.2: Posizionamento del telescopio 123 rispetto al bersaglio e alla direzione del fascio.

all'esterno della camera, da cavi differenziali di 8 m circa, fino alle schede digitalizzatrici, già descritte nel paragrafo 1.5. Le schede hanno il compito di digitalizzare i segnali e inviarli al sistema di acquisizione che li immagazzina su disco per la successiva elaborazione *offline*.

Le caratteristiche principali del tele123 e delle schede digitalizzatrici sono rias-

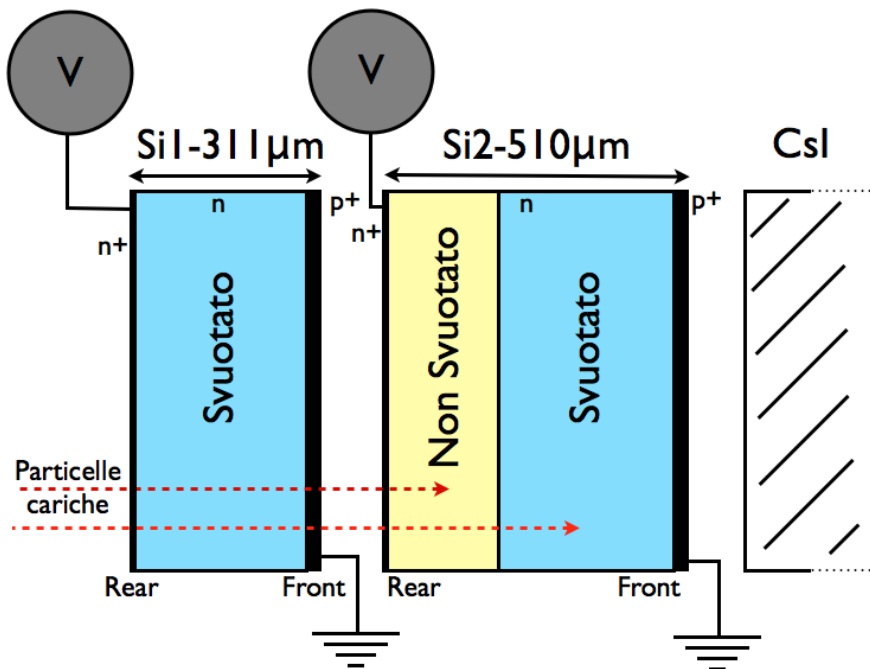


Figura 2.3: Schema dettagliato del tele123. Si noti il montaggio rear dei due silici. Sono rappresentate anche due particelle, una fermata nella zona non svuotata ed una nella zona svuotata del Si2.

sunte in tabella 2.2.

2.2 Elaborazione del segnale

I segnali che vengono acquisiti necessitano di alcune elaborazioni per poterne ricavare le informazioni fisiche cui siamo interessati (ampiezza e tempo di salita del segnale di carica, massimo del segnale di corrente) con la massima precisione possibile.

L'elettronica di digitalizzazione di FAZIA è del tipo detto “*event based*”, cioè si trova normalmente in uno stato di attesa, durante il quale il segnale non viene acquisito. Quando si verifica la condizione di *trigger*, viene abilitata la scrittura della memoria da parte dell'ADC. Il segnale di carica di ciascun rivelatore viene continuamente elaborato da un formatore digitale a trapezio presente sulla FPGA. Quando il segnale del formatore supera una soglia fissata, viene emesso un segnale logico “vero”. Il *trigger* associato ad un telescopio è formato dall'OR logico dei segnali dei suoi elementi. Con questo metodo, il segnale del rivelatore si sviluppa, a causa del rumore di bassa frequenza del preamplificatore e degli eventuali *offset* dell'elettronica, sovrapposto ad una “linea di base” non nulla, che va sottratta per una corretta estrazione dell'informazione di ampiezza del segnale di carica e quindi di energia depositata. Come anticipato nel paragrafo 1.2.2, allo scopo di permettere la valutazione della linea di base, i digitalizzatori acquisiscono un certo numero di campioni precedenti l'arrivo del segnale (*pre-trigger*), circa 500. La sottrazione della linea di base, si ottiene calcolando la media di 350 campioni memorizzati nella prima parte del segnale e sottraendo tale valore a tutti i campioni ovvero:

$$BL = \sum_{i=1}^{350} \frac{s[i]}{350} \quad \text{con } s[i] \text{ i-esimo campione del segnale} \quad (2.1)$$

Un'altra importante correzione da attuare è la cancellazione di polo-zero. Tale correzione consiste nell'eliminazione della coda di decadimento esponenziale del segnale del preamplificatore, in modo da ottenere una risposta impulsiva “a gradino”. Tale correzione è particolarmente importante nel caso in esame dove il tempo di raccolta delle cariche nel rivelatore è solo di un ordine di grandezza inferiore alla costante di tempo del preamplificatore. Il preamplificatore del Si2 del tele123 ha una costante di decadimento di 425 μ s e, per quei segnali il cui tempo di salita è dell'ordine di 10 μ s o superiore, il massimo del segnale potrebbe essere ridotto dall'inizio del decadimento del preamplificatore. Si verrebbe a creare un *deficit balistico* che inficerebbe il calcolo del massimo del segnale e, di conseguenza, la valutazione dell'energia depositata dalla particella entro il rivelatore, il tempo di salita del segnale e tutte le marche di tempo calcolate tramite dCFD.

La cancellazione di polo-zero si ottiene applicando al segnale l'equazione:

$$y[n] = y[n-1] + x[n] - ax[n-1] \quad (2.2)$$

dove $x[n]$ è la sequenza da correggere, $y[n]$ è la sequenza risultante e:

$$a = \exp\left(\frac{-1}{\tau}\right) \quad \text{con } \tau \text{ in campioni}$$

Questo tipo di equazione detta “equazione alle differenze finite”, è l’equivalente nel dominio del tempo discreto dell’equazione differenziale per le funzioni continue.

Dopo aver sottratto la linea di base e applicato la cancellazione di polo-zero, una copia del segnale elaborato viene trattata con un algoritmo di formazione allo scopo di ottimizzare il rapporto segnale/rumore per la misura di energia [33]. Per questo lavoro di analisi, abbiamo utilizzato un filtro trapezoidale, che elimina la componente continua e riduce le alte frequenze. Il tempo di salita, che determina la risposta del filtro alle alte frequenze, in particolare riducendo il rumore bianco dovuto, nel nostro caso, soprattutto all’ADC. La lunghezza della zona piatta, detta *flat top*, deve essere sufficientemente lunga da dare il tempo al segnale di raggiungere il suo valore massimo evitando il *deficit balistico* [24, 34]. I filtri applicati ai due silici presentano lo stesso tempo di salita di 2 μs , ma differente *flat top* poiché questo deve durare un tempo almeno pari al tempo di salita del segnale. Per il Si1 si è utilizzato 1 μs di *flat top*, mentre, il Si2 necessitava di tempi più lunghi, fino a 55 μs . Infatti, riducendo la tensione applicata sul Si2, il rivelatore, trovandosi in condizione di svuotamento parziale, produce segnali dalla salita molto più lenta, a causa dei più lunghi tempi di raccolta. Occorre infatti considerare che i frammenti generano parte delle coppie e-h nella zona a campo elettrico nullo, da dove possono essere raccolti solo per diffusione. Inoltre, la resistenza della regione non svuotata, insieme alla capacità del circuito di ingresso del preamplificatore può costituire un integratore RC che rallenta ulteriormente il segnale [15]. Utilizzando un *flat top* così lungo, siamo ragionevolmente sicuri dell’informazione sul massimo del segnale poiché simulazioni numeriche mostrano che per segnali simulati di forma simile ai nostri, il *deficit balistico* è dell’ordine dello 0.5% per un tempo di salita di 13 μs (pari al più lungo da noi misurato), e vale meno dello 0.1% per quei segnali con tempo di salita minori di 8 μs . D’altra parte l’uso di tempi più lunghi è impedito dalla lunghezza complessiva del segnale acquisito, pari a 70 μs .

La figura 2.4 mostra, nel riquadro superiore, alcuni esempi di segnali digitalizzati con la linea di base sottratta. È visibile, prima del segnale dovuto al frammento rivelato, la porzione di *pre-trigger* impiegata per la sottrazione della linea di base. I segnali si riferiscono a particelle con diverse profondità di penetrazione nel rivelatore e sono stati acquisiti applicando al rivelatore una tensione di 105 V, che lascia una zona in ingresso non svuotata di 200 μm . Si noti il notevole tempo di salita dei

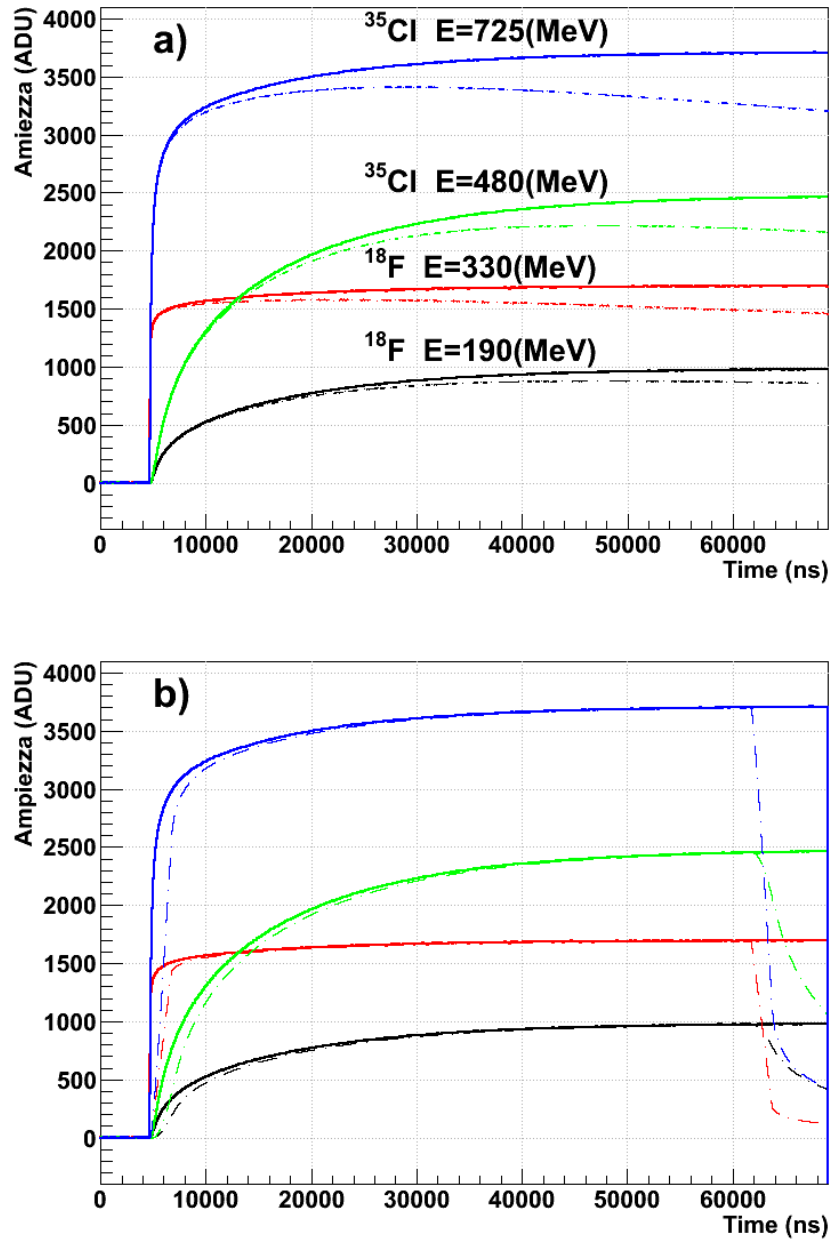


Figura 2.4: Nel pannello a) sono riportati i segnali prodotti da ^{18}F a 190 MeV e 330 MeV e dal ^{35}Cl a 480 MeV e 725 MeV. Ciascun segnale è riportato con e senza la cancellazione di polo zero. Le energie sono state scelte in modo che, per ciascuno ione, il range delle particelle in silicio sia inferiore allo spessore della zona svuotata per l'energia più bassa e superiore per la più alta. Si osservi come il tempo di salita sia notevolmente maggiore per le particelle a corto range e come senza la cancellazione di polo-zero si avrebbe una sottostima sistematica dell'ampiezza di questi segnali, e conseguentemente dell'energia depositata dalla particella. Nel pannello b), agli stessi segnali con la correzione di polo-zero, è stato applicato il filtro trapezoidale con il flat top da 55 μs, di lunghezza appena sufficiente per riuscire ad evitare il deficit balistico. Si noti infatti come il massimo del segnale coincide con il massimo del filtro anche per i segnali più lenti. Mentre un flat top più corto non avrebbe prodotto alcun errore nel calcolo del massimo per i segnali più veloci, quelli lenti avrebbero sofferto di deficit balistico.

segnali del ^{18}F a 190 MeV e del ^{35}Cl a 480 MeV che hanno *range* in silicio di 190 μm , rispetto ai segnali prodotti dagli stessi isotopi ma ad energie maggiori, di 330 MeV per il ^{18}F e 725 MeV per il ^{35}Cl , con range in silicio di 395 μm . Queste energie sono state scelte per far osservare le differenze tra i segnali dei frammenti che si arrestano nella zona non svuotata, e quelli dei frammenti che invece penetrano nella zona svuotata. In figura 2.4 a) i segnali dei preamplificatori sono riportati con e senza la cancellazione di polo zero: si notino le differenti ampiezze massime tra i segnali con e senza correzione. Il decadimento del preamplificatore introduce un *deficit balistico* pari a circa il 10% nel caso del Cl. Nel riquadro inferiore sono nuovamente riportati i segnali dei preamplificatori corretti per il decadimento, insieme ai corrispondenti segnali formati. L'immagine mostra che il segnale formato raggiunge lo stesso valore massimo del segnale originale e lascia intuire che *flat top* di lunghezza inferiore rischierebbero di causare *deficit balistico* sui segnali più lenti.

È anche opportuno segnalare che i filtri trapezoidali da noi impiegati sono a guadagno unitario, cioè applicati ad un segnale a gradino di ampiezza unitaria producono un segnale trapezoidale di ampiezza unitaria.

2.3 Calibrazione in energia

Per ottenere il fattore di conversione dalle unità degli ADC (ADU) a unità di energia (MeV), abbiamo valutato le coordinate dei punti di *punch through* (le cuspidi presenti nelle correlazioni) associate ai diversi isotopi in una matrice ΔE - E non ancora calibrata. Tali punti rappresentano quelli in cui l' E_{Res} è massima e si sono rivelati, a posteriori, i più affidabili per poter calibrare i nostri spettri.

Le coordinate del punto di *punch through* in MeV possono essere ricavate teoricamente dal confronto con le tavole di perdita di energia. Infatti, è sufficiente conoscere lo spessore dei due silici del telescopio per calcolare l'energia necessaria ad un certo ione per percorrere esattamente tale distanza, arrestandosi subito prima di uscire dal Si2. Le tavole da noi utilizzate sono quelle di Hubert [35], che sono considerate le più affidabili per il tipo di ioni e le energie trattate in questo lavoro.

Abbiamo valutato visivamente le coordinate dei punti di *punch through* di 37 differenti isotopi con numero atomico da $Z = 2$ a $Z = 16$ per ogni tensione applicata, con le relative incertezze². Una volta associate le coordinate dei punti di *punch through*, in unità non calibrate, ai corrispondenti valori in MeV, si sono eseguiti dei *fit* lineari per ricavare i parametri di calibrazione. A tale scopo si è impiegato il programma ROOT [36]. In figura 2.5 si osservano due esempi di rette di calibrazione per Si1 e Si2, alla tensione applicata massima di 290 V e minima di 105 V. I

²Per stimare i punti e le loro incertezze, quando reso possibile da una statistica sufficiente, si sono usate proiezioni lungo gli assi x e y dei grafici delle matrici ΔE - E opportunamente ingrandite.

Tensione (V)	Fattore di Conv. Si1 (MeV/ADU)	Fattore di Conv. Si2 (MeV/ADU)	χ^2 ridotto	Spessore non svuotato (μm)	Spessore morto (μm)
105	0.2833	0.1962	0.96	200	17
130	0.2830	0.1949	0.94	170	11
200	0.2835	0.1937	0.76	90	6
235	0.2832	0.1930	0.43	50	3
290	0.2830	0.1923	0.68	0	0

Tabella 2.3: *Fattori di calibrazione di Si1 e Si2 alle varie tensioni applicate. La variazione sul fattore del Si2 è di un'ordine di grandezza maggiore rispetto a quella del primo che resta costante entro gli errori. Per spessore morto si intende quello che bisognerebbe introdurre tra i due rivelatori per portare i fattori di calibrazione del Si2, alle varie tensioni, a combaciare con quelli a 290 V.*

parametri di calibrazione ottenuti a tutte le tensioni, con i relativi valori di χ^2 del *fit*, sono invece riportati in tabella 2.3. Come già in altri lavori basati su segnali digitalizzati, nel *fit* si è imposto che la retta di calibrazione passi per l'origine. Non c'è motivo, infatti, per ipotizzare la presenza di un *offset* nelle ampiezze dei segnali rispetto alla linea di base, come invece accade con i convertitori A/D “di picco” impiegati in passato.

Il χ^2 ridotto risulta inferiore a 1 e decrescente all'aumentare della tensione. Il valore ottenuto dipende probabilmente dal metodo usato per la stima degli errori che, valutati visivamente sulla matrice ΔE - E non calibrata, probabilmente sono stati sovrastimati. La valutazione di tale errore sull'asse y del ΔE era resa difficoltosa anche dalla presenza, nella zona dei *punch through*, di eventi non eliminabili dal veto del CsI(Tl), a causa di problemi geometrici di allineamento. In effetti, la geometria utilizzata nell'esperimento, non è quella ottimale per i nostri telescopi. La forma del rivelatore di CsI è pensata per coprire completamente l'angolo solido individuato dai rivelatori a silicio posti ad una distanza di circa 1 m dal bersaglio. Avendo posto i telescopi a metà di questa distanza, allo scopo di aumentare la statistica raccolta nel tempo assegnato per la misura, vi sono particelle con traiettorie tali da riuscire a penetrare nei due silici, depositandovi energia, senza entrare nel CsI(Tl). Tali eventi non possono essere riconosciuti e creano negli spettri un “fondo” difficile da eliminare. La diminuzione progressiva del χ^2 con la tensione è, invece, probabilmente dovuta a fenomeni di debole non linearità nella risposta, di cui il *fit* si accorge, per tensioni inferiori a quella di svuotamento. La presenza di queste non linearità sarà più evidente nel seguito perché oggetto di uno studio più dettagliato (vedi paragrafo 2.6).

I coefficienti di calibrazione per il Si1, come si può leggere in tabella 2.3, per tutte le tensioni applicate sono costanti entro gli errori, che sono di circa lo 0.1%. Questo andamento era prevedibile dal momento che non è mai stata cambiata la

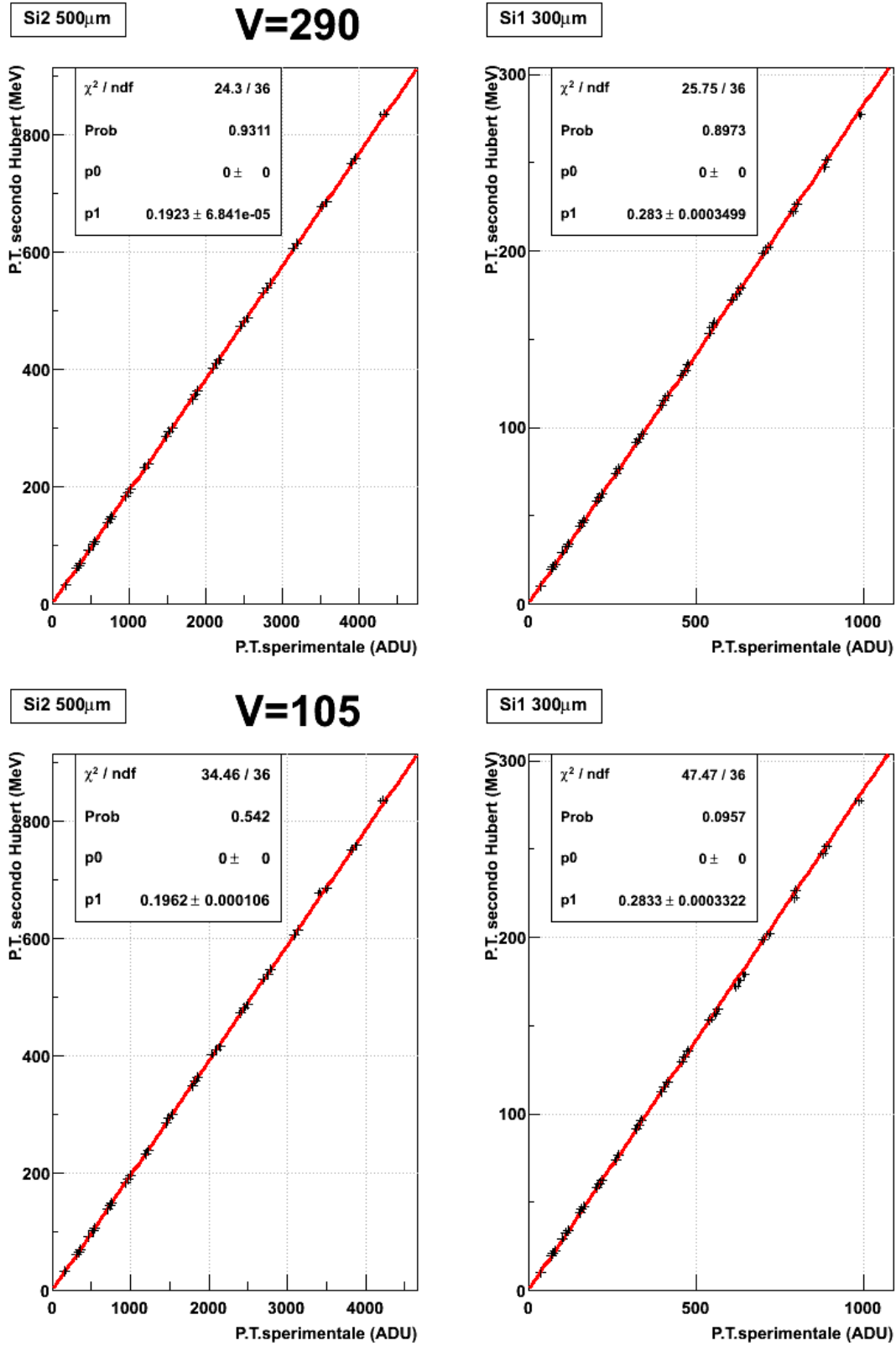


Figura 2.5: Retta di calibrazione per il primo silicio, Si1 (311 μ m) e per il secondo silicio, Si2 (510 μ m) per le tensioni di 290 V, in alto, e 105 V, in basso. La tensione applicata al Si1 è 150 V in ambedue i casi.

tensione applicata a tale rivelatore, utilizzato sempre in regime di sovratensione. Invece, il coefficiente di calibrazione del Si2, il cui errore ammonta a circa lo 0.05%, tende a diminuire con l'aumentare della tensione. Anche questo comportamento era prevedibile, a causa del meccanismo di raccolta delle cariche in precedenza spiegato, tuttavia la differenza osservata è stata inizialmente causa di sorpresa. Infatti, tra i coefficienti ottenuti alla tensione massima di 290 V e a quella minima di 105 V, si riscontra una differenza di appena il 2%. Risulta sorprendente come in due situazioni così diverse, rivelatore completamente svuotato e rivelatore svuotato solo per il 60% dello spessore totale, si possa ottenere una efficienza di raccolta così simile.

Una possibile ipotesi per spiegare la discrepanza fra i fattori di calibrazione, che per quanto piccola è comunque significativa, è che la zona non svuotata si comporti come uno spessore morto, facendo perdere completamente la carica in essa depositata. È però ovvio che lo spessore morto non può essere l'intero spessore della

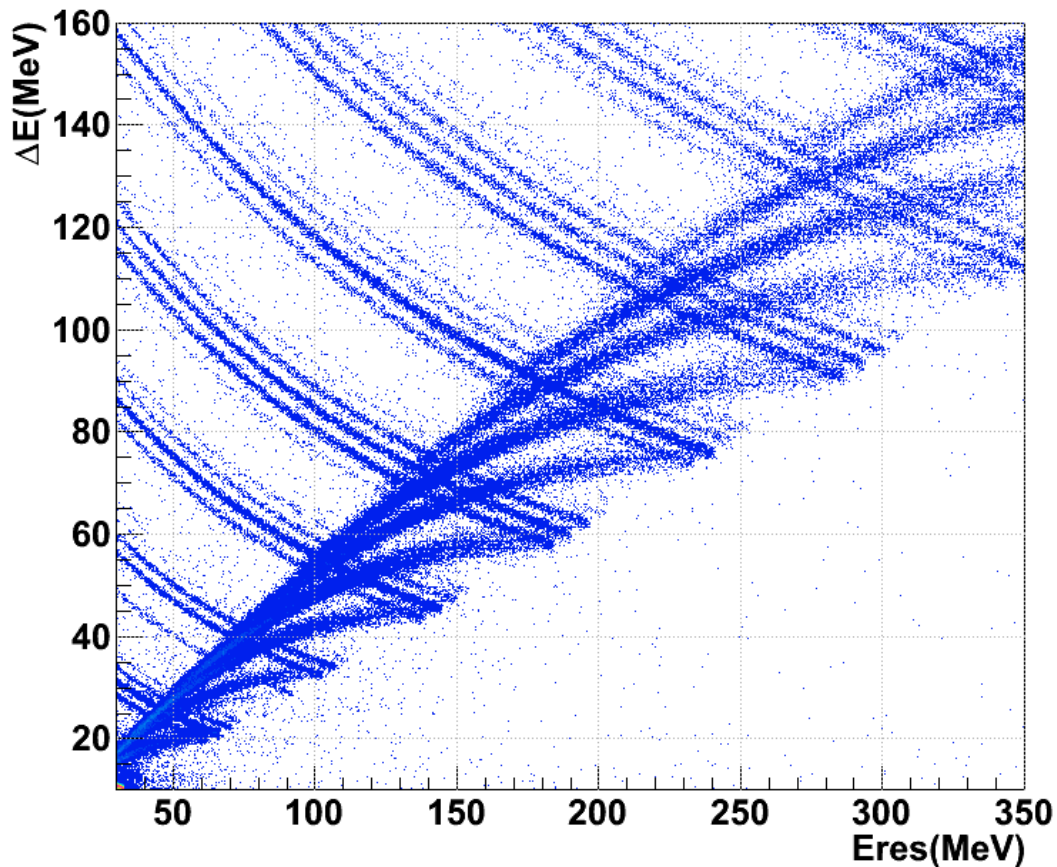


Figura 2.6: *Ingrandimento della zona dei punch through degli ioni fino al Ne. Si osservi che, senza il veto del CsI(Tl), tutte le curve, dopo aver raggiunto il punch through, tornano indietro al diminuire del ΔE , depositando meno energia nel Si2.*

zona non svuotata. Se così fosse, infatti, la differenza tra i coefficienti a 105 V e a 290 V sarebbe ben più del 2%. Si è quindi tentata una stima dello spessore morto efficace necessario per riportare il coefficiente di calibrazione ad essere uguale, entro gli errori, a quello calcolato per la tensione di 290 V, che si considera come riferimento poiché nelle stesse condizioni di sovratensione dei rivelatori in configurazione standard. I risultati del calcolo si possono leggere nell'ultima colonna della tabella 2.3 e, come previsto, non sono confrontabili con gli spessori non svuotati previsti sulla base della tensione applicata (penultima colonna della tabella 2.3).

Tuttavia, uno spessore morto efficace in ingresso al Si2 avrebbe effetto su tutta la curva ΔE - E , in particolare nella sua parte iniziale per piccole energie. Qui il valore del ΔE per cui la curva si stacca dall'asse delle ordinate dovrebbe risultare più piccolo, poiché il ΔE in Si1 andrebbe calcolato per una maggiore energia della particella incidente, quella per cui essa supera lo spessore morto suddetto arrivando a dare un segnale in Si2.

In figura 2.7, in ognuno dei 14 riquadri, è rappresentata la curva ΔE - E dell'isotopo con $A = 2Z$ per ogni Z fino a $Z = 14$, eccetto per il Berillio per il quale è

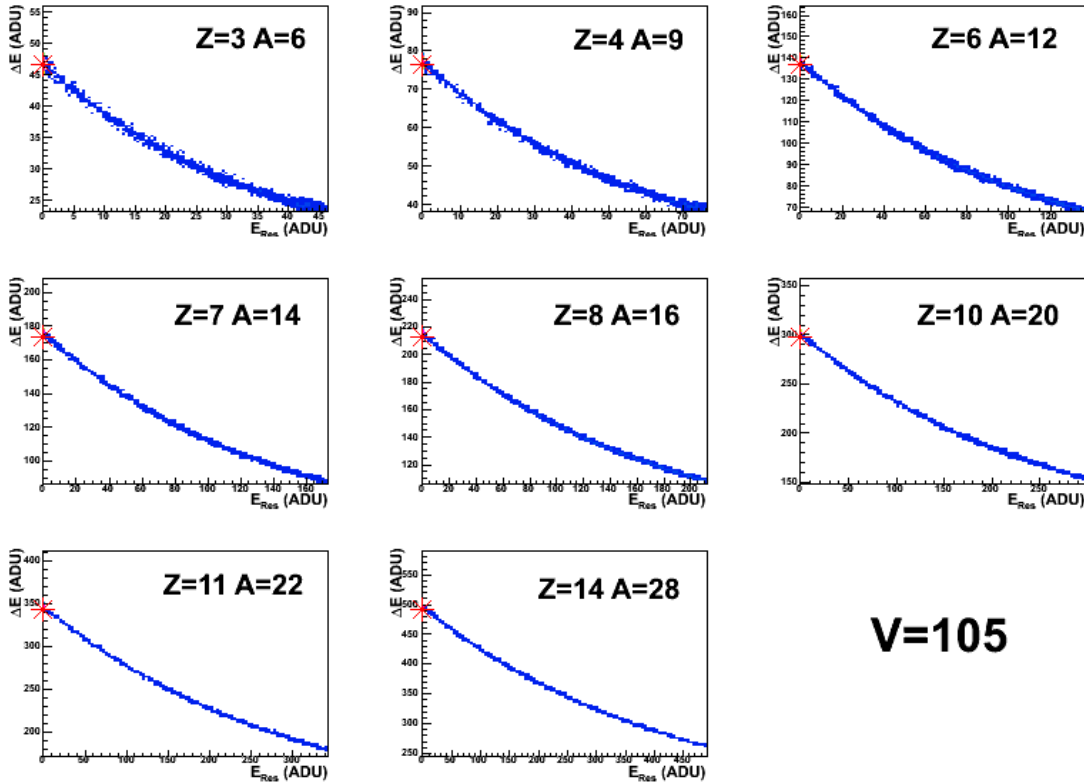


Figura 2.7: Curve ΔE - E alla tensione di 105 V dell'isotopo con $A = 2Z$ per alcuni $Z \leq 14$, eccetto per il Be per il quale si è utilizzato il ^9Be . L'asterisco rosso corrisponde all'energia di punch trough nel primo silicio, calcolata con le tavole di perdita di energia.

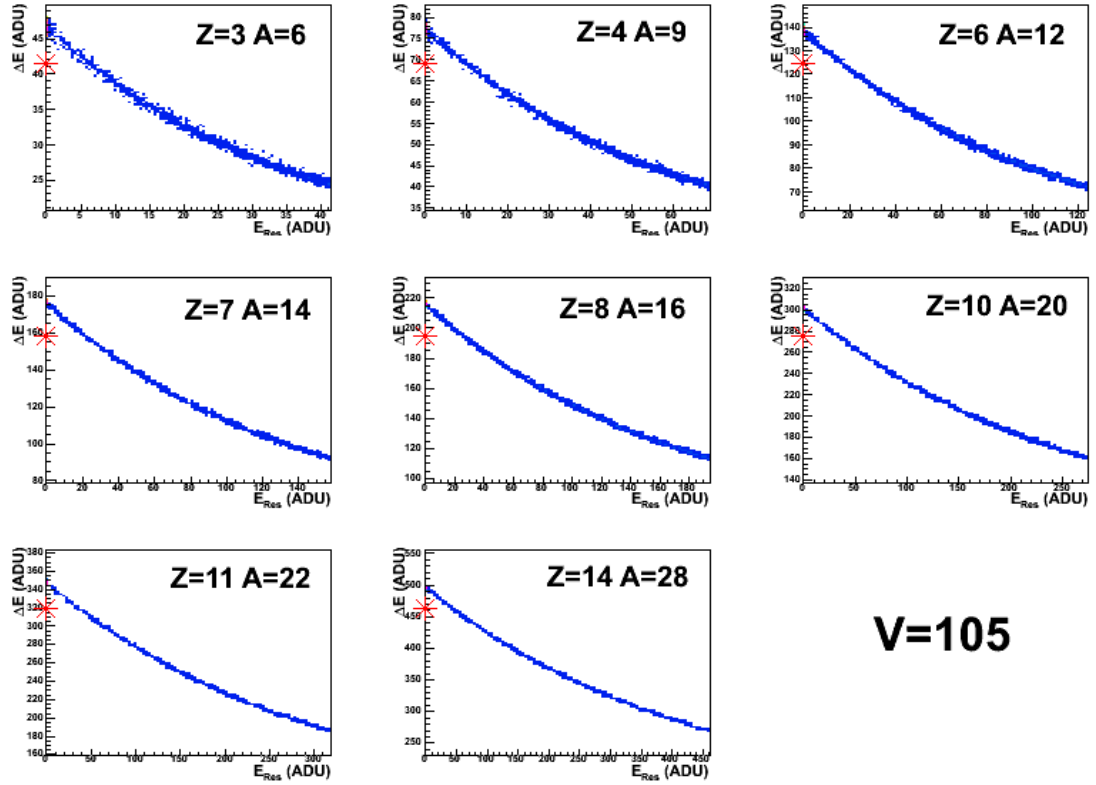


Figura 2.8: Curve ΔE - E alla tensione di 105 V dell'isotopo con $A = 2Z$ per alcuni $Z \leq 14$, eccetto per il Be per il quale si è utilizzato il ^9Be . L'asterisco rosso corrisponde all'energia di *punch through* nel primo silicio, calcolata con le tavole di perdita di energia ipotizzando che tra il primo e il secondo silicio sia presente uno spessore morto di $17\ \mu\text{m}$ di silicio.

raffigurato il ^9Be (il ^8Be ha una vita media talmente breve che non giunge fino ai rivelatori). L'asterisco rosso sull'asse delle ordinate rappresenta l'energia di *punch through* in Si1 per quello ione, calcolata tramite le tabelle di perdita di energia. Tale energia coincide con quella di ingresso nel Si2 e quindi con il ΔE corrispondente a $E_{\text{Res}} = 0$.

Ponendo uno spessore morto tra i silici pari a quello calcolato, necessario a riportare la calibrazione in energia al caso del rivelatore completamente svuotato, l'energia di *punch through* del primo silicio non coincide più con l'inizio della curva di ΔE - E , come si può osservare in figura 2.8.

La calibrazione energetica ottenuta fin qui presentata, è dedotta solamente tramite i punti di *punch through*, non considerando le particelle che si arrestano entro il rivelatore a distanze inferiori. Per cercare di ottenere una correzione alla calibrazione che elimini la dipendenza dalla tensione applicata e dallo spessore di svuotamento, e che tenga conto del comportamento del rivelatore anche nelle sue zone centrali, abbiamo provato ad utilizzare una calibrazione non lineare ma polinomiale. Per poterla ricavare, però, è necessaria l'identificazione dei frammenti e quindi il loro Z

e A. In sezione 2.6 verrà spiegata in dettaglio la procedura svolta per ricavare tale correzione alla calibrazione.

2.4 Identificazione tramite ΔE -E

La tecnica ΔE -E permette, nel nostro caso, un'ottima identificazione dei frammenti rivelati sia in Z, fino allo Z più alto presente nei nostri prodotti di reazione, che in A, dove i diversi isotopi sono separati fino a circa $Z = 18$. La tecnica impiegata dalla Collaborazione FAZIA per l'identificazione dei differenti ioni, consiste nell'assegnare un numero, PID o PI (*Particle IDentification parameter*), a ciascun frammento rivelato sulla base dei suoi valori di ΔE e E_{Res} .

Per calcolare il PID è necessario tracciare una serie di curve di riferimento nel piano ΔE - E_{Res} . Una volta tracciate le curve di riferimento, ad ogni punto del grafico si può associare il PID corrispondente, interpolando linearmente tra le due curve di riferimento più vicine. Mediante l'interpolazione, si associa ad ogni frammento rivelato un valore di PID. Per tracciare le curve si determinano una serie di punti (E_{Res} , ΔE) sulla correlazione ΔE -E sperimentale e si costruisce poi una curva passante per tali punti, di tipo spline cubica. Questa procedura, comunemente impiegata in esperimenti con i telescopi ΔE -E, viene ripetuta per ogni isotopo che siamo in grado di distinguere sul grafico, oppure per un singolo Z, nel caso di elementi per i quali gli isotopi sono indistinguibili. Ad ogni curva viene attribuito un valore di PID che identifica univocamente lo ione. La convenzione scelta in questo lavoro di tesi associa all'isotopo più abbondante di ogni elemento, il cui numero di massa è noto sulla base di studi precedentemente svolti [37], un numero intero pari al suo Z. Tale isotopo viene utilizzato come punto di riferimento per assegnare il PID a tutti gli altri isotopi appartenenti allo stesso Z: a tale PID viene sommato 0.1 per ogni neutrone in più e viene sottratto 0.1 per ogni neutrone in meno.³

Ai diversi intervalli di PID sono poi associati una coppia di valori (Z, A) ed un codice di qualità che esprime l'affidabilità dei valori di Z e A assegnati. Ad esempio, si ha molta più confidenza nel fissare Z ed A per un PID di 7.9, corrispondente ad un evento molto vicino ad una curva, piuttosto che per un evento di PID= 7.5 che si trova a pari distanza tra due curve.

La figura 2.9 mostra, dopo l'identificazione dei frammenti, i conteggi in funzione del PID. Lo spettro che si ricava presenta tanti picchi distinti, ognuno corrispondente ad un elemento o, laddove la risoluzione è tale da permetterne la distinzione, ad un singolo isotopo.

³Se ad esempio ^{14}N ha PID= 7.0, allora ^{15}N avrà PID= 7.1 mentre ^{13}N ha PID= 6.9.

Per quantificare la qualità dell'identificazione degli ioni in Z e A è opportuno introdurre un parametro che esprima la risoluzione con la quale siamo in grado di distinguere due picchi consecutivi. Mediante *fit* a gaussiana multipla, si ottengono le posizioni dei centroidi dei picchi di PID relativi a un dato Z e le relative larghezze a metà altezza (FWHM) come si vede in figura 2.10 e si definisce il parametro FoM (da *Figure of Merit*) nel modo seguente:

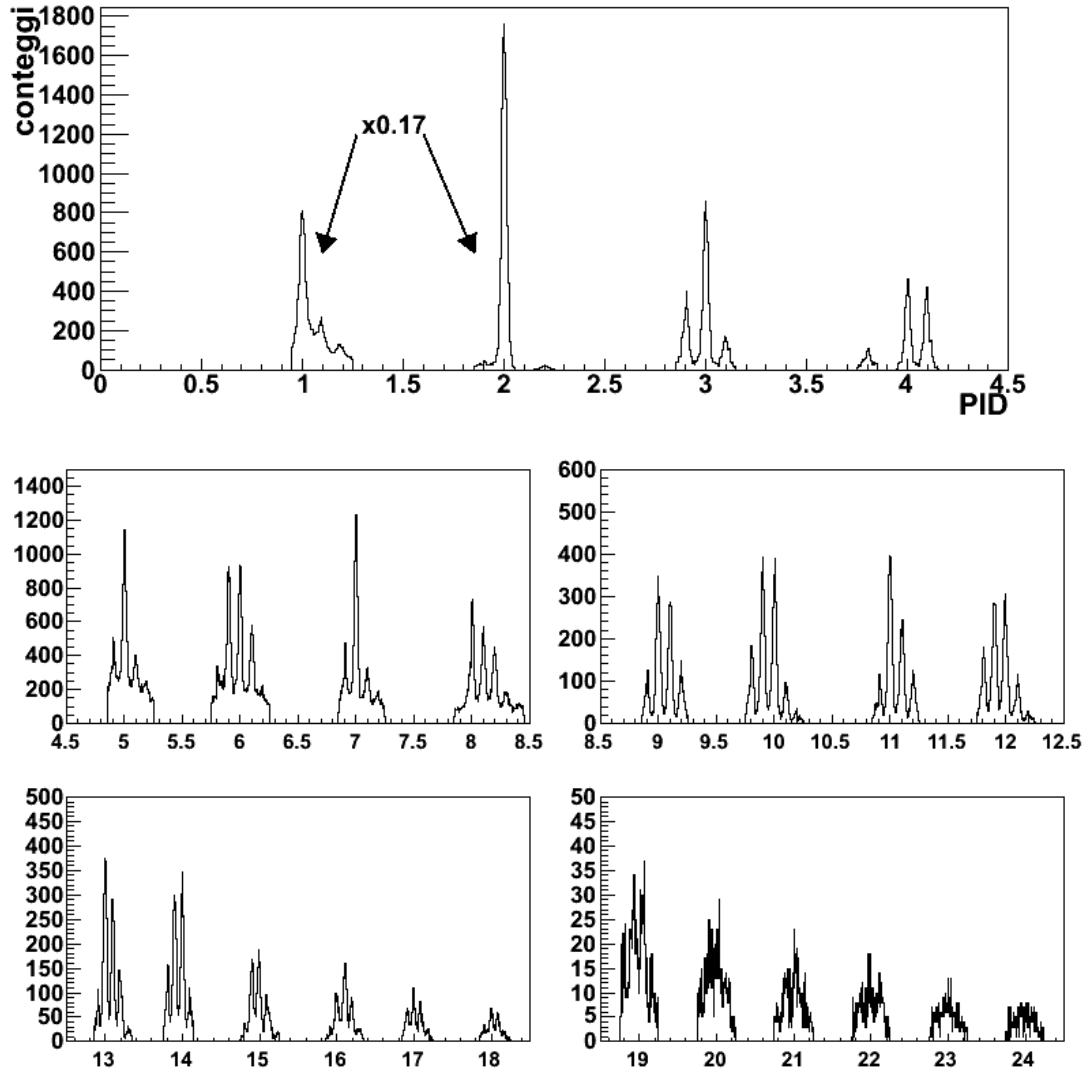


Figura 2.9: Spettro ricavato dalla linearizzazione dei dati acquisiti alla tensione di 105 V, in funzione delle PID. Per ciascun elemento, i valori di PID sono concentrati in vicinanza del valore corrispondente al numero atomico. Nella figura non sono inclusi gli eventi con parametro di qualità inferiore a quello migliore. Come si può osservare, è possibile distinguere i singoli isotopi fino a circa $Z = 18$, risultato comunque di grandissima qualità per un telescopio ΔE -E.

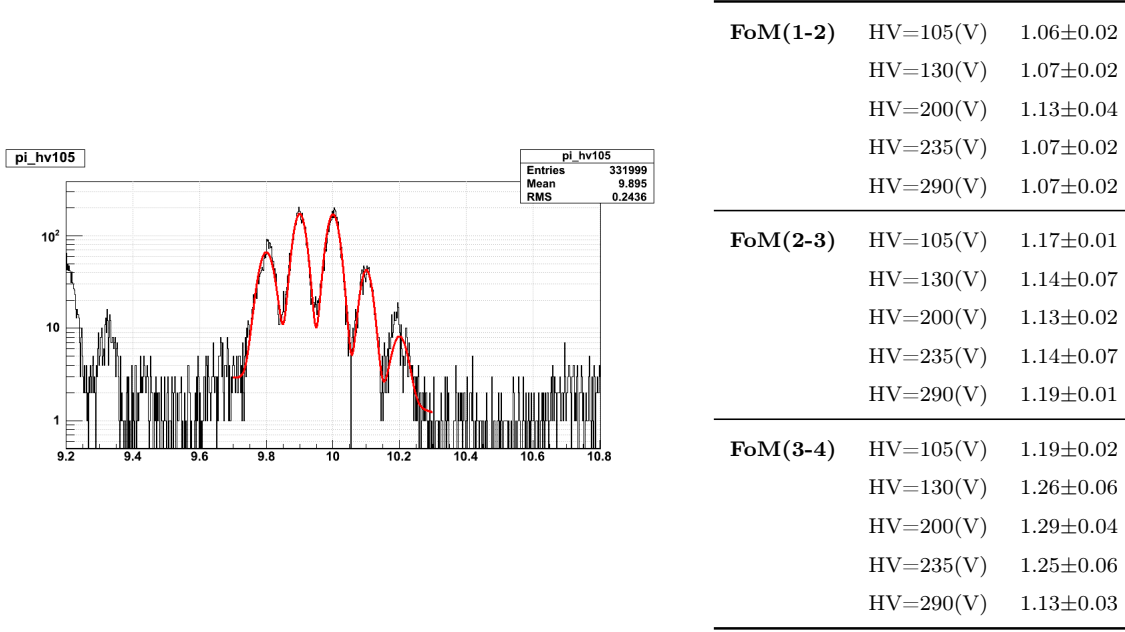


Figura 2.10: Esempio di FoM calcolati per il Neon alla tensione di 105 V. A destra si possono leggere i valori ottenuti dai calcoli per tutte le tensioni. Si osservi come sostanzialmente non cambiano con la tensione applicata.

$$FoM = \frac{|\overline{PID_2} - \overline{PID_1}|}{FWHM_1 + FWHM_2} \quad (2.3)$$

dove $\overline{PID_2}$ e $\overline{PID_1}$ sono i centroidi delle gaussiane e $FWHM_2$ e $FWHM_1$ sono le loro larghezze a metà altezza.

La convenzione scelta dalla Collaborazione FAZIA considera due righe consecutive sufficientemente risolte se il valore del FoM calcolato risulta maggiore di 0.7, corrispondente ad un rapporto tra valle e picco pari a 2.0 nel caso picchi con lo stesso integrale.

Fissato il livello di riferimento ($FoM > 0.7$), siamo in grado di quantificare le soglie energetiche di identificazione dei vari elementi e dei loro isotopi.

Analizzando le matrici ΔE -E alle diverse tensioni applicate per vari isotopi, non si è osservata alcuna tendenza dei FoM al diminuire della tensione come si legge nella tabella in figura 2.10 e come si vede chiaramente in figura 2.11. Dunque, sottosvuotando il secondo rivelatore, non vi è una perdita di risoluzione nell'identificazione dei frammenti tramite la tecnica del ΔE -E.

Per verificare la correttezza dell'assegnazione dei PID e della corrispondente coppia (Z,A) alle curve sperimentali, è possibile confrontarsi con stime effettuate sulla base dei calcoli di perdita di energia. In figura 2.12 vi è un esempio di tale confronto. Conoscendo gli spessori dei due silici del nostro telescopio, è possibile ricavare, tramite le tavole di perdita di energia, una matrice ΔE -E "teorica". Utilizzando i

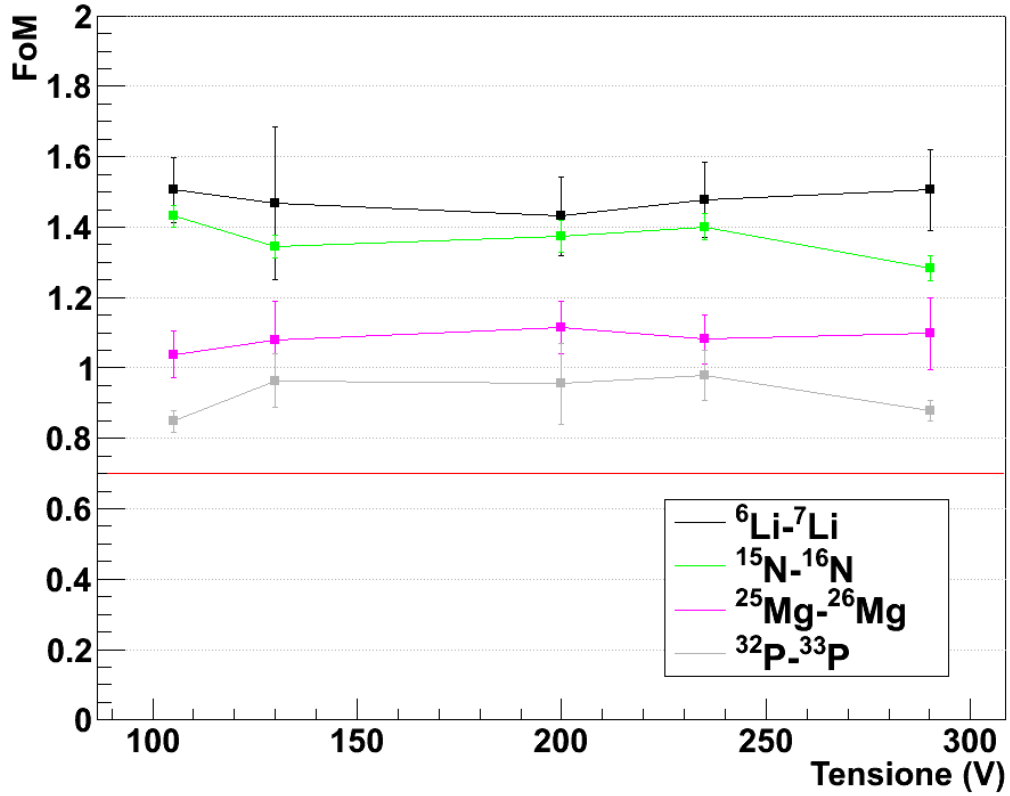


Figura 2.11: *FoM* calcolati per alcuni isotopi di riferimento in funzione della tensione applicata sul secondo silicio del telescopio. Entro gli errori, gli andamenti dei *FoM* sono costanti al variare della tensione.

fattori di calibrazione ricavati, che in buona approssimazione sono corretti, si possono riportare le scale della matrice ΔE - E non calibrata in energia e confrontare i due grafici. La sovrapposizione tra le curve di riferimento e quelle teoriche è buona, e questo ci rende confidenti nella scelta dei valori di PID assegnati.

2.5 Confronto con il rivelatore totalmente svuotato

Il comportamento del rivelatore parzialmente svuotato si discosta, sebbene di poco in termini di energie misurate, da quello atteso per un rivelatore totalmente svuotato. L'analisi delle differenze potrebbe essere importante per cercare di comprendere il fenomeno della raccolta della carica nelle zone non svuotate e per verificare l'affidabilità della calibrazione in energia.

Per studiare queste differenze, abbiamo per prima cosa calibrato gli spettri utilizzando i coefficienti calcolati tramite la calibrazione lineare ottenuta dai *punch through* che risulta, a tutte le tensioni applicate, abbastanza affidabile.

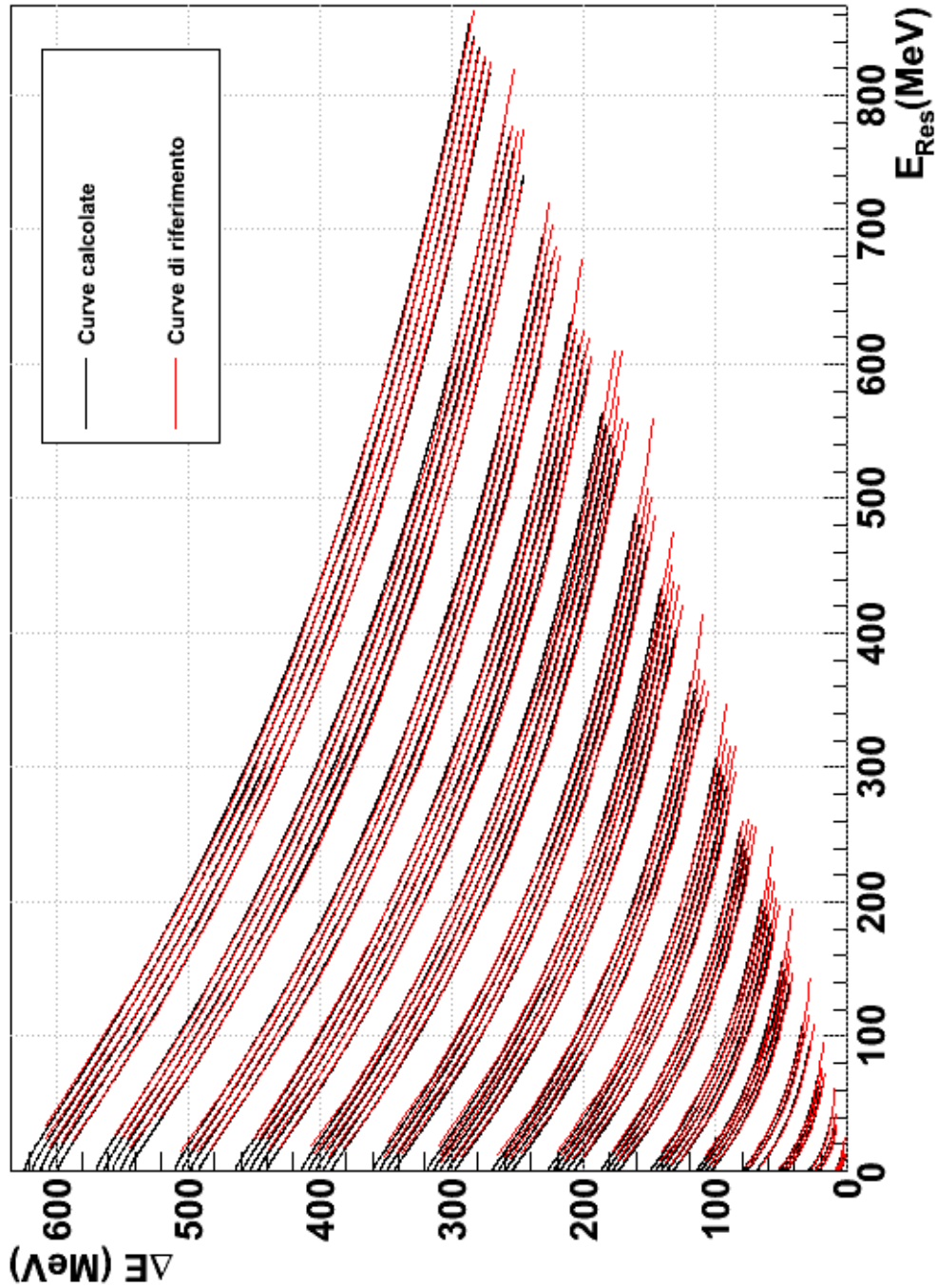


Figura 2.12: *In nero la matrice ΔE - E teorica valutata sulla base delle tabelle di perdita di energia e in rosso le curve di riferimento da noi tracciate sulla matrice sperimentale alla tensione di 290 V. Si noti la buona sovrapposizione tra le curve che ci permette di confermare la corretta assegnazione dei PID.*

Dato che lo scopo dell'analisi è proprio valutare l'affidabilità della risposta in energia del Si2, non possiamo utilizzare tale risposta per stimare la “vera” energia posseduta dalla particella incidente. Tuttavia, la misura del ΔE fornita dal Si1 è affidabile perché questo rivelatore è sempre stato alimentato a una tensione di poco superiore a quella di svuotamento. Tale informazione ci potrebbe permettere di confrontare tra loro i dati sperimentali e i valori calcolati sulla base dei valori di perdita di energia. Tuttavia, confrontando a parità di ΔE il valore teorico dell' E_{Res} persa nel Si2 con il valore dell' E_{Res} sperimentale, ci siamo accorti di alcune discrepanze tra le tavole di perdita di energia e i dati sperimentali. Tali discrepanze sono particolarmente evidenti per piccoli valori di E_{Res} e sono mostrate in figura 2.13. La figura mostra la differenza fra il valore sperimentale di E_{Res} e quello previsto dalle tabelle (sulla base del valore di ΔE in Si1), in funzione del *range* del frammento in Si2. Anche il *range* è stato stimato a partire dal ΔE sperimentale in Si1 e dalle tabelle di perdita di energia. I dati sono relativi a ^{12}C . I diversi pannelli si riferiscono alle

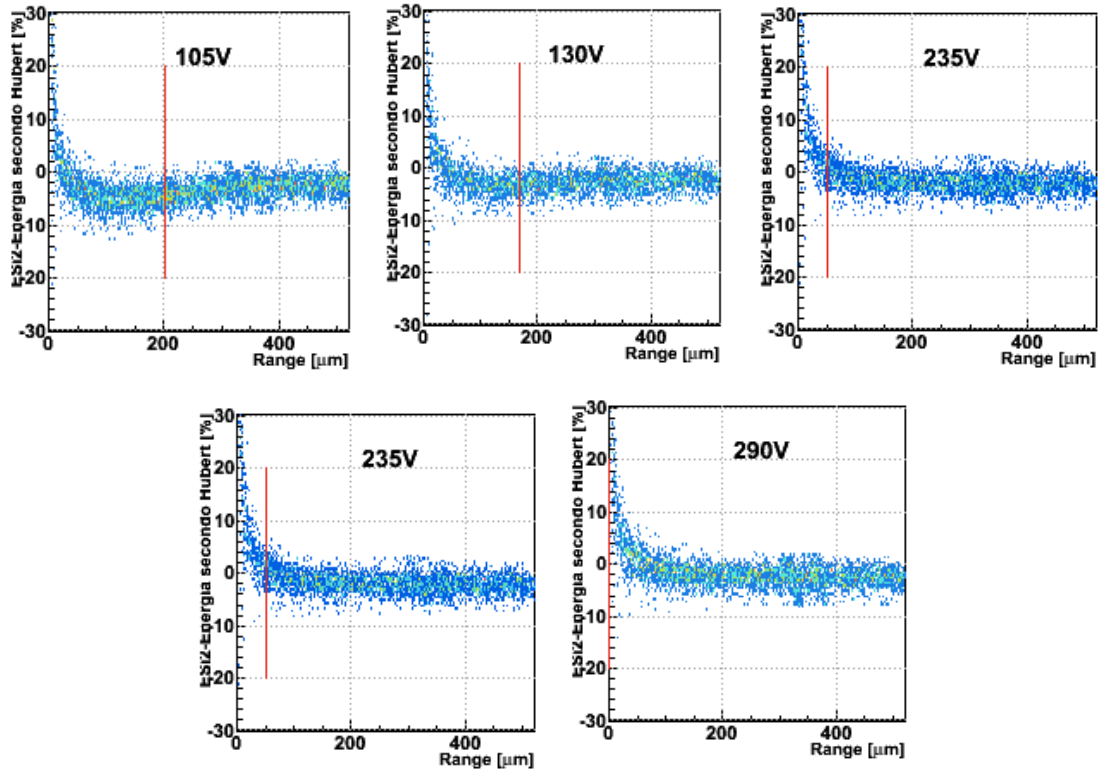


Figura 2.13: Differenze tra le curve sperimentali calibrate con il fattore lineare e le curve calcolate secondo le tavole di Hubert [35] in funzione del range. Le differenze sono riportate in percentuale rispetto alla media aritmetica delle due energie considerate. La linea verticale rossa corrisponde all'ascissa del punto di separazione tra la zona parzialmente svuotata e quella completamente svuotata. Come si osserva, per piccoli valori del range le previsioni teoriche si discostano molto dal dato sperimentale, anche per la tensione di svuotamento completo.

diverse tensioni applicate al Si2. All'estremo sinistro di ogni pannello, ci si attende che le differenze tendano a zero, perché proprio in tale zona si sono presi i punti impiegati per la calibrazione di energia (i punti di *punch through*), imponendo che le energie sperimentali coincidessero con le previsioni. A 105 V si nota la tendenza, per $range \sim 100 \mu\text{m}$ a sottostimare l'energia depositata, forse per una incompleta raccolta di carica. Tuttavia, la caratteristica più evidente di questi andamenti è la salita al diminuire del *range*, presente anche a 290 V, che getta un'ombra di dubbio sui valori ottenuti dalle tabelle per basse energie. Questa discrepanza potrebbe essere dovuta all'incompletezza delle tavole di perdita di energia impiegate, che non possiede dati sperimentali per energie inferiori a 2A MeV. Per tali piccoli valori, le perdite di energia si stimano basandosi su parametrizzazioni meno affidabili.

Per poter trarre conclusioni il più possibile indipendenti dai calcoli di perdita di energia, abbiamo quindi deciso di confrontare i dati sperimentali alle varie tensioni di alimentazione, piuttosto che con le tavole di perdita di energia, con quelli acquisiti a 290 V, per i quali si è ipotizzata un'efficienza di raccolta pari al 100% e si è assunta la calibrazione lineare totalmente affidabile. Inoltre, per rendere le conclusioni indipendenti anche dalla calibrazione in energia effettuata con i punti di *punch through*, si è scelta l'ampiezza del segnale formato in ADU (e non in MeV) come parametro da confrontare alle diverse tensioni. Questa grandezza, a meno di effetti di *deficit balistico*, di cui si è già parlato, è proporzionale alla carica effettivamente raccolta ed indipendente dai parametri di calibrazione.

Riguardo alla scelta della variabile indipendente, rispetto alla quale studiare le differenze di risposta, la geometria del rivelatore, con la zona non svuotata in ingresso, suggerisce che il parametro più significativo sia il *range* dei frammenti incidenti. Ci si attende, infatti, che l'efficienza di raccolta della carica dipenda dalla profondità di penetrazione dei proiettili all'interno del rivelatore. Quando questi riescono a penetrare la zona svuotata, dove è presente un campo elettrico, la raccolta è più efficiente perché alla corrente di diffusione dei portatori si somma quella di deriva. Inoltre, la raccolta potrebbe essere ulteriormente favorita, per tali eventi, da un fenomeno noto come "*funneling*". Si tratta della penetrazione del campo elettrico, che segue la traccia di ionizzazione della particella, anche nella zona non svuotata (vedi ref. [38, 39]).

In figura 2.14 sono rappresentati gli andamenti delle differenze fra l'ampiezza massima del formatore trapezoidale alla tensione di riferimento di 290 V e quella alle tensioni inferiori, in funzione del *range* della particella nel rivelatore, stimato sulla base del valore di ΔE . Tale *range* è calcolato sulla base delle tavole di perdita di energia e perciò, per quanto detto nel paragrafo 2.4, potrebbe essere meno affidabile per piccoli valori. Poiché per le tensioni di 200 V e 235 V tutti gli isotopi presentano

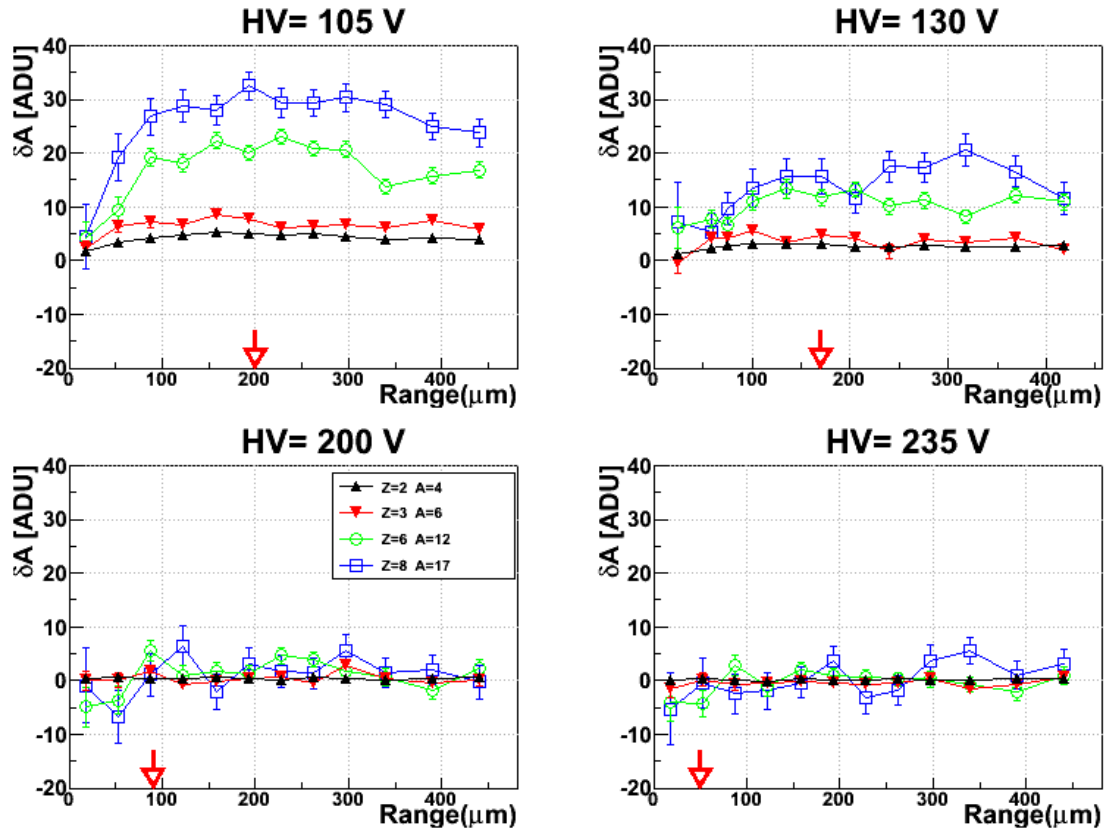


Figura 2.14: Differenze fra l'ampiezza massima del formatore trapezoidale alla tensione di riferimento di 290 V e quella alla tensione di 105, 130, 200 e 235 V, in funzione del range del frammento nel Si2. La freccia rossa indica l'inizio della zona svuotata. Come si vede il massimo della differenza si ha poco prima che gli ioni entrino nella zona svuotata dopodiché l'andamento resta costante. Le differenze sono date in unità on calibrate (ADU).

degli andamenti pressoché costanti e compatibili con zero⁴, per tali tensioni non vi è un'osservabile perdita di efficienza e la raccolta della carica quasi non risente del parziale svuotamento. Per le due tensioni più basse l'andamento presenta, invece, un massimo in corrispondenza di un *range* leggermente inferiore all'inizio della zona svuotata per tutti gli isotopi osservati. Da questo punto in poi, l'andamento diventa costante e non si vedono altri effetti di perdita nella raccolta della carica; piuttosto, si osserva una leggera diminuzione, corrispondente ad un recupero di parte della carica depositata nella zona non svuotata forse dovuta all'effetto “*funneling*” precedentemente menzionato.

La figura 2.15 riporta le stesse differenze ma in termini percentuali rispetto alla ampiezza misurata a 290 V. Ancora una volta le tensioni di 200 e 235 V manifestano un andamento costante compatibile con zero. Invece, si può osservare che a tensioni

⁴Nel caso dell'Ossigeno si nota una maggiore variabilità, forse dovuta alla difficoltà di tracciare con precisione le curve di riferimento per le tensioni di 200 V e 235 V in cui gli isotopi sono meno risolti.

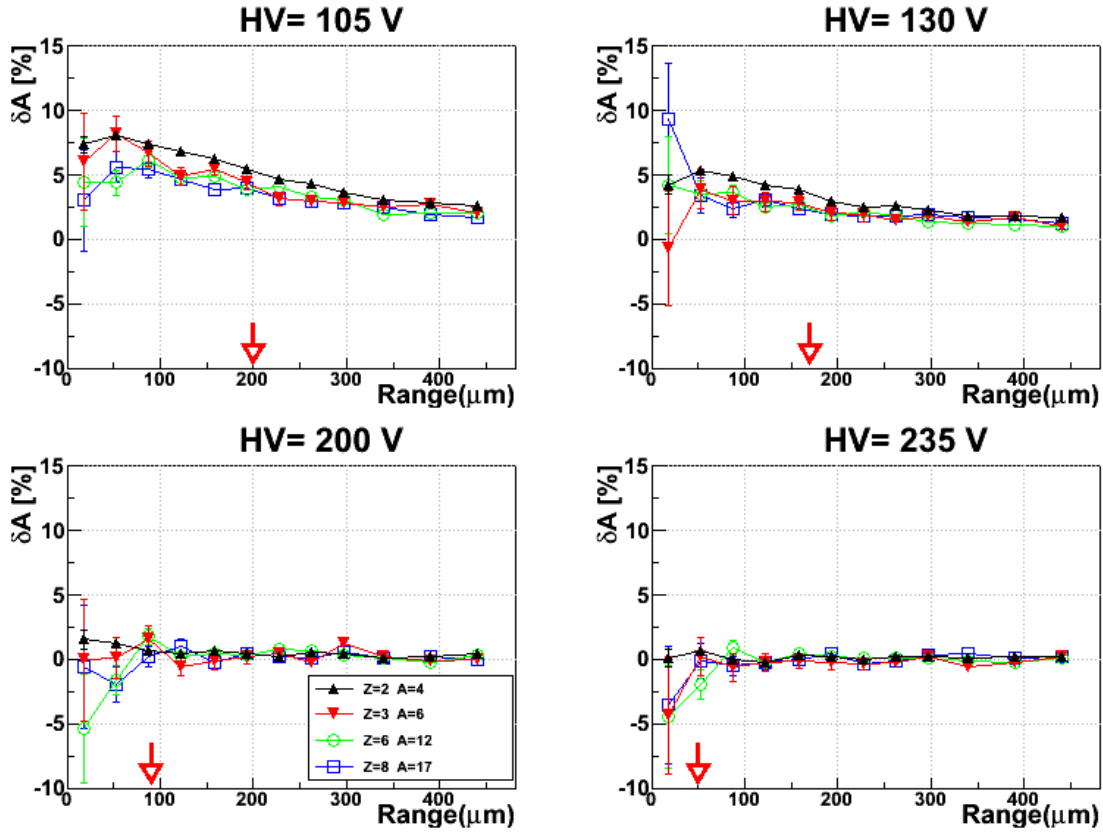


Figura 2.15: Differenze relative fra l'ampiezza massima del formatore trapezoidale alla tensione di riferimento di 290 V e quella alle tensioni di 105, 130, 200 e 235 V, in funzione del range del frammento nel Si2. La freccia rossa indica l'inizio della zona svuotata. Il deficit iniziale tende progressivamente a diminuire all'aumentare del range. Le differenze sono riportate in percentuale.

più basse vi è un andamento decrescente che per *range* pari allo spessore del rivelatore è compatibile con la differenza percentuale fra i fattori di calibrazione. Ad esempio, a 105 V la differenza è di circa il 2% per *range* $\sim 500 \mu m$, coerentemente con la differenza osservata nei fattori di calibrazione a 105 V e 290 V nel paragrafo 2.3.

2.5.1 Semplice modello per l'efficienza di raccolta

Per cercare di comprendere questo comportamento sperimentale, è possibile ipotizzare una efficienza di raccolta della carica dipendente dal *range* delle particelle incidenti. L'idea di base del nostro semplice modello è la seguente.

La distribuzione delle cariche prodotte nel rivelatore segue la curva di Bragg relativa all'energia e al tipo della particella incidente. L'integrale di tale curva su tutto il *range* percorso entro il rivelatore permette di calcolare l'energia totale depositata, a meno di un fattore di efficienza, eventualmente dipendente dalla posizione, che va

moltiplicato per i valori della distribuzione alle diverse profondità per tenere conto degli effetti sistematici legati al processo di raccolta del rivelatore. Ipotizzando un'efficienza variabile con la penetrazione, abbiamo diviso il rivelatore in due zone distinte che corrispondono alla regione svuotata e a quella non svuotata. Supponendo che l'efficienza di raccolta ϵ nella zona svuotata sia pari a 1, abbiamo schematizzato invece quella della zona non svuotata con un andamento lineare crescente con la penetrazione nel Si2. L'efficienza di raccolta aumenta con la penetrazione fino a raggiungere $\epsilon = 1$ nel punto di separazione con la zona svuotata (200 μm se per esempio si considera la tensione di 105 V). L'efficienza iniziale attribuita al rivelatore per 0 μm di penetrazione dalla faccia di ingresso, è un valore che possiamo variare per riprodurre al meglio l'andamento sperimentale.

Come mostrato in figura 2.16, gli andamenti ottenuti dal modello, per gli isotopi studiati nelle figure 2.14 e 2.15, sono ragionevolmente simili a quelli sperimentali. Nel pannello di sinistra sono riportate le differenze assolute tra il numero di coppie raccolte (convertite in unità di energia depositata) nel caso di efficienza costante e unitaria lungo lo spessore (caso del rivelatore completamente svuotato) e il numero di coppie raccolte per un rivelatore parzialmente svuotato sulla base del modello. Nel pannello di destra le stesse differenze sono rappresentate in percentuale. Si è ottenuto

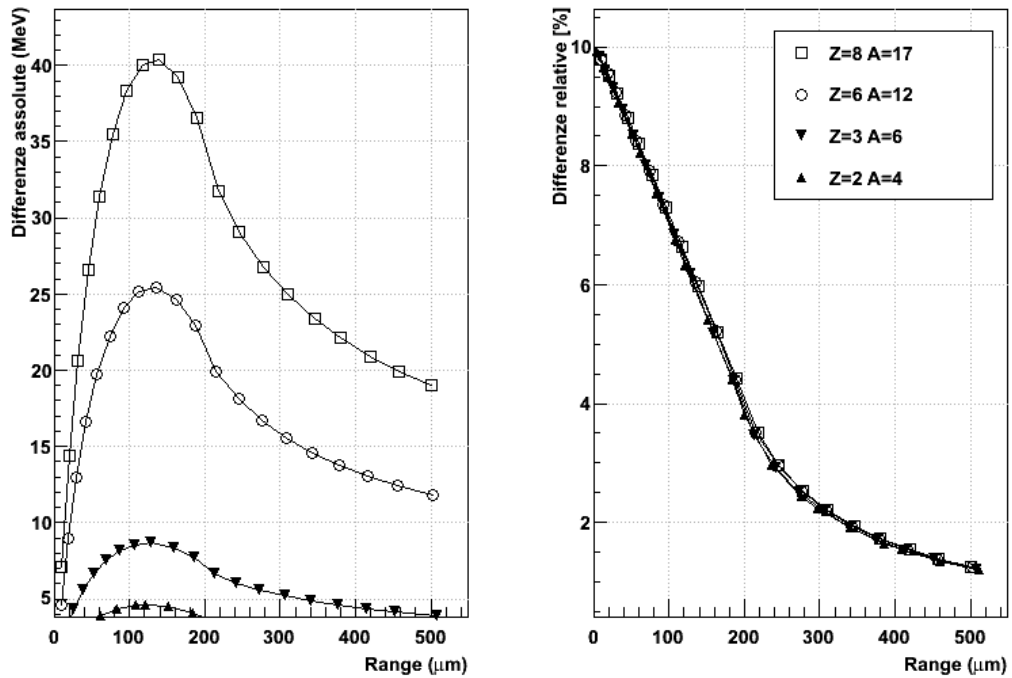


Figura 2.16: Calcolo teorico ottenuto integrando la curva di Bragg dopo aver applicato una correzione per l'efficienza di raccolta, crescente linearmente nella zona non svuotata e pari al 100% nella zona svuotata.

quindi un buon accordo con i dati sperimentali sia qualitativo, sia quantitativo, almeno limitatamente all'entità dello scarto percentuale.

Tuttavia, nel modello l'efficienza di raccolta non dipende dalla densità di ionizzazione. Non ci può dunque essere dipendenza dalla particolare specie isotopica, tanto che le differenze relative si sovrappongono tutte tra loro. Questo comportamento non si osserva nei dati sperimentali in cui le curve restano ben distinte. D'altra parte da un modello così semplice non è logico attendersi una perfetta riproduzione dei dati sperimentali e saranno probabilmente necessari ulteriori perfezionamenti. Tuttavia, agendo sul parametro d'efficienza iniziale della zona non svuotata, è stato possibile osservare che il miglior accordo con i dati sperimentali si ottiene per valori dell'ordine del 90%. Nonostante l'assenza di un effettivo campo elettrico, la perdita d'efficienza del rivelatore nella sua parte non svuotata resta comunque inferiore al 10%.

Questo risultato, che come si è detto ci ha inizialmente sorpresi, potrebbe essere dovuto alla vita media dei portatori del substrato, circa 6 ms, molto più lunga dei tempi caratteristici della diffusione dei portatori stessi, dell'ordine del centinaio di μ s.

2.6 Correzione polinomiale

Il comportamento illustrato nel paragrafo precedente mostra come non sia sufficiente far coincidere i valori di energia di *punch trough* alle diverse tensioni per ottenere un accordo anche a energie inferiori, a meno che non ci si accontenti di un accordo entro alcune unità percentuali. D'altra parte le differenze risultano di tipo sistematico e con una chiara dipendenza dal *range*. Si può allora pensare di correggere le ampiezze non calibrate ottenute in condizioni di parziale svuotamento cercando di riportarle ai valori che si sarebbero ottenuti a 290 V. In tal modo la calibrazione ottenuta a 290 V sarebbe applicabile a tutte le altre tensioni senza ulteriori correzioni delle ampiezze misurate.

Anche in questo caso l'energia misurata dal Si1 permette di confrontare eventi acquisiti con diverse tensioni applicate sul Si2. Ci siamo basati sulle linee di riferimento già tracciate per ioni con un certo Z e A. L'identificazione degli isotopi è necessaria, a causa della dipendenza dell'efficienza di raccolta della carica dalla penetrazione nel rivelatore, e quindi, data l'energia, dallo Z e dall'A. Per ciascuna tensione abbiamo determinato, per vari valori del ΔE in Si1, i valori di E_{Res} in unità dell'ADC corrispondenti, presi sulle diverse curve di riferimento. La differenza fra i valori di E_{Res} ad una data tensione minore di 290 V ed il valore ottenuto a 290 V a parità di ΔE , è stata poi riportata in funzione dell' E_{Res} ottenuto in condizioni di parziale svuotamento, che è il dato direttamente accessibile sperimentalmente.

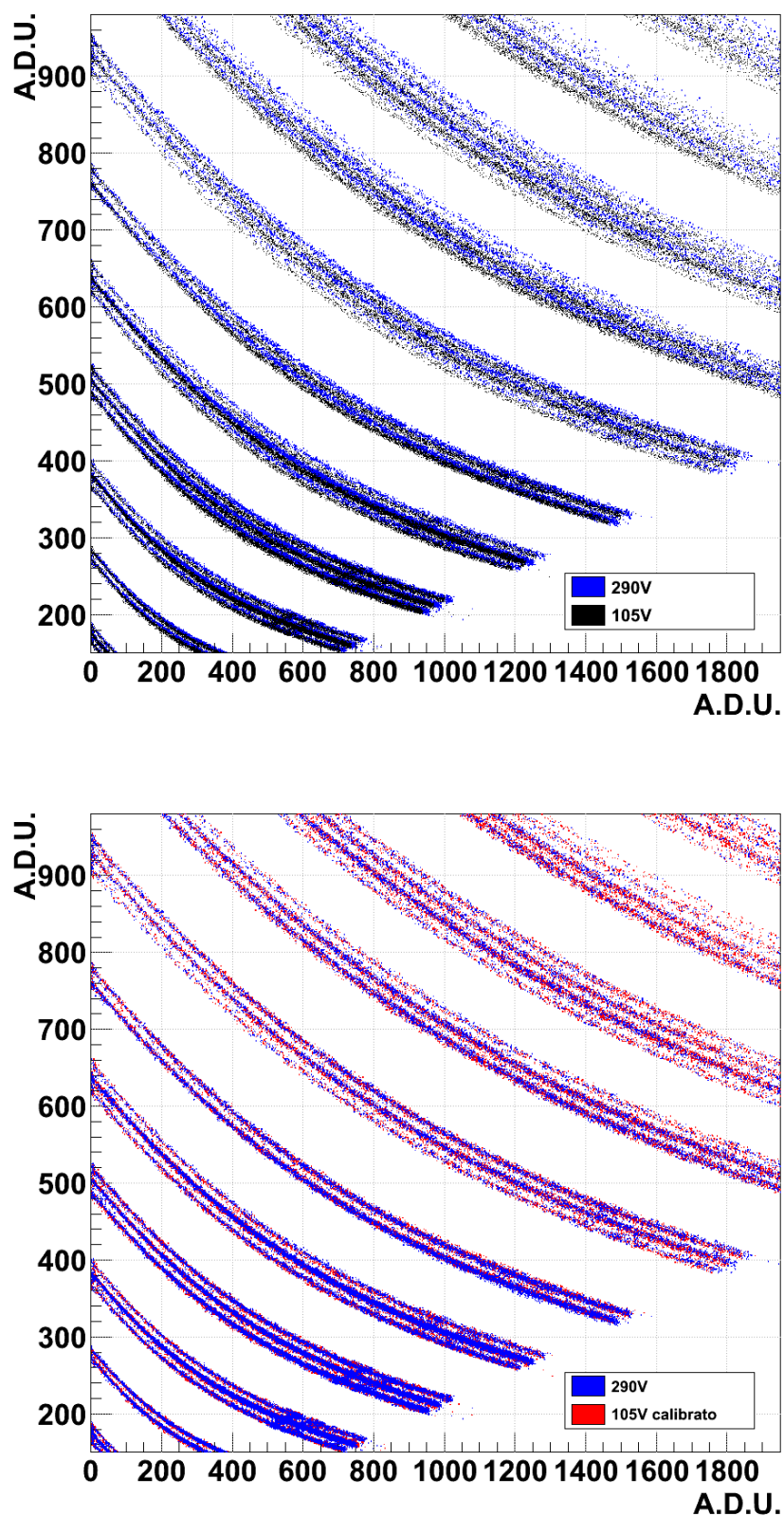


Figura 2.17: *In alto: sovrapposizione delle matrici ΔE - E ottenute a 290 V (blu) e a 105 V (nero). In basso: la stessa sovrapposizione, dopo aver applicato la correzione alle ampiezze del Si2 per la tensione di 105 V. Si noti la miglior sovrapposizione delle linee, riscontrabile dalla comparsa di regioni sostanzialmente prive di eventi fra curve isotopiche adiacenti.*

Sulla differenza è stato successivamente eseguito un *fit*, con E_{Res} come variabile indipendente, tramite la seguente funzione polinomiale del secondo ordine:

$$E_{res}(290\text{ V}) - E_{res}(V_i) = a + b * E_{res}(V_i) + c * (E_{res}(V_i))^2 \quad (2.4)$$

dove per V_i si intende la tensione considerata e a, b, c sono i parametri del *fit*.

I tre parametri che il *fit* restituisce sono differenti per ogni isotopo, ognuno dei quali deve, quindi, essere trattato singolarmente. Al momento non è stato possibile riconoscere una qualche regolarità nell'andamento dei parametri in funzione di Z e A che permetta di esprimere la correzione attraverso un funzionale unico per tutti gli isotopi. In figura 2.17 è mostrato l'effetto della correzione polinomiale sulla stima dell'energia. Nel riquadro superiore sono sovrapposte le matrici $\Delta E-E$ in unità dell'ADC alle tensioni di 290 V e 105 V: le curve non si sovrappongono, rendendo impossibile l'applicazione di un unico fattore di calibrazione lineare per entrambe. Nell'immagine inferiore sono sovrapposte le stesse matrici $\Delta E-E$ dopo aver applicato, alla tensione di 105 V, la correzione polinomiale opportuna per ogni isotopo. La sovrapposizione che si ottiene è quasi perfetta.

Tramite questa procedura si è quindi in grado di ottenere una correzione delle ampiezze che permetta poi di utilizzare un fattore di calibrazione indipendente dalla tensione applicata.

2.7 Pulse Shape Analysis

Come anticipato nell'introduzione, scopo principale dell'esperimento era verificare il miglioramento delle prestazioni di identificazione isotopica delle tecniche di analisi di forma (PSA) per i rivelatori sottoalimentati. Per quanto detto in precedenza, il Si2 del "tele123", che ha un uniformità di drogaggio di circa il 6%, non sarebbe in grado di identificare gli isotopi tramite PSA [26] ma solo i diversi elementi.

Durante l'analisi abbiamo lavorato sia sulla PSA in carica, cioè la correlazione tra energia e tempo di salita del segnale di carica, che chiameremo da qui in poi PSA(Q) per semplicità, sia su quella in corrente, cioè la correlazione tra energia e massimo del segnale di corrente, che chiameremo PSA(IMAX).

2.7.1 PSA(Q)

Dalla correlazione PSA(Q) in figura 2.18, si può osservare come i rivelatori parzialmente svuotati presentino una capacità identificativa degli isotopi migliore rispetto al rivelatore totalmente svuotato. La separazione diminuisce all'aumentare della tensione, tanto che a 200 V non siamo già più in grado di riconoscere gli isotopi, eccetto per alcuni elementi leggeri come il Litio o il Berillio. A fronte di questo

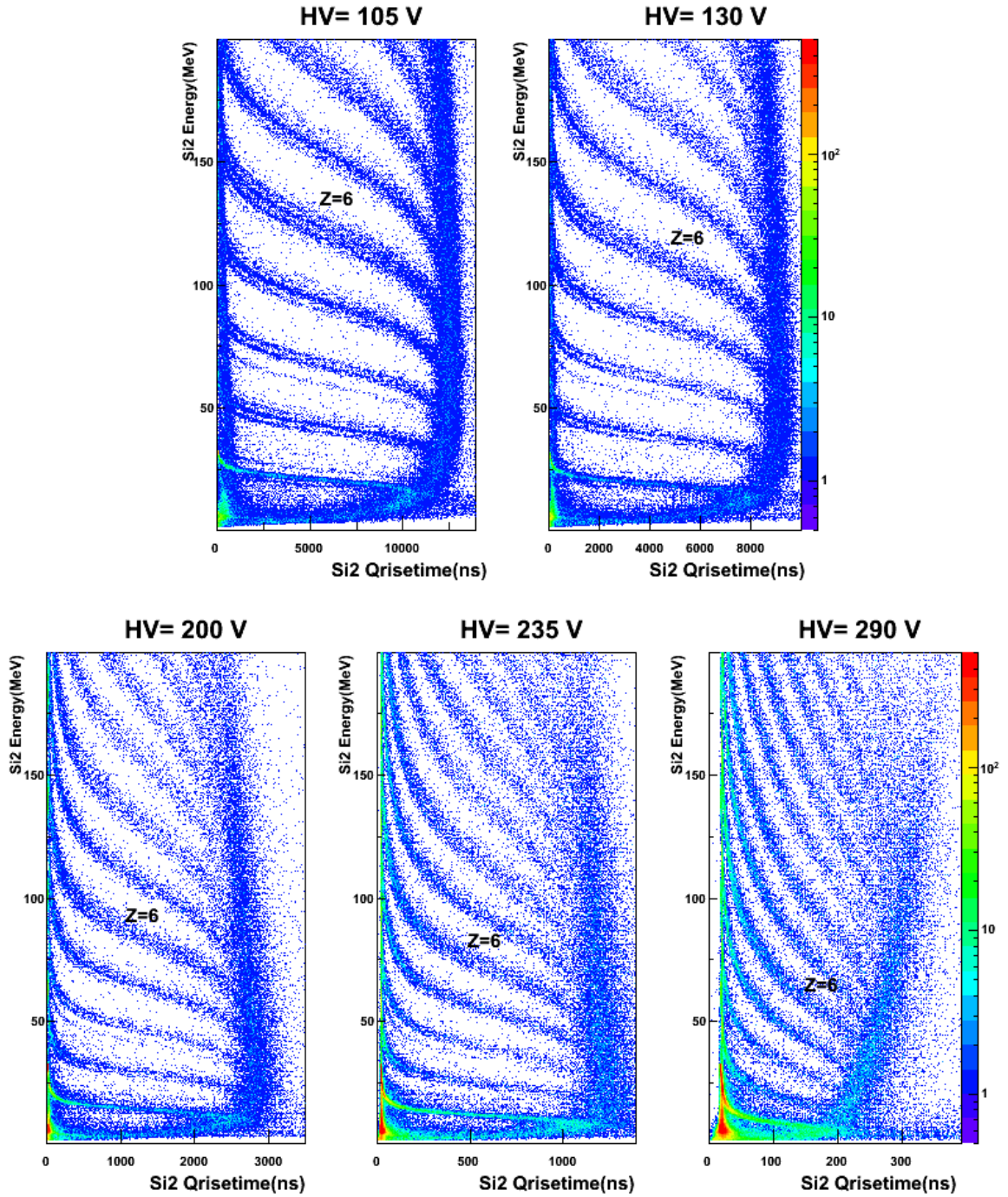


Figura 2.18: Correlazione “energia vs tempo di salita del segnale di carica” alle varie tensioni applicate. È evidente il peggioramento della separazione isotopica all’aumentare della tensione. Si noti però come per ciascuno Z l’energia per la quale la curva si stacca dal backbending diminuisca all’aumentare della tensione (per $Z = 6$ si passa da 100 MeV a 105 V a 50 MeV a 290 V). Tale energia costituisce di fatto la soglia per l’identificazione in Z (si veda il paragrafo 2.7.3).

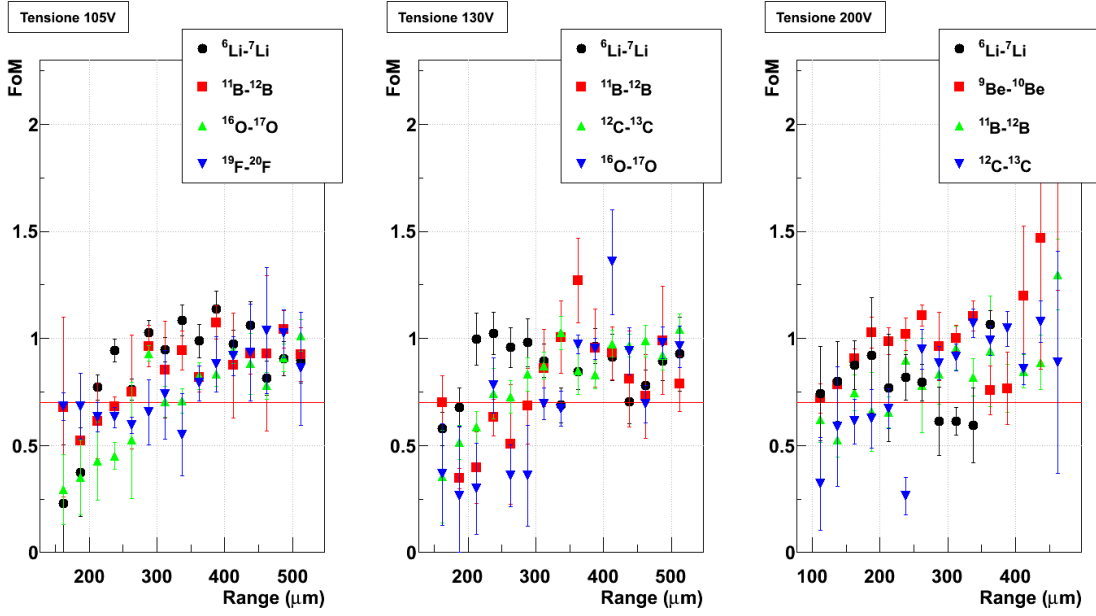


Figura 2.19: *FoM per la PSA(Q) calcolati alle varie tensioni in funzione del range delle particelle. La linea orizzontale in rosso alla quota di 0.7 rappresenta la soglia di riconoscimento. Per ciascuna tensione si sono riportati i dati relativi alle coppie ${}^6\text{Li}-{}^7\text{Li}$ e ${}^{11}\text{B}-{}^{12}\text{B}$ per confronto, oltre ai dati relativi agli isotopi di Z più alto ancora risolvibili. Questi ultimi non sono gli stessi alle diverse tensioni.*

miglioramento, il tempo di salita dei segnali è molto più grande per i rivelatori non svuotati, circa $13\text{ }\mu\text{s}$ a 105 V contro i 400 ns a 290 V, e, sebbene sia proprio questo a permettere una buona identificazione isotopica, ciò richiede un notevole allungamento della durata del segnale da acquisire. La necessità di acquisire alcune decine di μs di segnale potrebbe costituire un problema nel caso di misure a ritmi di conteggio molto elevato. Tuttavia, in esperimenti con fasci radioattivi come quelli previsti nei prossimi anni, a causa delle basse intensità dei fasci, non dovrebbero presentarsi tali problemi visti i bassi ritmi di conteggio attesi.

Nel tentativo di quantificare il miglioramento della risoluzione sull'identificazione della PSA(Q) osservato in figura 2.18, facciamo ricorso al FoM, già definito e utilizzato nel paragrafo 2.4. Anche la procedura utilizzata è la stessa: si ottengono i valori di PID interpolando tra curve di riferimento tracciate sulle correlazioni e, dai picchi negli istogrammi di PID, si calcolano i valori dei FoM.

In particolare siamo interessati, per i diversi valori di Z, alla minima energia (o minimo *range*) necessario per l'identificazione isotopica. Questa informazione è importante, ad esempio, per esperimenti rivolti alla fisica dell'isospin perché rappresenta il limite inferiore in energia, o *range*, delle particelle che siamo in grado di identificare in carica e massa.

In figura 2.19 sono riportati, per tutte le tensioni, i FoM in funzione del *range*

delle particelle per alcune coppie di isotopi selezionate. Per ottenere questa figura, si è prodotta la correlazione PID vs Range, dove il *range* è stato stimato a partire dall'energia misurata dal Si1 tramite le tavole di perdita di energia. Si è proiettata la correlazione sull'asse dei PID per vari intervalli di *range*, ottenendo un picco per ciascun isotopo. I centroidi e le larghezze dei singoli picchi sono stati ottenuti separatamente per ciascun elemento da un *fit* a gaussiane multiple. Come atteso, i FoM tendono ad aumentare tanto più aumenta il *range* delle particelle, cioè tanto più gli ioni penetrano nella zona svuotata. Consideriamo il *range* per cui il FoM supera il valore di 0.7 per una data coppia di isotopi come il valore minimo per il quale è possibile la separazione fra i due isotopi. Come si può notare nei grafici di figura 2.18, in alcuni casi la separazione isotopica è già possibile non appena la curva si stacca dal *backbending*. In questo caso si può prendere come soglia il valore di *range* o energia corrispondente al punto di distacco dal *backbending* stesso.

In figura 2.19 sono riportati i risultati dell'analisi solo per le tensioni di 105 V, 130 V e 200 V, poiché per le altre tensioni gli isotopi sono così poco separati tra loro che diventa molto difficile sovrapporre alle correlazione le curve di riferimento necessarie al calcolo dei PID e quindi dei FoM. Sui valori delle soglie in *range* o energia torneremo in seguito nel paragrafo 2.7.3, dopo la presentazione dei dati relativi alla correlazione energia vs massimo del segnale di corrente.

2.7.2 PSA(IMAX)

La figura 2.20 riporta le correlazioni, alle varie tensioni, tra l'energia degli ioni rivelati e il massimo del loro segnale di corrente. Tali figure mostrano, come già visto anche per la PSA(Q), un miglioramento dell'identificazione isotopica di un rivelatore parzialmente svuotato rispetto alle condizioni standard di totale svuotamento. Inoltre, la separazione isotopica ottenibile con la PSA(IMAX) risulta ancora più estesa in Z di quella ottenuta con la PSA(Q). Si noti ad esempio come anche con una tensione applicata di 235 V sia possibile una accettabile risoluzione tra gli isotopi fino a $Z = 8 - 9$, contrariamente a quanto si vede in figura 2.18 per la PSA(Q) alla stessa tensione.

Con procedura analoga a quella applicata alla PSA(Q), è possibile ottenere i valori dei FoM in funzione del *range*. Questo è stato fatto, per un miglior confronto, per le stesse tensioni di alimentazioni riportate in figura 2.19 e i risultati sono mostrati nella figura 2.21. Si noti che per la tensione applicata di 105 V, alcuni isotopi (fino a $Z \leq 6$) possono essere discriminati non appena le curve relative si discostano dalla concentrazione di conteggi che si osserva per piccoli valori del massimo della corrente. Per tali frammenti i valori dei FoM sono subito superiori alla soglia di

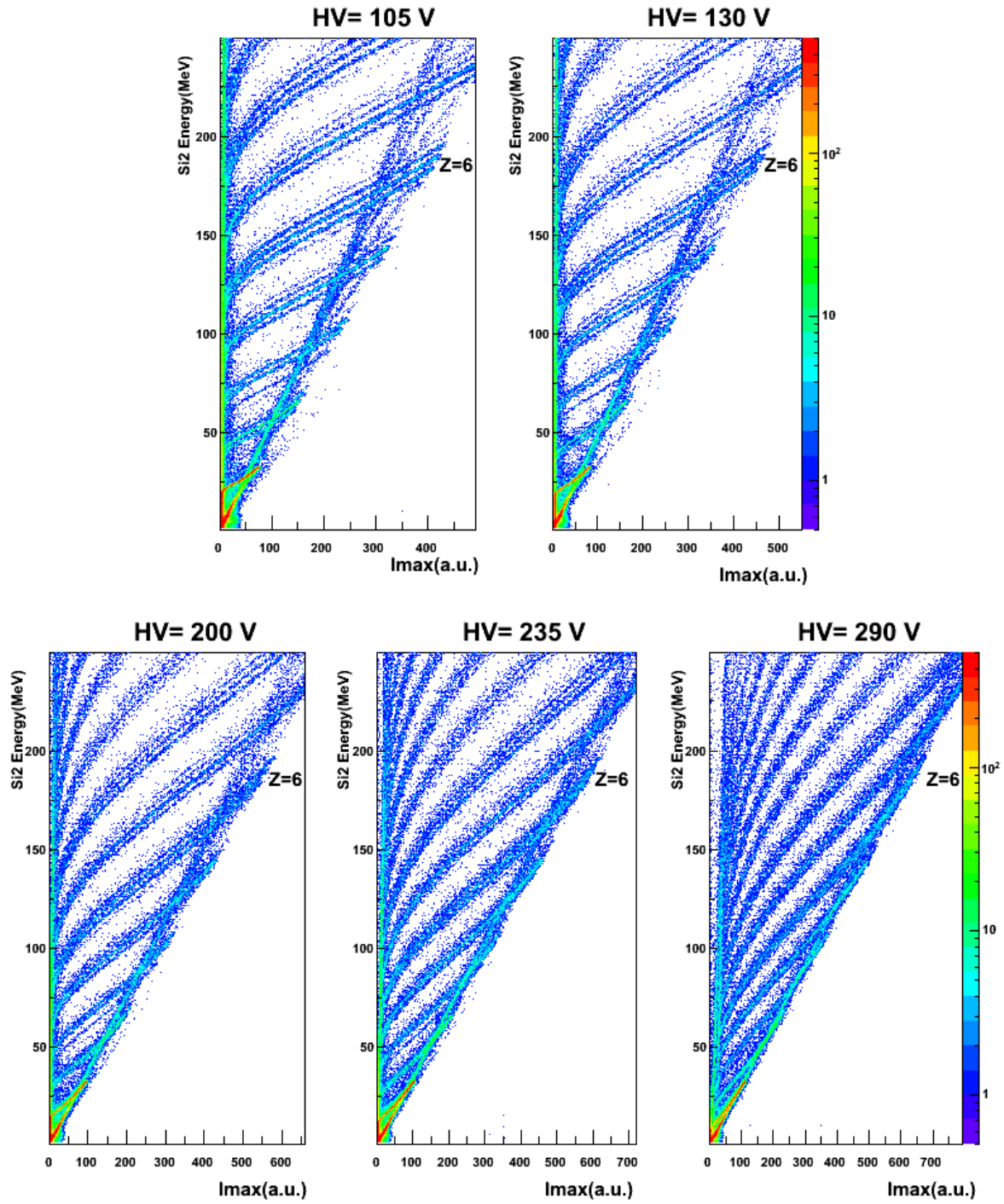


Figura 2.20: *Correlazione “energia vs massimo del segnale di corrente” alle varie tensioni applicate al Si2. Rispetto alla figura 2.18, anche per le tensioni di 235 V si ha una ragionevole separazione isotopica, almeno fino a $Z = 8-9$. È visibile l’effetto delle particelle che “perforano” il Si2 senza essere riconosciute dal veto del CsI: si presentano come una linea diagonale sovrapposta all’estremità destra delle curve.*

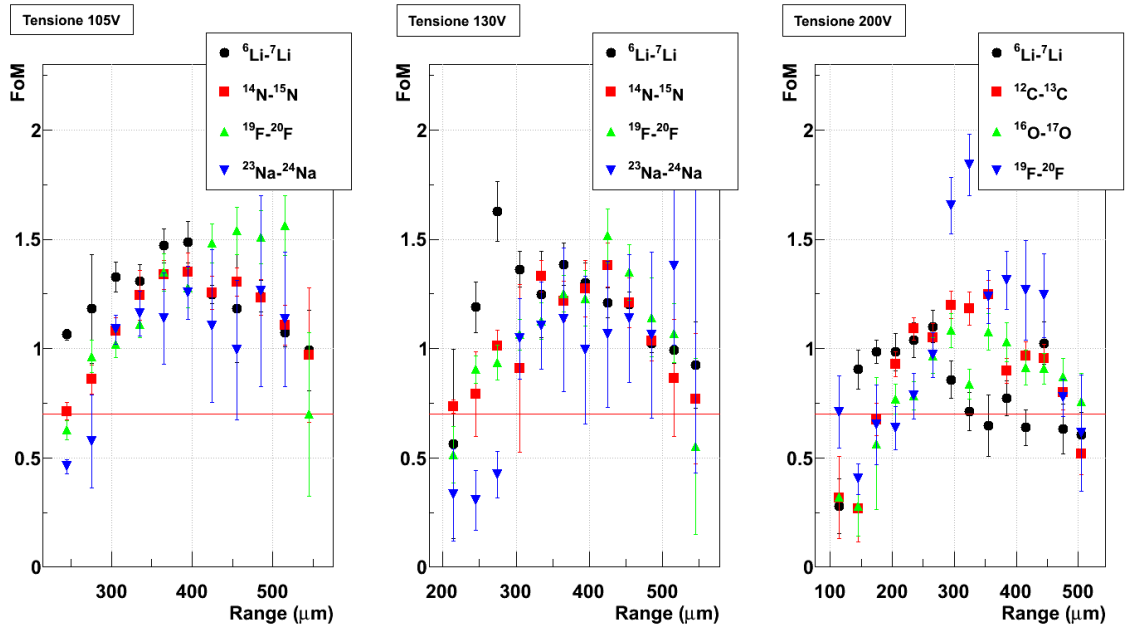


Figura 2.21: *FoM per la PSA(IMAX) calcolati alle varie tensioni in funzione del range. La linea orizzontale in rosso alla quota di 0.7 rappresenta la soglia di riconoscimento. Ciascun grafico include l'elemento di Z più alto di cui si possono distinguere gli isotopi.*

identificazione pari a 0.7, e le soglie energetiche in Z e in A risultano quasi uguali tra loro, come si vedrà nel paragrafo 2.7.3.

2.7.3 Soglie in Energia per l'identificazione in massa e in carica

I valori di energia per cui gli isotopi di un dato elemento risultano identificabili si possono ottenere dalle figure 2.19 e 2.21 con una conversione *range-energia*, oppure direttamente da correlazioni PID vs Energia piuttosto che PID vs Range. In ogni caso due isotopi si considerano separati quando il FoM corrispondente supera 0.7 oppure, per la PSA(Q), se questo accade già all'inizio della curva, quando essa si stacca dal *backbending*. In figura 2.22 sono riportate, per le tre tensioni analizzate precedentemente, le soglie in energia in funzione dello Z per le due tecniche utilizzate: i cerchi rossi pieni rappresentano la PSA(Q), i quadratini blu rappresentano la PSA(IMAX). Per confronto, sono riportati anche i dati relativi alla tecnica $\Delta E-E$, i cui valori di soglia sono stati assunti pari all'energia di *punch through* del Si1 (triangoli neri). Infatti, in quest'ultimo caso non appena la particella oltrepassa il primo rivelatore la correlazione è tale da permetterne l'identificazione in carica e massa.

Le soglie per la tecnica $\Delta E-E$ sono ovviamente superiori a quelle della PSA. Tale tecnica richiede, infatti, che la particella possieda sufficiente energia da attraversare

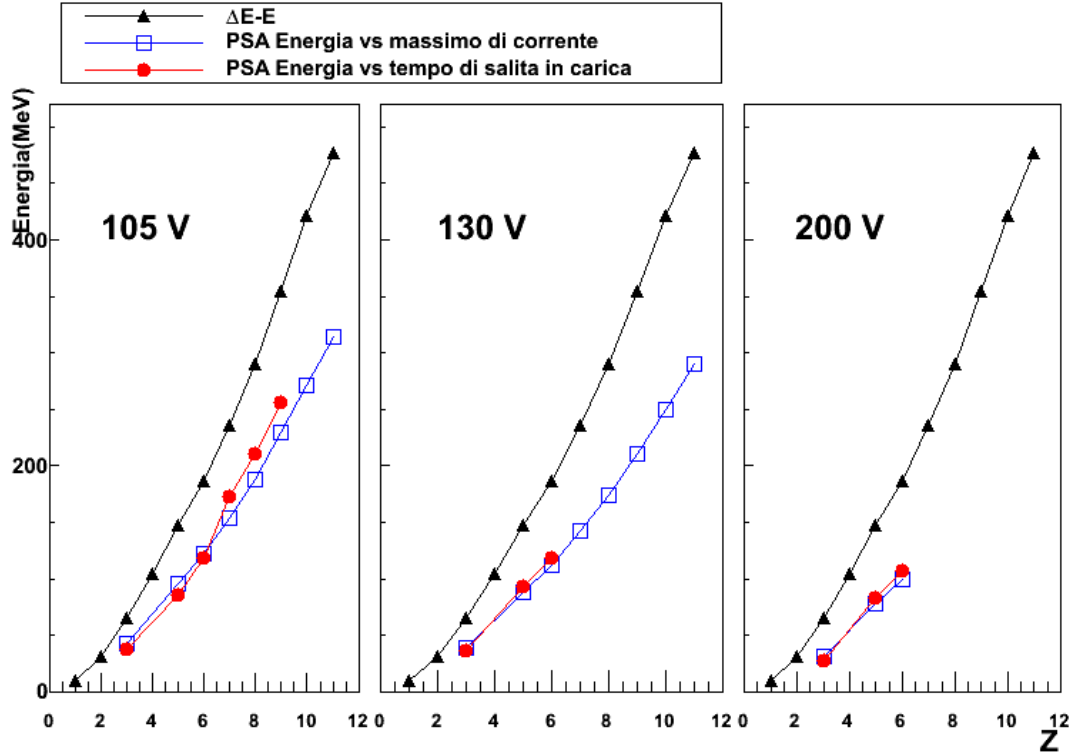


Figura 2.22: Soglie in energia per l'identificazione in A per $Z < 12$ e per le tre tecniche tutte e 3 le tecniche utilizzate. I diversi pannelli si riferiscono rispettivamente alle tensioni di 105 V, 130 V e 200 V.

tutto il primo rivelatore dando segnale anche nel secondo. Le soglie delle due PSA a tutte le tensioni sono tra loro quasi equivalenti. Tuttavia per la PSA(IMAX) l'identificazione è possibile su un intervallo più ampio di Z .

I nostri dati mostrano che le soglie per l'identificazione in Z cambiano anch'esse con la tensione applicata al rivelatore. Abbiamo allora determinato le soglie in energia per l'identificazione in Z , in questo caso da semplice osservazione delle correlazioni di figura 2.18 e 2.20 piuttosto che mediante l'utilizzo dei FoM. Da queste figure si osserva che le curve di Z iniziano ad essere distinguibili in un punto ben preciso, emergendo dal *backbending* nel caso della PSA(Q) o, nel caso della PSA(IMAX), dalla concentrazione di conteggi parallela all'asse delle ordinate che si osserva per piccoli valori del massimo della corrente. I valori di energia di tali punti sono stati assunti come energia di soglia per l'identificazione in Z . In figura 2.23 abbiamo riportato, per tutte le tensioni misurate, le soglie così ricavate, con la stessa legenda della figura 2.22, aggiungendo, per un miglior confronto, i valori di soglia ottenuti in precedenti esperimenti della Collaborazione FAZIA (vedi ref. [25] e ref. [40]) per il Carbonio e per il Magnesio.

Il comportamento delle soglie in carica è lo stesso di quello osservato in prece-

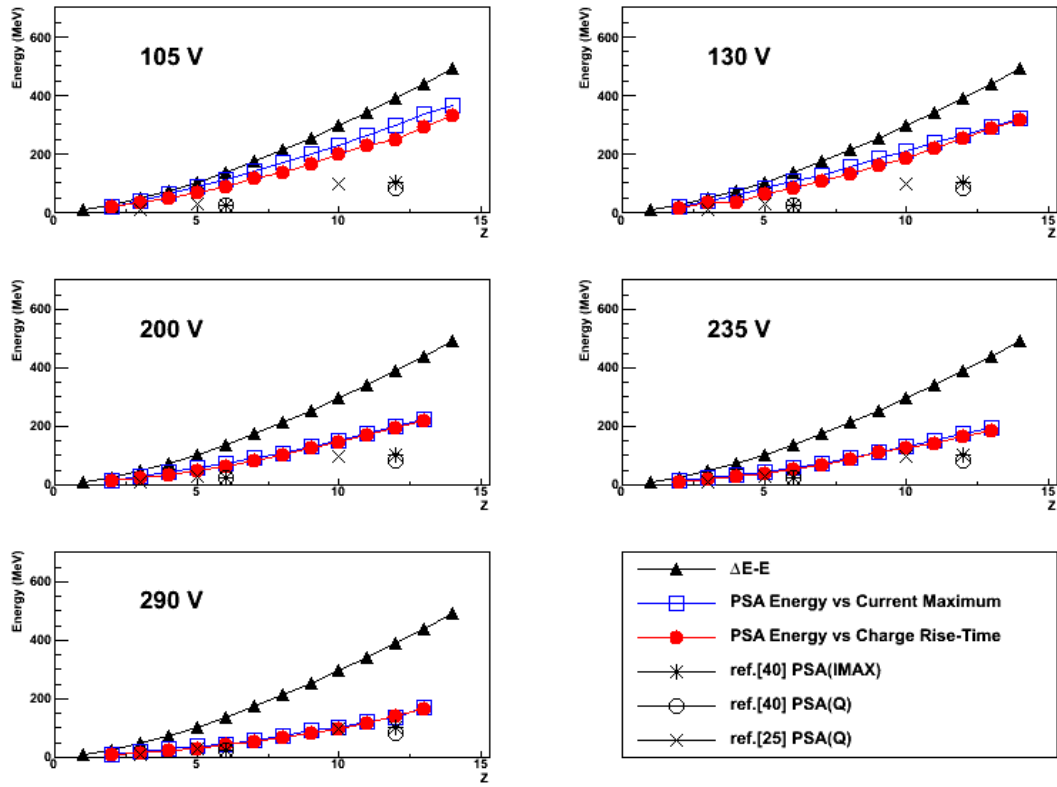


Figura 2.23: Soglie in energia di identificazione in Z per $Z \leq 14$ per le tre tecniche utilizzate. I diversi pannelli si riferiscono alle tensioni diverse applicate ai rivelatori.

denza per quelle isotopiche: il $\Delta E-E$ ha soglie maggiori rispetto a quelle della PSA, che tra loro sono quasi equivalenti anche per la separazione in Z . A 290 V il raccordo con i precedenti esperimenti è buono. Ciò non desta stupore, dato che il precedente sono stati utilizzati rivelatori analoghi al nostro ed in condizione di completo svuotamento⁵. Sottosvuotando il rivelatore, invece, le soglie aumentano fino quasi a coincidere con quelle ricavate per il riconoscimento degli isotopi.

Dunque possiamo concludere che, svuotando solo parzialmente il rivelatore, si guadagna in risoluzione isotopica, ma le soglie in energia tendono ad aumentare. Le soglie di identificazione di Z e A per la PSA(IMAX) a 105 V sono quasi uguali, coerentemente con quanto si osserva nelle correlazioni di figura 2.20, dove le curve dei vari Z presentano da subito anche una identificazione isotopica.

⁵In effetti il dato della [40] è leggermente inferiore, probabilmente a causa della migliore uniformità di resistività del rivelatore impiegato per la misura (circa 1%).

Capitolo 3

Sincronizzazione e effetti di *walk*

3.1 Scopo delle misure

La parte attualmente in via di costruzione dell'apparato FAZIA prevede l'utilizzo di 12 blocchi, ciascuno dotato di 16 telescopi. Uno dei problemi che si pongono nelle misure di tempo in apparati multi-rivelatori è la determinazione dei ritardi relativi fra i diversi elementi di rivelazione. Tali ritardi, detti anche *offset* relativi, sono difficilmente evitabili e sono dovuti prevalentemente alle diverse lunghezze dei cavi di connessione. La conoscenza dei ritardi del sistema permette di riconoscere quando due rivelatori sono in coincidenza tra loro e/o correggere le misure di tempo di volo. Di solito, per valutare questi ritardi, si ricorre alla rivelazione di particelle di cui siano noti il tempo di generazione nel bersaglio ed il tempo di volo fino al rivelatore (tipicamente ioni del fascio diffusi “alla Rutherford” dai nuclei del bersaglio: fissata l'identità dei nuclei interagenti e dato l'angolo di deflessione la velocità è univocamente determinata; dalla velocità e dalla distanza bersaglio-rivelatore si determina il tempo di volo).

Per ottenere un segnale il cui istante di inizio sia noto per tutti i telescopi, si è pensato di usare un unico *flash* luminoso prodotto da un laser opportunamente diffuso in tutte le direzioni da un diffusore posto in luogo del bersaglio [41]. Conoscendo la distanza relativa tra il diffusore ed ogni singolo telescopio, si può calcolare il tempo necessario al *flash* per raggiungere i rivelatori e ricavare così i ritardi introdotti solo dall'elettronica. Questo metodo ha il vantaggio di poter essere applicato, anche in assenza di fascio, ai rivelatori posti ad angoli tali da non rivelare ioni diffusi elasticamente.

Nel caso di sistemi basati sulla digitalizzazione dei segnali, al problema dei ritardi causati dalle diverse lunghezze dei cavi (presente anche nei sistemi analogici) si aggiunge quello della sincronizzazione dei campioni presi dai diversi canali. In alcuni apparati di rivelazione (si veda ad esempio [42]) tutti i *clock* dei convertitori

ADC sono mantenuti sincroni. Questa soluzione, sebbene eviti ritardi tra i canali, costringe all'utilizzo dello stesso *clock* di campionamento per tutti i convertitori. In FAZIA invece, i vari ADC hanno *clock* fra loro indipendenti e non tutti della stessa frequenza. Il sistema adottato per la sincronizzazione dei *clock*, descritto in dettaglio nel ref.[43], sfrutta uno stesso segnale analogico che viene digitalizzato da tutti i canali e funge da riferimento. Le schede digitalizzatrici sono dotate di uno *switch* controllato dalla logica di *trigger*. Lo *switch* permette di inviare al convertitore a scelta il segnale del rivelatore o il segnale di riferimento, di solito una sinusoide di frequenza $\sim 5\text{MHz}$. Poiché la sinusoide viene inviata simultaneamente su tutti i canali, confrontando le differenze di fase tra le sinusoidi campionate si riesce, evento per evento, a misurare quello tra i *clock* dei vari canali e correggerlo.

In questo lavoro di tesi abbiamo utilizzato la tecnica di sincronizzazione appena descritta limitandoci, per semplicità, all'uso di due soli rivelatori a silicio. L'obiettivo principale era di studiare i limiti nella stima delle coincidenze tra i segnali dei due rivelatori dovuti al *jitter* e alle altre fonti di errore introdotte nel paragrafo 1.4.

Nel 2005, nel contesto di una tesi triennale [41], erano stati condotti studi simili utilizzando, per l'acquisizione dei segnali, un oscilloscopio digitale con 1,25 GS/s di frequenza di campionamento ma con pochi ENOB (tra 6.7 e 8.2) rispetto a quelli delle nostre schede digitalizzatrici (ENOB ~ 11.4). In quelle condizioni di misura, il limite alla risoluzione si era rivelato proprio il *jitter* (dell'ordine dei 100 ps di FWHM). Nello studio da noi condotto, abbiamo utilizzato gli ADC montati a bordo delle schede di FAZIA che presentano frequenze di campionamento minori di quelle dell'oscilloscopio ma un rumore dovuto allo stadio di conversione analogico-digitale molto minore.

In seguito abbiamo studiato il problema del *rise time walk* legato alle misure di *timing* con segnali, come quelli prodotti da ioni pesanti, di diverse forme e diversi tempi di salita. Abbiamo cercato di ottimizzare le prestazioni del *timing* tramite l'algoritmo dARC-CFD, presentato nel paragrafo 1.4, per migliorare le prestazioni della marca temporale rispetto al *rise time walk*.

3.2 Configurazione di misura

Le misure sono state effettuate nel laboratorio rivelatori del gruppo III INFN-Sezione di Firenze a Sesto Fiorentino. Per generare il segnale luminoso si è utilizzata la luce prodotta da un laser impulsato con frequenza di 50 Hz che emette in 3 lunghezze d'onda differenti. L'applicazione di un filtro all'uscita del laser ci ha permesso di selezionare la lunghezza d'onda di 355 nm. Si tratta di luce UV che in Silicio si attenua del 99% in circa 40 nm, come si ricava dai coefficienti assorbimento disponibili in rete [44]. La luce del laser tramite una fibra ottica viene portata in un contenitore

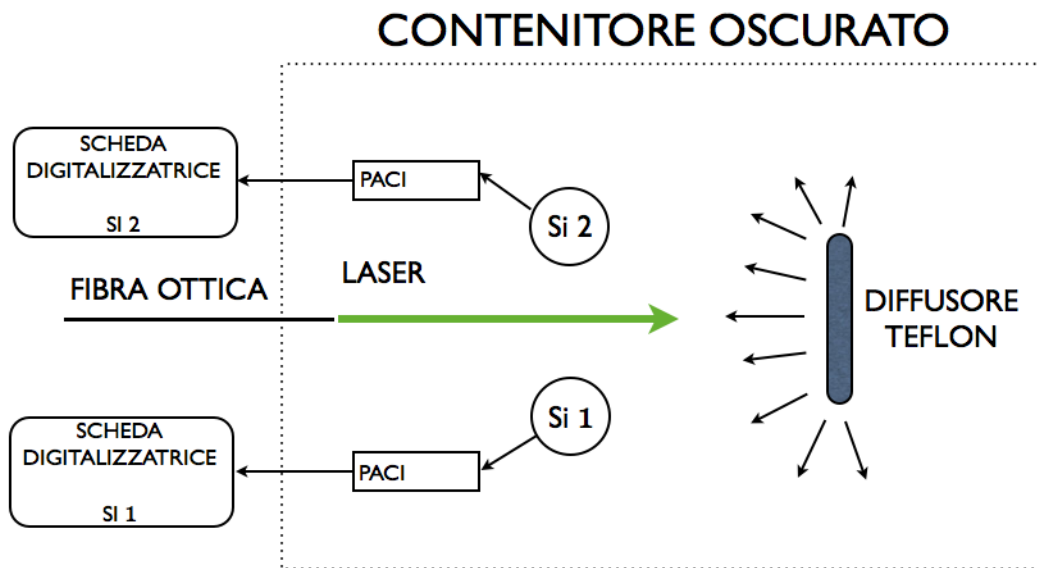


Figura 3.1: Schema della configurazione di misura. La luce laser viene portata, dalla fibra ottica, dentro il contenitore, oscurato dalla luce esterna, e incide su un diffusore di Teflon. La luce diffusa viene rivelata dai due rivelatori a silicio fissati, insieme ai rispettivi PACI, su un supporto in alluminio. All'esterno della camera, sulle schede digitalizzatrici, vengono portati solamente i segnali d'uscita di carica poiché non siamo interessati all'uscita di corrente.

oscurato dalla luce esterna e incide su un parallelepipedo di Teflon utilizzato come diffusore di luce¹. In questo modo si genera un *flash* di luce che simultaneamente si propaga in tutte le direzioni.

Per le misure, piuttosto che due interi telescopi, poiché siamo interessati solo al primo stadio di rivelazione, abbiamo utilizzato due rivelatori a silicio con spessore di circa 300 μm , identici a quelli che saranno montati come primo stadio dei blocchi di FAZIA. I due rivelatori a silicio sono montati su un supporto di alluminio insieme ai loro preamplificatori PACI e affiancati entro il contenitore oscurato, frontalmente al diffusore di Teflon, circa alla stessa distanza. Uno schema della configurazione di misura è riportato in figura 3.1. Non essendo interessati al segnale di corrente, solamente i segnali di carica dei due PACI vengono portati all'esterno della camera, tramite cavi differenziali, a due schede digitalizzatrici le cui caratteristiche sono già state descritte nel paragrafo 1.5.

Uno schema molto semplificato dell'elettronica utilizzata è riportato in figura 3.2. Per la sincronizzazione tra i due canali, che hanno *clock* indipendenti, viene utilizzato un segnale sinusoidale prodotto da un generatore di onde AGILENT

¹Il Polietetrafluoroetilene (PTFE), comunemente detto Teflon, è un ottimo diffusore di luce visibile e ultravioletta a temperatura ambiente [45].

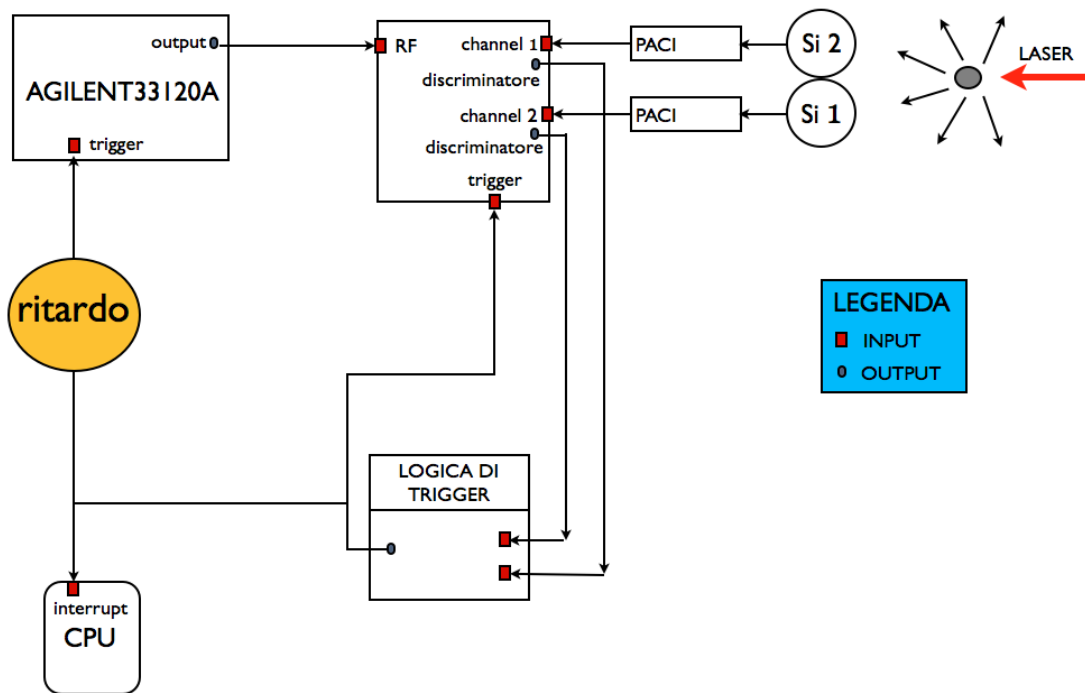


Figura 3.2: Schema semplificato dell'elettronica utilizzata per le misure di coincidenza. I segnali dei due preamplificatori sono connessi alle schede digitalizzatrici che inviano il segnale campionato alla CPU solo dopo una convalida da parte della logica di coincidenze. Lo stesso segnale serve anche per abilitare il generatore di forme all'invio, alla scheda digitalizzatrice, della sinusoide che viene anch'essa campionata. Dopo l'invio del dato alla CPU, i trigger vengono riabilitati dal programma di acquisizione e il sistema è pronto per un nuovo evento.

33120A. Il generatore è posto in modalità “burst” ed è stato programmato per produrre una porzione di sinusoide con un numero programmato di periodi (21) dopo un ritardo di circa $14\text{ }\mu\text{s}$ rispetto al *trigger*. Quest'ultimo è ricavato dai segnali dei due preamplificatori mediante due discriminatori a soglia ed è anche inviato alle due schede per dare inizio all'acquisizione dei segnali. Un *buffer* circolare di 512 campioni garantisce la presenza all'inizio del segnale di una parte di *pre-trigger* su cui poter poi calcolare la linea di base. Passati circa $14\text{ }\mu\text{s}$ dall'arrivo del *trigger*, lo *switch*, montato sulle schede e controllato dalla logica di acquisizione, fa in modo che si passi dalla digitalizzazione del segnale a quella della sinusoide. Il sistema di acquisizione è impostato per misure di coincidenza.

Le tensioni di svuotamento misurate dei due rivelatori sono $\sim 140\text{ V}$. Per poter osservare i limiti del *jitter* dei nostri rivelatori, abbiamo cercato di ridurre il più possibile i tempi di salita dei segnali, acquisendo un *run* con entrambi i rivelatori sovralimentati a 200 V . Invece, per studiare il problema del *walk* abbiamo acquisito dei *run* con un rivelatore, che abbiamo chiamato Si1, alla tensione fissata di 150 V

e l'altro, Si2, con tensioni variabili da 100 V fino a 180 V. In questo modo il Si2 presenta segnali con diversi tempi di salita ma con la stessa ampiezza, legata invece all'intensità del laser che è rimasta costante per tutto l'esperimento.

3.3 Jitter

Come anticipato nel precedente paragrafo, allo scopo di ottenere le migliori prestazioni possibili sulle misure di *timing*, abbiamo acquisito una serie di segnali in coincidenza alimentando i due rivelatori a 200 V, portandoli quindi a una tensione superiore a quella di svuotamento. I due segnali possiedono diverse ampiezze a causa delle differenti capacità in reazione montate sui rispettivi PACI e dei diversi guadagni degli stadi di ingresso delle schede digitalizzatrici, ma entrambe le ampiezze si mantengono costanti durante la misura poiché dipendenti solo dall'intensità dell'impulso laser. Anche i tempi di salita risultano costanti, dato che le coppie elettrone-lacuna sono prodotte sempre con la stessa distribuzione all'interno del rivelatore.

Ad ogni rivelatore abbiamo applicato la correzione di polo zero, necessaria per evitare *deficit balistico*. Questa correzione, sebbene non indispensabile per segnali con tempi di salita fissi, era comunque necessaria in vista dell'analisi dei *run* a tensioni più basse. La costante di decadimento dei preamplificatori è rispettivamente di 450 μ s per il Si1 e 550 μ s per il Si2. I filtri trapezoidali utilizzati per stimare il massimo del segnale sono uguali su entrambi i rivelatori e hanno un *rise time* di 1 μ s e un *flat top* di 7 μ s. Anche in questo caso, si è adottato un filtro con un *flat top* così lungo non tanto per l'analisi di questi segnali, i cui tempi di salita sono molto brevi, quanto per l'analisi dei *run* a tensioni più basse in cui, come vedremo nel paragrafo 3.4, i fronti di salita possono durare anche a qualche centinaio di ns.

Per determinare le marche temporali di arrivo dei segnali sulle schede digitalizzatrici, abbiamo utilizzato un dCFD, il cui funzionamento è stato già descritto nel paragrafo 1.4. Poiché il minimo effetto di *jitter* si ha ponendo la soglia nel punto in cui la pendenza è massima, per lavorare in condizioni ottimali abbiamo utilizzato la marca temporale che il dCFD calcola ponendo la soglia al 50% del massimo del segnale (dopo aver osservato la forma dei segnali acquisiti che appunto al 50% del massimo presentano la derivata maggiore). Chiameremo t_{50}^i con $i = 1, 2$ la marca temporale così ottenuta rispettivamente per Si1 e Si2. Dato che i nostri filtri trapezoidali sono a guadagno unitario, il massimo del trapezio costituisce un'ottima stima, con fluttuazioni di rumore ridotte grazie al filtro, del massimo del segnale del preamplificatore.

Ricordiamo anche che, tramite il campionamento della sinusoide, siamo in grado di ricavare i ritardi relativi dei *clock* dei due ADC. Tali ritardi, ovviamente di entità

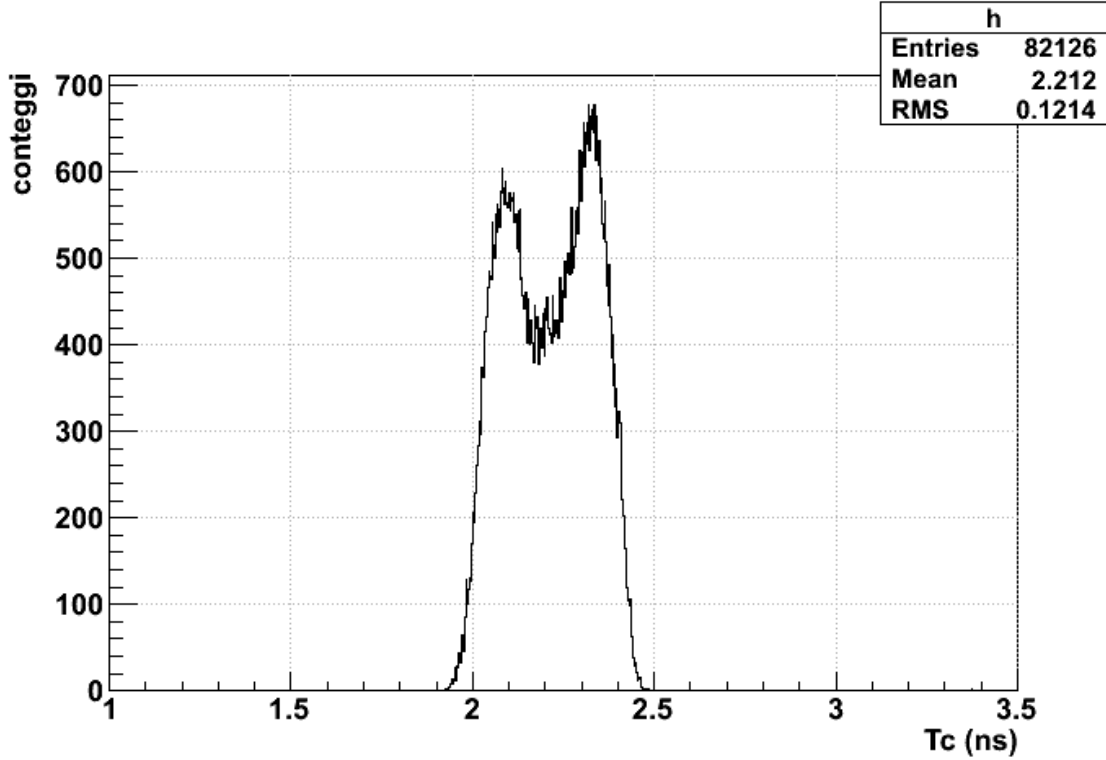


Figura 3.3: Istogramma delle differenze temporali fra le marche di tempo calcolate con soglia al 50% dell'ampiezza per i segnali dei due rivelatori. Si osservi la forma non gaussiana e la presenza di due picchi distinti.

inferiore al periodo di campionamento di 10 ns, saranno indicati con t_o^1 e t_o^2 rispettivamente per Si1 e Si2. Sottratti alle marche di tempo del dCFD, essi permettono di eliminare gli sfasamenti relativi tra i canali introdotti dall'elettronica e di ottenere così la differenza T_C tra i segnali, valutati rispetto ad un'origine comune:

$$T_C = (t_{50}^1 - t_o^1) - (t_{50}^2 - t_o^2) \quad (3.1)$$

In figura 3.3 è mostrata la distribuzione dei valori di T_C così ottenuta. Si osservi come la forma dell'istogramma dei tempi di coincidenza non sia gaussiana e mostri un doppio picco. Il valore RMS (ovvero la deviazione standard) dell'intera distribuzione è 121 ps.

L'errore che ci si aspetta per una misura di questo tipo, in cui i segnali non sono affetti né da *amplitude walk* né da *rise time walk*, è il semplice errore di *jitter*, che può essere stimato teoricamente a partire dalla formula (1.14). Ipotizzando il segnale lineare nella sua parte centrale, corrispondente al passaggio del 50% della sua ampiezza, se ne può calcolare la derivata prima come il rapporto tra l'ampiezza e il *rise time*. A sua volta il *rise time* può essere stimato come il doppio del tempo che intercorre fra il 20% e il 70% dell'ampiezza massima, stima che è esatta per un

fronte lineare. Ad esempio per il Si2, si ottiene per il valore della derivata:

$$\frac{\text{Ampiezza}}{2(t_{70} - t_{20})} = \frac{5059\text{ADU}}{32.7\text{ns}} = 154\text{ADU/ns}$$

Con una $\sigma = 1.026\text{ADU}$ di rumore stimata sulla linea di base, si ricava infine un valore di $\sigma_{\text{jitter}} = 6.6$ ps.

Ci si aspetta dunque che il valore RMS nella misura di coincidenza sia di gran lunga inferiore rispetto al risultato precedentemente mostrato, cioè pari a $\sqrt{2}\sigma_{\text{jitter}}$ più l'errore sul t_0 pari a $\sqrt{2}\sigma_{t_0}$, calcolabile come [43]:

$$\sigma_{t_0} = \frac{\sigma\tau_{\text{sync}}}{2\pi A} \sqrt{\frac{2\tau_{\text{clk}}}{T_{\text{sync}}}} \quad (3.2)$$

dove: τ_{clk} è il periodo di campionamento dell'ADC, pari a 10 ns, A è l'ampiezza del segnale, T_{sync} è il tempo di acquisizione della sinusoide, nel nostro caso $\sim 10\text{ }\mu\text{s}$, e τ_{sync} è il periodo del segnale sinusoidale.

Nella nostra situazione sperimentale tale valore è inferiore alla decina di ps per entrambi i silici. La nostra stima basata sul *jitter* non è in grado di riprodurre il valore dell'RMS sperimentale che risulta molto più grande. Questo fa pensare che per segnali così veloci, con tempi di salita di $\sim 30 - 40$ ns, il contributo di errore dovuto all'interpolazione, finora trascurato, possa giocare un ruolo importante nella determinazione dell'errore totale che, dunque, per le nostre misure potrà essere stimato come:

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = 2\sigma_{\text{jitter}}^2 + 2\sigma_{t_0}^2 + 2\sigma_{\text{interp}}^2 \quad (3.3)$$

Tramite questa formula, supponendo di aver considerato tutti i contributi rilevanti, si può stimare, dati i calcoli condotti, che il contributo predominante sia quello dell'interpolazione. Quest'ultimo, per giustificare il valore sperimentale trovato, dovrebbe ammontare a circa il 70% dell'errore sperimentale stesso.

3.3.1 Interpolazione

Per verificare l'ipotesi precedente, ovvero che il contributo principale all'errore sia quello dovuto all'interpolazione, ed anche per cercare di ottenere risultati affetti da errori minori, abbiamo utilizzato altri metodi di interpolazione, studiando così la dipendenza del *timing* da essa. Di seguito una lista dei diversi algoritmi utilizzati:

- un dCFD in cui si impiega un'interpolazione che utilizza delle spline cubiche (dCFD(Spline3)). Tale algoritmo unisce i quattro campioni del dCFD tramite curve polinomiali del terzo ordine i cui coefficienti sono diversi per ogni coppia

di punti adiacenti. A queste curve è richiesta la continuità fino alla derivata prima nei punti;

- un dCFD in cui si impiega l'interpolazione cubica standard [31];
- un dCFD in cui si impiega una interpolazione lineare, piuttosto che quella cubica (dCFD(l)). Tale metodo potrebbe funzionare meglio, rispetto a quello utilizzato di solito, per fronti di salita che siano davvero lineari nell'intorno del 50% del massimo in cui si è posta la soglia;
- un dCFD in cui si impiega una interpolazione del quinto ordine (dCFD(p)). Tale algoritmo potrebbe riuscire a riprodurre, per segnali veloci, tutto il fronte di salita piuttosto che solo una porzione di esso, utilizzando sei campioni invece che quattro. Ci si potrebbe attendere così una maggiore accuratezza nella determinazione dei passaggi delle soglie;

I valori RMS ricavati sono riportati in tabella 3.1 insieme ai valori dei centroidi delle distribuzioni ottenuti con i diversi metodi. Le misure di coincidenza affette da minori fluttuazioni sono quelle che impiegano l'interpolazione con spline cubiche e l'interpolazione cubica, che presentano un RMS di circa 130 ps.

Metodo utilizzato	RMS	Centroide
dCFD(Spline3) al 50%	0.131	2.14
dCFD al 50%	0.132	2.05
dCFD(l) al 50%	0.236	1.99
dCFD(p) al 50%	0.746	2.58

Tabella 3.1: Centroide e valore RMS delle distribuzioni della differenza temporale, T_C , tra i segnali dei due rivelatori a silicio, calcolata con diversi metodi di interpolazione: lineare (dCFD(l)), cubica (dCFD), polinomio del quinto ordine (dCFD(p)) e spline cubica (dCFD(Spline3)).

Come si osserva, i risultati sono molto diversi a seconda dell'interpolazione che si utilizza per la ricostruzione del segnale. Questa è una possibile evidenza del fatto che per segnali così veloci, probabilmente a causa di una relativamente bassa frequenza di campionamento e del corrispondente esiguo numero di punti sul fronte di salita (circa 3 o 4), il limite alla risoluzione è posto dalla procedura di interpolazione più che dal *jitter*. Si osservi come non solo i diversi metodi diano diversi valori RMS, ma anche diversi valori dei centroidi che tuttavia rimangono compatibili entro una deviazione standard.

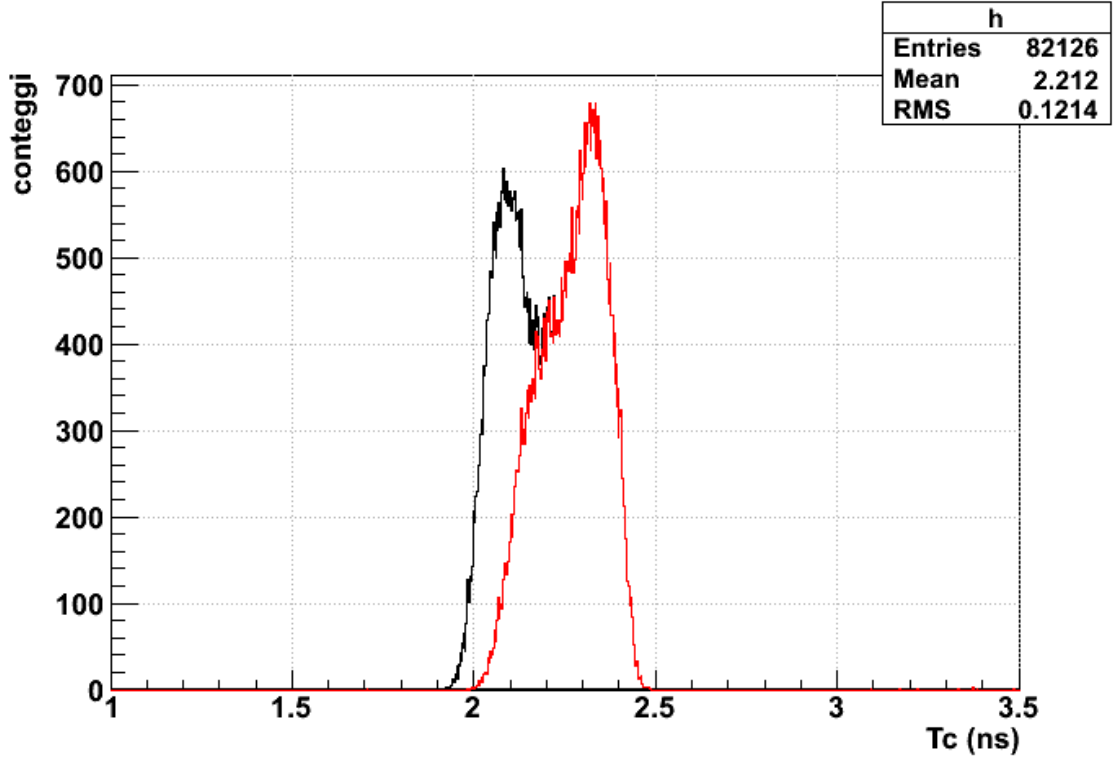


Figura 3.4: *In nero: istogramma dei tempi di coincidenza tra i segnali di Si1 e Si2 calcolati con un algoritmo dCFD con interpolazione basata su spline cubiche. In rosso: istogramma dei tempi di coincidenza ottenuto con la condizione che il primo punto dell'interpolazione cubica di entrambi i silici non sia sulla linea di base ma sul fronte. I valori RMS dei due istogrammi sono rispettivamente 121 ps (senza condizioni) e 93 ps (primo campione non sulla linea di base). Dove l'istogramma in nero non è visibile, esso coincide con quello rosso.*

Inoltre, abbiamo notato una correlazione tra la forma della distribuzione delle coincidenze e la posizione dei campioni digitalizzati dall'ADC. In particolare, l'istogramma delle coincidenze cambia forma a seconda che il primo dei punti impiegati per l'interpolazione giaccia sulla linea di base o faccia parte del fronte di salita. Imponendo, ad esempio, che il primo dei quattro campioni utilizzati dal dCFD per l'interpolazione cubica sia per entrambi i segnali sul fronte di salita piuttosto che sulla linea di base, si va a selezionare una tipologia particolare di eventi, corrispondenti al profilo rosso in figura 3.4. Nella medesima figura è riportato l'istogramma privo di condizioni, in nero, per confronto. La distribuzione in rosso, benché resti non gaussiana, ha un valore RMS di 93 ps (invece di 121 ps).

Sembra allora di poter dedurre che, per segnali così veloci, il risultato dell'interpolazione cubica dipenda molto dalla posizione relativa dei quattro campioni sul fronte di salita e, in particolare, cambia molto a seconda che il primo dei campioni impiegati si trovi o no sulla linea di base.

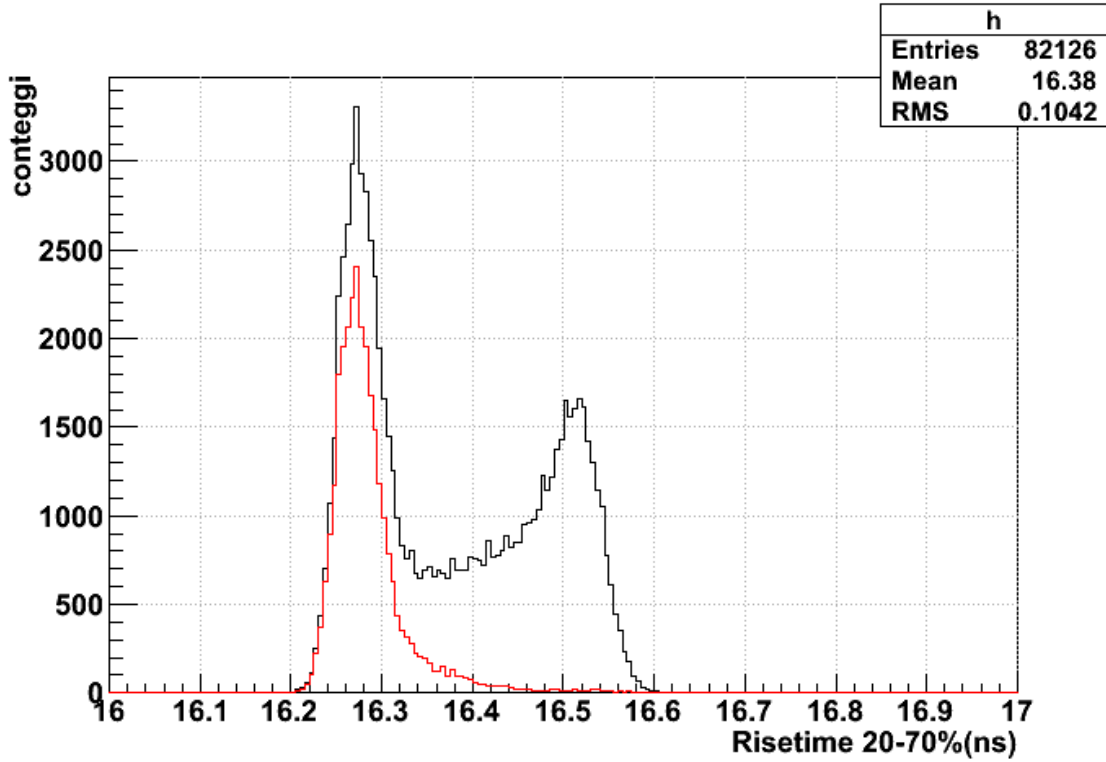


Figura 3.5: L'istogramma del tempo di salita $t_{70} - t_{20}$ calcolato per il Si2 con il dCFD al 50%. In rosso lo stesso istogramma con la condizione che il primo punto dell'interpolazione cubica non sia sulla linea di base ma sul fronte. L'RMS dell'istogramma in nero, 104 ps, si riduce per l'istogramma in rosso a 43 ps

In seguito a quanto osservato per le coincidenze, ci siamo chiesti se l'effetto dell'interpolazione fosse presente anche sulla stima del tempo di salita del segnale, ottenuta dalla differenza di due marche temporali calcolate sullo stesso fronte di salita ad altezze diverse. In figura 3.5 è riportato in nero il tempo di salita del segnale ottenuto tramite l'algoritmo di dCFD con interpolazione cubica per il Si2. Si osservano anche in questo istogramma i due picchi distinti già osservati per le misure in coincidenza. Imponendo che il primo campione sia ad una quota superiore rispetto alla linea di base, si ricava l'istogramma in rosso, sovrapposto in figura al precedente. Tale condizione permette di eliminare uno dei due picchi, evidentemente associato ad eventi con una diversa fase del *clock* di campionamento rispetto al fronte di salita. L'RMS si riduce ad appena 43 ps invece dei 104 ps dell'istogramma privo di condizioni.

Tutte le tipologie di interpolazione usate mostrano un comportamento simile della distribuzione dei tempi di coincidenza o di *rise time*, con due picchi, che sembrano associati a diverse posizioni sul fronte di salita dei campioni impiegati per l'interpolazione. Si può dunque concludere che l'errore di interpolazione, intrinseco nelle misure digitali, sebbene trascurabile nella maggior parte dei casi fisici di nostro

interesse, diventa predominante per segnali così rapidi da avere meno di 5 campioni sul fronte di salita. L'effetto non sarebbe probabilmente presente potendo disporre di frequenze di campionamento più elevate per le quali però (vedi [41]) il limite alla risoluzione verrebbe probabilmente posto dal *jitter*, essendo in genere una frequenza di campionamento più elevata associata ad un minor ENOB².

3.3.2 Confronto con analisi precedenti

Il Gruppo III di Firenze ha già condotto in passato studi sul *timing* dei rivelatori con segnali digitali [46]. In questo paragrafo intendiamo confrontare previsioni e risultati ottenuti in passato con quelli del presente lavoro. In figura 4 di [46] sono mostrati i risultati di una simulazione che, per ADC con diverse frequenze di campionamento e diverso numero di bit efficaci, fornisce i valori di larghezza a metà altezza, FWHM, della distribuzione di una marca temporale, in funzione del tempo di salita del segnale. Le caratteristiche principali della simulazione di [46] sono:

- per i segnali è adottata una forma funzionale che produce segnali simili a quelli sperimentali
- la marca temporale è calcolata con un dCFD con soglia al 20% ed interpolazione cubica
- il tempo di salita è misurato fra il 10 e il 90% del massimo
- ai segnali era sovrapposto un rumore bianco costituito da due contributi: il primo derivante dal preamplificatore e di varianza variabile con il tempo di salita secondo la legge $\sigma^2 \propto \frac{1}{t_r}$ (tale dipendenza segue immediatamente dalla relazione di proporzionalità inversa fra banda passante e tempo di salita). La varianza effettiva era ottenuta scalando la varianza con t_r a partire da quella sperimentale ottenuta con $t_r = 30$ ns. Il secondo contributo era introdotto dal convertitore analogico-digitale ed era costante per tutti i tempi di salita perché dipendente solamente dagli ENOB dell'ADC:

$$\sigma_{e+q}^2 = \sigma_e^2 + \frac{1}{12 \times 4^{ENOB}} \quad (3.4)$$

Dunque, il *jitter* assegnato alla marca temporale del dCFD al 20% risulta:

$$\sigma_{dCFD} = \frac{\sqrt{\sigma_e^2 + \frac{1}{12 \times 4^{ENOB}}}}{\left. \frac{dS}{dt} \right|_{20\%}} \quad (3.5)$$

²A onor del vero, sono già disponibili in commercio convertitori A/D aventi ENOB simili a quello da noi impiegato ma operanti a 250 MHz di frequenza di campionamento.

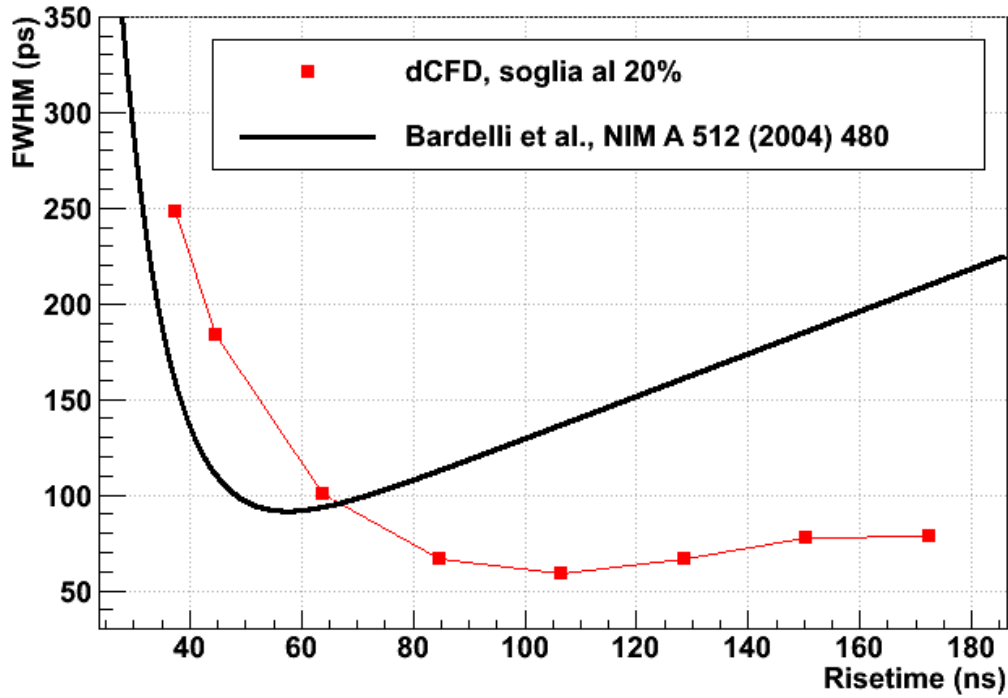


Figura 3.6: Andamento della risoluzione temporale, espressa in termini di FWHM, ottenuta dal dCFD con interpolazione cubica in funzione del tempo di salita dei segnali. I quadrati rossi rappresentano le marche temporali ottenute, dai dati sperimentali, con soglie poste al 20% del massimo del filtro trapezoidale. I diversi tempi di salita dei segnali sono stati ottenuti trattando i segnali acquisiti a 200 V, aventi tempi di salita di ~ 30 ns, con filtri passa-basso digitali di tipo RC con banda passante sempre minore. La curva in nero rappresenta i valori delle marche temporali previsti da simulazioni riportate in [46] per un convertitore A/D simile a quello da noi impiegato e per lo stesso algoritmo dCFD.

dove $\left. \frac{dS}{dt} \right|_{20\%}$ è la derivata del fronte di salita del segnale simulato calcolata al valore di soglia del 20%. Si osservi che il contributo di rumore introdotto dall'ADC resta costante al variare del tempo di salita dei segnali simulati. In figura 3.6 abbiamo riportato, curva in nero, i risultati di tale simulazione per l'ADC con 100 MS/s di frequenza di campionamento e 12 ENOB ovvero quello più vicino al nostro caso. L'andamento che si osserva presenta un aumento del valore di FWHM per tempi di salita brevi a causa del contributo dell'interpolazione che, come già osservato in precedenza, diventa il contributo preponderante all'errore per segnali con tali caratteristiche. La FWHM, dopo aver raggiunto un minimo per *rise time* dell'ordine di 60 ns, cresce all'aumentare del tempo di salita a causa della diminuzione della pendenza del fronte di salita e della conseguente diminuzione della derivata del segnale, al denominatore, a fronte di una componente di rumore, dovuta all'ADC, che resta costante.

Per ottenere un risultato confrontabile con queste previsioni, siamo partiti dai segnali più veloci a nostra disposizione, quelli acquisiti alla tensione di 200 V. Per ottenere diversi tempi di salita, li abbiamo filtrati con diversi filtri digitali “tipo RC” passa-basso. Questi si comportano come normali filtri passa basso RC e perciò riducono la banda passante del segnale tanto più quanto più è grande la loro costante di tempo. Il filtro ha come effetti un rallentamento del fronte di salita dei segnali, (si ottengono valori di *rise time* variabili da 30 a 180 ns), e una riduzione del rumore (stimato dal valore RMS delle fluttuazioni della linea di base). Il valore RMS di rumore passa da 1.54 LSB (*Least Significant Bits*) per il tempo di salita minimo di 30 ns, a 0,62 LSB per quello massimo di 180 ns. I tempi di salita, per compatibilità con quelli calcolati in [46], sono stati valutati tra il 10 e il 90% del massimo del segnale.

In figura 3.6 sono riportati, quadrati in rosso, i nostri dati sperimentali in funzione del tempo di salita del segnale del Si2, di fatto molto simile a quello del Si1 poiché su entrambi è applicato lo stesso filtro passa basso. Sempre per meglio confrontarci con [46], abbiamo calcolato le marche temporali con un dCFD avente soglia al 20% del massimo. Nelle nostre condizioni sperimentali, come detto nel paragrafo 3.1, non è possibile conoscere l’istante assoluto di inizio dei segnali come invece nel caso di una simulazione numerica. Dobbiamo necessariamente confrontare tra loro i segnali dei due rivelatori tenendo conto dei ritardi t_0^i ricavati tramite il campionamento della sinusoide. La misura di coincidenza è affetta dall’errore:

$$\sigma_{jitter} = \sqrt{2}\sigma_{t_{dCFD}} + \sqrt{2}\sigma_{t_0}$$

Trascurando l’effetto del σ_{t_0} , che abbiamo già osservato valere pochi ps, possiamo considerare la $\sigma_{t_{dCFD}}$ come l’RMS relativo all’istogramma di coincidenza diviso per il fattore $\sqrt{2}$. In figura 3.6 abbiamo perciò riportato in ordinata le FWHM così ricavate dalle coincidenze tra i due segnali (pari a 2.35 RMS, assumendo distribuzioni gaussiane, ipotesi ben verificata, almeno per $t_r > 80ns$).

I nostri risultati sono affetti da un rumore dominato da quello introdotto dall’ADC che a causa del filtro passa basso tende a diminuire all’aumentare del tempo di salita. Ciò introduce una grande differenza rispetto alla simulazione di [46]. Il rumore introdotto dall’ADC nella (3.5) era costante e indipendente dal tempo di salita. Nei nostri dati, dunque, per piccoli *rise time* la FWHM aumenta a causa degli effetti di interpolazione discussi nel paragrafo 3.3.1. Essa tende a diminuire fino a raggiungere un minimo per tempi di salita di 100 ns circa. All’aumentare del *rise time*, la FWHM, che in [46] aumentava a causa del *jitter*, si mantiene quasi costante, probabilmente perché la diminuzione del rumore sovrapposto al segnale, dovuta all’applicazione del filtro passa basso, e la diminuzione della derivata nel

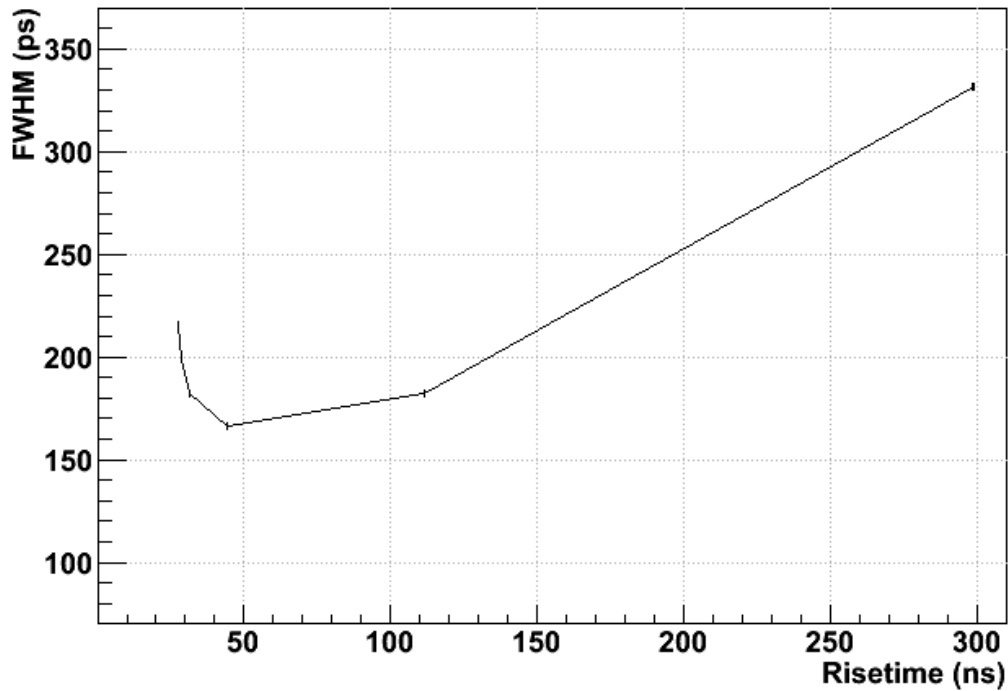


Figura 3.7: *FWHM della distribuzione delle differenze delle marche di tempo calcolate con un dCFD al 20% con interpolazione cubica, in funzione del tempo di salita dei segnali. Tali segnali sono stati acquisiti variando la tensione applicata sul Si2 e lasciando invariata la tensione applicata sul Si1. Il rumore, dominato dal contributo dell'ADC, è costante per tutti i valori del tempo di salita.*

punto di passaggio di soglia, tendono a compensarsi.

Per valutare le coincidenze in un caso in cui il tempo di salita cambia ma il rumore resta costante, si sono considerate le coincidenze, con marche temporali sempre ottenute mediante l'algoritmo di dCFD con soglia al 20% e interpolazione cubica, sui dati sperimentali acquisiti a tensioni inferiori a quelle di svuotamento. Questi presentano tempi di salita, a parità di ampiezza, variabili da 30 a 414 ns circa. Il metodo adottato per produrre tali segnali è stato quello di variare la tensione di contropolarizzazione di uno dei due rivelatori, Si2, lasciando invariata la tensione applicata all'altro, Si1. Abbiamo quindi acquisito vari *run*, ciascuno per una diversa tensione applicata al Si2, nell'intervallo da 100V a 180V. Il Si1 è stato polarizzato, per tutti i *run*, alla tensione di 150V, comunque superiore a quella di svuotamento (140V). Durante tutte le misure l'ampiezza dei segnali è rimasta pressoché costante, segno che anche alla tensione minima di 100V le cariche vengono raccolte, sia pur su tempi più lunghi, con efficienza vicina al 100%. In questo modo siamo in grado di osservare segnali con stessa ampiezza e differente tempo di salita.

In figura 3.7 sono mostrati i valori delle FWHM ricavati dalle misure di coincidenza tra Si1 e Si2 in funzione del tempo di salita dei segnali (che nel grafico abbiamo

limitato a 300 ns). I valori delle FWHM sono stati ricavati sulla base dei valori RMS dell'istogramma di coincidenza con la stessa procedura descritta in precedenza. In questi grafici il contributo del Si1 alla FWHM resta costante, mentre quello del Si2 cambia a causa dei diversi tempi di salita. Per tutte le tensioni applicate, il rumore dei due rivelatori a silicio, valutato sulla linea di base, ha valore RMS di circa 1.02 ADU. Sembra quindi che il contributo di rumore del preamplificatore, che dovrebbe aumentare al diminuire della tensione applicata a Si2 (in quanto la capacità di ingresso del PACI aumenta), resti comunque inferiore al contributo dell'ADC. Questo rende l'andamento del grafico simile a quello stimato in [46]: valori elevati della FWHM per piccoli tempi di salita a causa del contributo di interpolazione, un minimo intorno a 50 ns di tempo di salita, una crescita lineare della FWHM con l'aumento dei tempi di salita a causa dell'aumento del *jitter* al diminuire della derivata del segnale. Si osservi che, probabilmente per via di fattori sperimentali di cui la simulazione non tiene conto, le FWHM ricavate dalle misure di coincidenza sui nostri dati sperimentali risultano maggiori di quelle previste in [46].

3.4 *Rise time walk*

Per studiare il problema del *rise time walk*, illustrato nel paragrafo 3.1, era necessario disporre di segnali con diversi tempi di salita. Il metodo adottato per la produzione di tali segnali è stato descritto nel paragrafo precedente. Il tempo di salita dei segnali è risultato compreso fra 16 ns (alla massima tensione) e 400 ns (alla tensione minima): si noti che 400 ns è il massimo *rise time* che si è ottenuto nelle misure di PSA(Q) per una tensione applicata di 290V (il rivelatore studiato era in tal caso spesso 510 μm). I risultati che otterremo con questa analisi potranno quindi dare indicazioni sui problemi di *walk* riscontrabili in un caso realistico. Osserviamo anche che le marche temporali che otterremo da questi segnali sono soggette al *rise time walk* e al *jitter* ma ragionevolmente non all'*amplitude walk*.

Con lo stesso apparato di misura illustrato in figura 3.1, abbiamo realizzato misure di coincidenza. Per l'estrazione delle marche di tempo abbiamo utilizzato sia il dCFD con interpolazione basata su spline cubica sia il dARC-CFD, il cui algoritmo è stato descritto in dettaglio nel paragrafo 1.4. Come valore di ritardo T_d per il dARC-CFD, dopo alcune prove, si è scelto $T_d = 10$. Sia per il dCFD che per il dARC-CFD le marche sono state calcolate sia con la soglia al 20% che con quella al 50%. Alcuni risultati sono riportati nella figura 3.8, che mostra l'andamento delle differenze fra la marca temporale calcolata sul Si1 e quella calcolata sul Si2 con i diversi algoritmi. Ciascun punto ha come ascissa il centroide della distribuzione dei tempi di salita 20-70% del segnale del Si2, e come ordinata il centroide della

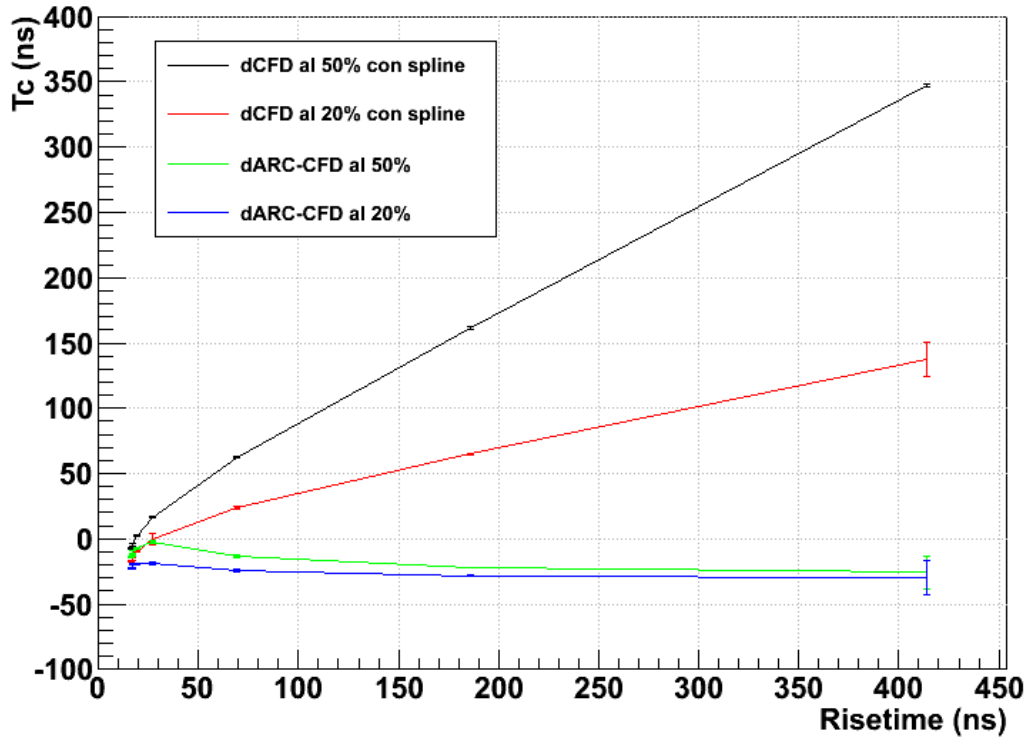


Figura 3.8: Differenze fra le marche temporali ottenute dai due rivelatori in funzione del tempo di salita del Si2. In nero e rosso sono riportati i valori calcolati con dCFD con interpolazione a spline cubiche rispettivamente con soglia al 50% e al 20%. In verde e blu sono riportati i valori calcolati con dARC-CFD con interpolazione cubica rispettivamente con soglia al 50% e al 20%.

distribuzione delle differenze di cui sopra. Come in precedenza, lo sfasamento fra i *clock* dei due digitalizzatori è stato corretto con il metodo di [43].

Come atteso, i dati relativi al dCFD mostrano un chiaro effetto di *walk*, che consiste nello spostamento del centroide della distribuzione con l'aumento del tempo di salita del Si2. La dipendenza dal tempo di salita è molto ridotta nelle coincidenze valutate con l'algoritmo dARC-CFD. Quest'ultimo metodo sembra di fatto eliminare l'effetto di *walk* per tempi di salita maggiori di 100 ns. Ponendo la soglia a diversi valori, la differenza cambia, come ovvio, ma l'andamento ottenuto è lo stesso per entrambi gli algoritmi. I valori di ritardo T_d e delle soglie $f = 0.2$ e $f = 0.5$ utilizzati per il dARC-CFD sono stati ottenuti a seguito di un'ottimizzazione dell'algoritmo e sono quelli che permettono di ricavare i risultati migliori. Il valore RMS del dARC-CFD con soglia $f = 0.2$ vale 0,2 ns per un tempo di salita di 16 ns con entrambi i valori di soglia mentre, per il tempo di salita più lungo, 414 ns, vale 1,07 ns per $f = 0.5$ e 12,8 ns per $f = 0.2$.

Per quanto riguarda il dARC-CFD si osserva anche un andamento sistematico per piccoli tempi di salita. In figura 3.8, per la soglia al 50%, tale andamento

si presenta come un massimo per tempi di salita di 40 - 50 ns, dopo il quale il *walk* tende a decrescere. Grazie ad una simulazione, che sarà trattata nel prossimo paragrafo 3.4.1, abbiamo dedotto che tale effetto è legato alla forma della prima parte del segnale, in particolare a come esso si stacca dalla linea di base. Per i segnali sperimentali, questo significa una dipendenza dalla fase iniziale della raccolta dei portatori.

In figura 3.9 sono riportati due tipici segnali del Si2 per la tensione applicata di 100 V, pannello superiore, e di 180 V, pannello inferiore. Oltre alla evidente diversità dei tempi di salita dei due segnali, si osservi come essi si differenzino nella parte iniziale del segnale. In particolare alla tensione più bassa, per la quale ci si attende che il Si2 sia svuotato solo per il 70%, si nota un brusco cambiamento di pendenza del fronte di salita. Questo cambiamento si presenta per tutte le tensioni applicate inferiori a quella di svuotamento del rivelatore. Questo comportamento potrebbe essere causato dalla piccola lunghezza di penetrazione della luce laser in Silicio che crea coppie e-h entro la zona $n+$ senza riuscire ad arrivare al substrato. Un'altra possibile ragione potrebbe essere un imperfetto oscuramento del lato giunzione del rivelatore, che produce una componente veloce nella raccolta delle cariche, ben visibile quando la raccolta dal lato ohmico è più lenta.

I risultati ottenuti mostrano come sia stato possibile sviluppare un algoritmo digitale che riduca notevolmente la dipendenza dal *rise time walk* e sia allo stesso tempo semplice e velocemente calcolabile. Tuttavia lo studio in tale direzione dovrà ancora prevedere ulteriori sviluppi per cercare di migliorarne l'efficienza riducendone la dipendenza dalla forma dei segnali, soprattutto in previsione di un suo utilizzo per rivelatori parzialmente svuotati. Inoltre sviluppi futuri saranno certamente mirati ad osservare il comportamento di tale algoritmo rispetto all'*amplitude walk*.

3.4.1 Simulazione

Per studiare il comportamento dell'algoritmo di dARC-CFD abbiamo condotto una simulazione utilizzando dei segnali la cui forma fosse il più possibile simile alle caratteristiche di ampiezza e tempo di salita di quelli sperimentali. La forma da noi utilizzata è una spezzata che cerca di riprodurre al meglio la parte iniziale del segnale:

$$f(t) = \begin{cases} V_1 \left[(t - t_a - D) + (D \exp(-\frac{t-t_a}{D})) \right], & \text{per } t < t_a \\ V_0 \left[1 - (1 + \frac{t-t_0}{C}) \exp(-\frac{t-t_0}{C}) \right], & \text{per } t > t_a \end{cases} \quad (3.6)$$

dove V_1 e V_0 sono valori d'ampiezza, C e D parametri da aggiustare per ottenere i diversi tempi di salita, t_0 è l'istante di inizio del segnale e t_a è l'istante di raccordo fra le due forme che va corretto ogni volta che si costruisce il segnale per raccordare il grafico. Tale segnale presenta una discontinuità della derivata nel punto di unione

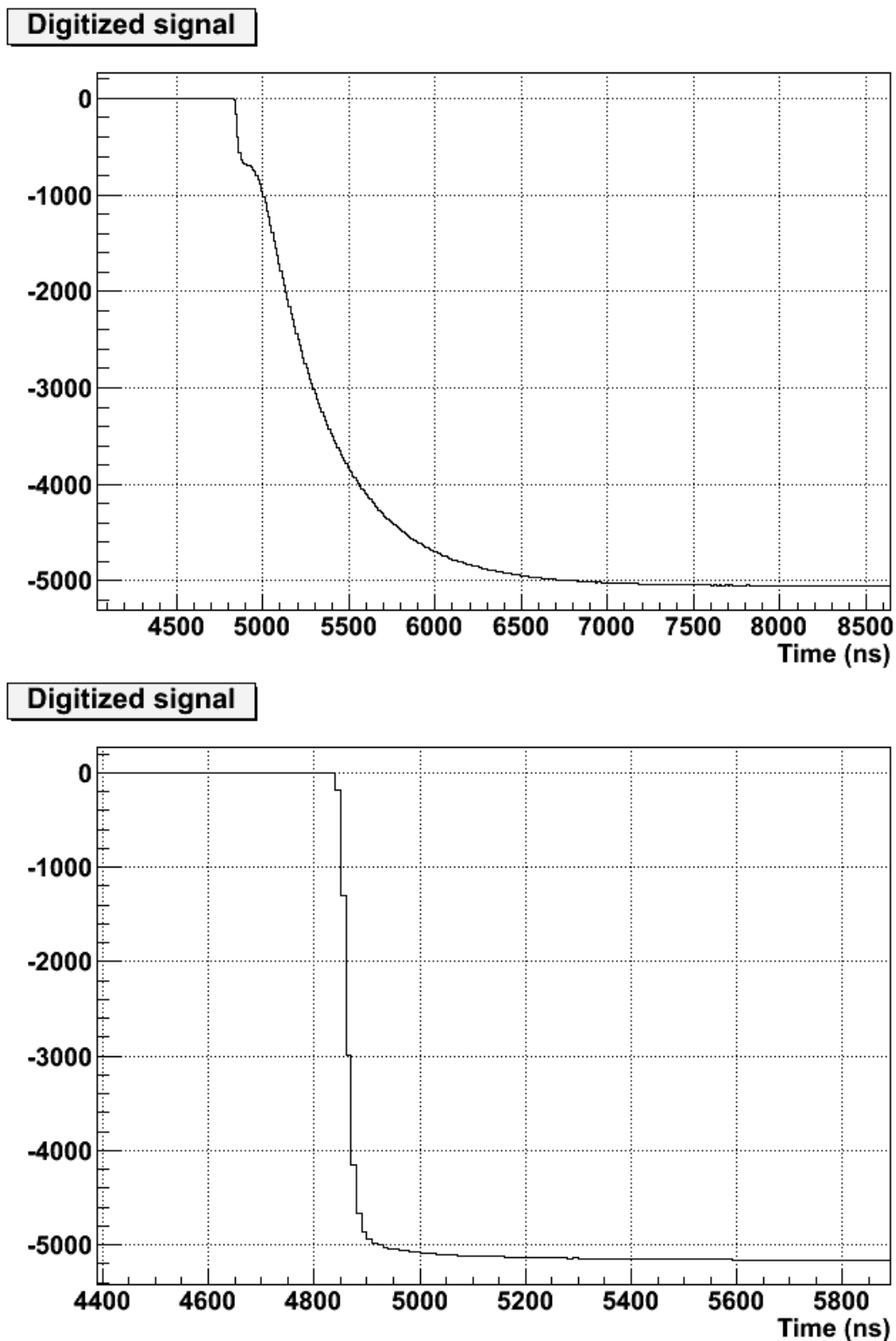


Figura 3.9: Segnali tipici prodotti dal Si2 per una tensione inferiore a quella di svuotamento (100 V, pannello superiore) e una superiore (180 V, pannello inferiore). Nel pannello superiore si osserva un cambiamento di pendenza del fronte di salita quando il segnale raggiunge circa il 20% dell'ampiezza finale. Nel pannello inferiore invece si osserva un fronte di salita molto rapido. I tempi di salita sono rispettivamente 410 ns e 16 ns.

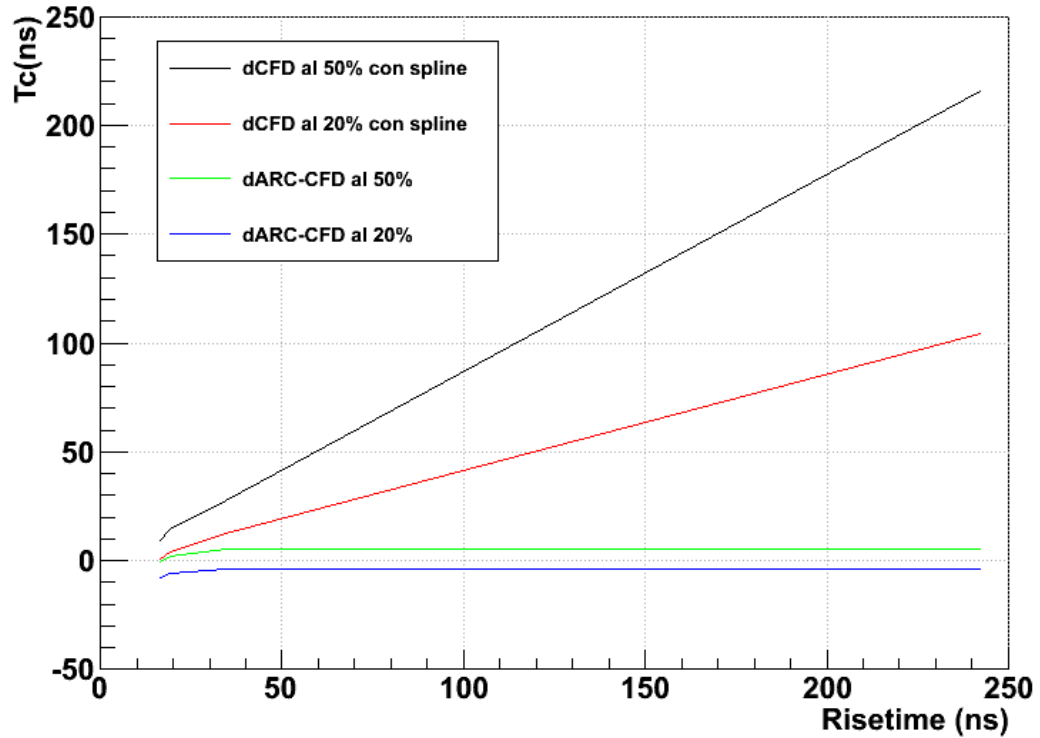


Figura 3.10: *Coincidenze simulate tra segnali con caratteristiche speculari a quelle della figura 3.8. Come atteso vi è una grossa dipendenza dal rise time walk per segnali analizzati con l'algoritmo di dCFD. Tale dipendenza scompare se si utilizza un dARC-CFD che però è molto sensibile alla forma del fronte di salita del segnale nel suo inizio. L'andamento che si osserva nelle simulazioni risulta leggermente diverso da quello visto sui segnali di figura 3.8 a causa probabilmente dell'incapacità di riprodurre l'andamento del fronte di salita nel caso di rivelatori parzialmente svuotati.*

delle due curve t_a . Tale discontinuità si perde comunque quando, dal segnale simulato e campionato, si ricostruisce il segnale “originale” mediante interpolazione. La simulazione non include rumore elettronico e quindi *jitter*. In figura 3.10 si possono vedere i risultati ottenuti. In grafico sono riportate le differenze tra le marche temporali dei due segnali simulati in funzione del tempo di salita del Si2. Le differenze tra le marche temporali sono state calcolate in analogia con quanto descritto nel paragrafo 3.4.

Si osservi che i risultati ottenuti con dCFD mostrano un chiaro *walk* e hanno degli andamenti crescenti linearmente con il tempo di salita allo stesso modo di quelli sperimentali anche se con valori sistematicamente maggiori. I risultati ottenuti con dARC-CFD mostrano una grande riduzione dell'effetto di *walk* e tendono a mantenersi costanti per tempi di salita superiori a 50 ns e inoltre non mostrano la decrescita osservata nei dati sperimentali per grandi tempi di salita.

Questo comportamento è dovuto probabilmente alle differenze tra i segnali usati nella simulazione e quelli sperimentali nel caso di rivelatori parzialmente svuotati. La rapida salita iniziale che quest'ultimi mostrano (pannello superiore di figura 3.9) arriva a circa il 17% dell'ampiezza massima del segnale. Mentre il dCFD pone la soglia più in alto di tale valore di ampiezza e non si accorge di questo effetto, la soglia del dARC-CFD casca proprio entro il 17% dell'ampiezza del segnale. L'algoritmo di interpolazione non può ricostruire correttamente segnali con questi fronti di salita che salgono così rapidamente. I punti campionati dall'ADC assumono valori d'ampiezza tali che l'interpolazione ricostruisce il fronte di salita del segnale sottostimandone l'istante del passaggio della soglia. Infatti, il dCFD cercherebbe di costruire un fronte di salita cubico notevolmente più lento di quello sperimentale. Questo errore dell'algoritmo di interpolazione potrebbe giustificare i valori negativi che si ottengono dai dati sperimentali dopo 50 ns di tempo di salita. In figura 3.8 l'andamento decrescente dei centroidi delle differenze tra Si1 e Si2 per grossi tempi di salita, potrebbe essere così spiegato.

Conclusioni e sviluppi futuri

In questo lavoro di tesi ci siamo occupati dello studio delle prestazioni di rivelatori al silicio nTD impiegati in fisica nucleare per misure di tempo o di energia. Il rivelatore studiato fa parte di un telescopio ΔE -E realizzato dalla collaborazione FAZIA ed è montato in modo che le particelle incidano sul rivelatore dal lato opposto a quello di giunzione. Un risultato di rilievo è stata la verifica e lo studio quantitativo del miglioramento nell'identificazione isotopica in carica e massa dei frammenti nucleari rivelati tramite l'analisi di forma dei segnali di un rivelatore parzialmente svuotato, rispetto allo stesso rivelatore in condizione di totale svuotamento. Sebbene i rivelatori utilizzati per le misure abbiano una uniformità di resistività dell'ordine del 6% e quindi non siano in grado di identificare in massa le particelle tramite PSA se alimentati alla tensione di svuotamento [26], quando sono sottoalimentati essi acquistano una buona capacità di identificazione in carica e massa. Si è studiato a questo proposito sia il comportamento della PSA(Q) che della PSA(IMAX), che correlano l'energia depositata nel rivelatore rispettivamente con il tempo di salita del segnale di carica o con il massimo del segnale di corrente. Entrambe le tecniche sono in grado di identificare in carica e massa i frammenti rivelati con soglie energetiche abbastanza simili tra loro e inferiori rispetto alla tecnica ΔE -E. Tuttavia si è constatato come, utilizzando la PSA(IMAX), si riescano ad identificare i vari isotopi per un intervallo maggiore di Z.

A questo studio si è abbinato quello dell'efficienza di raccolta della carica nel silicio parzialmente svuotato e della sua calibrazione in energia. Il *deficit* nella carica raccolta per particelle con un *range* pari all'intero spessore del rivelatore, dovuto alla presenza di una zona non svuotata, è risultato al massimo del 2% alla tensione di polarizzazione più bassa, quando ben 200 μm del rivelatore non sono svuotati. Per particelle che si arrestano nella zona svuotata del rivelatore, si è osservata una non linearità nella raccolta della carica pari solamente a qualche percento, mentre, per particelle che si arrestano nella zona non svuotata gli effetti di non linearità nella raccolta della carica, che si ripercuotono sulla calibrazione in energia del rivelatore, arrivano fino al 7-8%. Essi tuttavia possono essere corretti, conoscendo carica e massa del frammento incidente, tramite una calibrazione polinomiale del secondo ordine. I parametri della correzione, sono dipendenti dal tipo di frammento, così

che la correzione richiede una precedente identificazione degli ioni in Z e A. Si è anche verificato che la tecnica di identificazione ΔE -E non risente della sottoalimentazione del rivelatore, neanche nel caso in cui la zona non svuotata sia il 40% di tutto lo spessore.

Uno svantaggio dell'utilizzo di un rivelatore a silicio in svuotamento parziale e montaggio *rear*, è il lungo tempo di raccolta dei portatori. In conseguenza di ciò, i tempi di formazione dei segnali devono essere molto maggiori (decine di μs) rispetto a quelli solitamente impiegati. Questo pone un limite al massimo ritmo di conteggi, limite comunque non particolarmente penalizzante in misure con fasci radioattivi. La bassa intensità di tali fasci garantisce di per sé bassi ritmi di conteggio. Un buon compromesso potrebbe essere quello di utilizzare il rivelatore per parte del tempo disponibile all'esperimento in condizioni di svuotamento totale, in modo da acquisire una buona statistica a ritmi di conteggio sostenuti, e per l'altra parte in condizioni di parziale svuotamento (sebbene a ritmi ridotti) per ottenere una buona identificazione isotopica della popolazione dei frammenti prodotti ai fini di valutarne i rapporti isotopici.

Lo studio del meccanismo di raccolta della carica e dei fenomeni collegati alla PSA (per esempio l'erosione del tempo di plasma) nei rivelatori parzialmente svuotati necessita di ulteriori sforzi di ricerca al fine di comprendere appieno i meccanismi che portano ad ottenere migliori prestazioni di PSA.

Quanto alle misure di tempo, abbiamo osservato che è possibile sincronizzare i diversi canali del nostro apparato con risoluzioni di ~ 60 ps sulle misure di coincidenza. Questo risultato è stato ottenuto diminuendo il tempo di salita ed il rumore dei segnali acquisiti mediante un filtro passa basso. Rallentare il segnale ha migliorato la risoluzione, che per segnali veloci è risultata limitata dal processo di interpolazione con cui viene ricostruito il segnale continuo a partire dai campioni. Il risultato è migliore delle previsioni di [46], che però assumevano un diverso scenario. Confrontandoci a parità di condizioni, ovvero selezionando segnali che in origine hanno un tempo di salita di 60 ns come in [46], otteniamo una FWHM di 170 ps, peggiore del risultato ottenuto in passato. Occorre anche ricordare che in [46] le due marche temporali erano ottenute da uno stesso segnale, operando con due diversi metodi sullo stesso fronte di salita. Non è del tutto escluso che una correlazione residua fra i campioni impiegati possa aver prodotto una diminuzione della fluttuazione stimata.

Abbiamo anche messo a punto un algoritmo digitale, dARC-CFD, per la riduzione degli effetti di *rise time walk* dovuti ai diversi tempi di salita dei segnali. Tale algoritmo si comporta ragionevolmente bene per segnali con tempi di salita variabili su un intervallo realistico da 20 a 400 ns. In futuro ci si propone di provare il dARC-CFD anche con riguardo alla correzione degli effetti di *amplitude walk*.

Bibliografia

- [1] K.S.Krane *Introductory Nuclear Physics* Wiley & Sons, 1988
- [2] R. F. Casten *Nuclear Structure from a Simple Perspective* Oxford Science Publications, 2005
- [3] B. A. Brown, Progress in Particle and Nuclear Physics **47**, 2 (2001)
doi.org/10.1016/S0146-6410(01)001594
- [4] P. G. Hansen, B. Jonson, Europhys. Lett **4**, 409 (1987)
- [5] I. Tanihata, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985)
- [6] I. Tanihata, *et al.*, Phys. Lett. **206**, 592 (1988)
- [7] G. Raciti, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 192503 (2008) 10.1103/PhysRevLett.100.192503
- [8] Collaborazione FAZIA (Four- π A Z Identification Array),
<http://fazia2.in2p3.fr/spip>
- [9] G. F. Knoll, *Radiation Detction and Measurement*, John Wiley & Sons (1999)
- [10] Software for SRIM, <http://www.srim.org>
- [11] G. Poggi, *Appunti sul rumore elettronico*, hep.fi.infn.it/POGGI/index.html (2004)
- [12] E. G. Villani, Nucl. Instr. Meth. A. **539**, 125-131 (2005)
doi:10.1016/j.nima.2004.10.017
- [13] W. Shockley, J. Appl. Phys. **9**, 10 (1938) doi:10.1063/1,1710367
- [14] S. Ramo, Proceedings of the IRE **27**, 9 (1939)
doi:10.1109/JRPROC.1939.228757
- [15] H. Spieler, *Semiconductor Detector System*, Oxford Science Publications (2005)

-
- [16] W. Seibt *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **113**, 317-324 (1973)
- [17] P. A. Tove *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **51**, 261-269 (1967)
- [18] I. Kanno, Rev. Sci. Instr. **58**, 10 (1987) doi:10.1063/1.1139490
- [19] Z. Sosin, Nucl. Instr. Meth. A **693**, 170-178 (2012) doi:10.1016/j.nima.2012.07.020
- [20] G. Poggi *Esperimenti di Eletticità e magnetismo* Università degli Studi di Firenze
- [21] H. Hamrita, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **531**, 607 (2004) doi:10.1016/j.nima.2004.05.112
- [22] C.E. Shannon, Proceedings of the IRE **37**, 10-21 (1949) doi:10.1109/JRPROC.1949.232969
- [23] A. V. Oppenheim and R.W.Shafer, *Digital Signal Processing*, Prentice Hall (1975)
- [24] Billy W. Loo and Fred S.Goulding, IEEE **35**, 1 (1988)
- [25] N. Le Neindre *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **701**, 145 (2013) doi:10.1016/j.nima.2012.11.005
- [26] L. Bardelli, Nucl. Instr. Meth. A **654**, 272-278 (2011) doi:10.1016/j.nima.2011.06.063
- [27] E. C. Finch *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **121**, 431 (1974)
- [28] S. Carboni, *Studio di problemi connessi con l'utilizzo dell'analisi di forma dei segnali per l'identificazione di ioni di alcuni MeV/u arrestati in silicio* tesi di laurea a.a 2007/2008
- [29] L. Bardelli, Nucl. Instr. Meth. A **602**, 501-505 (2009) doi:10.1016/j.nima.2009.01.033
- [30] Saeed V. Vaseghi, *Advanced Digital Signal Processing and Noise Reduction*, John Wiley & Sons (2008)
- [31] L. Bardelli, *Development of sampling and digital signal processing techniques with applications to Nuclear Physics detectors* tesi di dottorato a.a 2005/2006
- [32] G. Pasquali *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **570**, 126 (2007) doi:10.1016/j.nima.2006.10.008

-
- [33] F. S. Goulding, Nucl. Instr. Meth. **100**, 493-504 (1972)
- [34] B.E. Baldinger, W.Franzen, *Amplitude and Time Measurement in Nuclear Physics*, **Advances in electronics and electron physics**, vol. VIII, Academic Press, 1955
- [35] F. Hubert *et al.*, Atom. Data and Nucl. Data Tables. **46**, 1 (1990)
doi:10.1016/0092-640X(90)90001-Z
- [36] <http://www.root.cern.ch>
- [37] S. Barlini *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 054607 (2013)
doi:10.1103/PhysRevC.87.054607
- [38] J. A. Zoutendyk and C.J.Malone, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **6**, 31 (1984)
doi.0018-9499/84/1200-1101\$1.0
- [39] H. L. Grubin *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **6**, 31 (1984)
doi.0018-9499/84/1200-1161\$1.0
- [40] S. Carboni *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **664**, 251 (2012)
doi:10.1016/j.nima.2011.10.061
- [41] C. Michelagnoli, *Impiego di impulsi di luce al nanosecondo per tecniche di temporizzazione con rivelatori al silicio nella fisica degli ioni pesanti* tesi di laurea a.a 2005/2006
- [42] S. Akkoyun *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A. **688**, 26-58 (2012)
doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.081
- [43] L. Bardelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **572**, 882-892 (2007)
doi:10.1016/j.nima.2006.11.069
- [44] <http://pveducation.org/pvcdrom/materials/optical-properties-of-silicon>
- [45] R. McKenzie *et al.*, Geophysical Research Letters **32**, 6 (2005)
doi.10.1029/2004GL022268
- [46] L. Bardelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **521**, 480 (2004)
doi:10.1016/j.nima.2003.10.106

Ringraziamenti

Questo lavoro di tesi, oltre ad essere stata la conclusione del mio percorso Universitario, è stata un'esperienza formativa per la quale mi sento in dovere di ringraziare, oltre al mio relatore Gabriele Pasquali per la grande pazienza dimostrata, soprattutto con il mio "personale" stile letterario, anche tutti i membri del gruppo FAZIA di Firenze che mi hanno fornito utili consigli e lezioni. In particolare tra loro ringrazio la collaborazione di G.Poggi, S.Barlini, G.Casini e M.Bini per la loro disponibilità e per il loro aiuto attivo e sempre tempestivo.

Un ringraziamento speciale va anche ai miei genitori, che mi hanno fornito durante questi anni consigli di inestimabile valore, fortunatamente non di carattere strettamente scientifico, e alla mia sorellina che mai ha fatto mancare i suoi elogi dopo un esame passato con successo o il suo conforto dopo uno andato male.

Ringrazio vivamente anche tutti i compagni del "Monastero Bacchiani" che mi hanno insegnato il valore dell'amicizia e l'importanza della condivisione durante alcuni degli anni più belli che io ricordi.

Ringrazio Marco e gli amici fiorentini Sacco, Lapo, Domenico e Calu, che mi hanno fatto sempre sentire a casa lì dove casa non era.

Grazie anche a Michela la cui saggezza è stata preziosa in più di un'occasione.

Un pensiero va anche a tutti i miei amici "terroni" ora sparsi per il mondo e per l'Italia che, nonostante la distanza e gli anni trascorsi, sono ancora presenti ad incoraggiarmi e a festeggiarmi.

E infine, ma più di tutti, ringrazio con tutto il cuore Monica, che come nessun altro sa sopportarmi nei momenti tristi e sorridendo sa restituirmi la felicità.