

# Università degli Studi di Modena e Reggio Emilia

Dipartimento di  
Scienze Fisiche, Informatiche e Matematiche

Corso di laurea in Fisica

Tesi di laurea triennale

## **Messa a punto di un sistema di misura dell'efficienza di raccolta di carica per rivelatori 3D al diamante**

*Commissioning of an experimental setup for the measurement of the  
charge collection efficiency of 3D diamond sensors*

**Relatori**

Prof. Andrea Bizzeti

**Laureando**

Luca NEGRI

**Correlatore:**

Dott. Lucio Anderlini

ANNO ACCADEMICO 2019-2020



*Ai miei genitori,  
Silvia e Amedeo.*

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Rivelatori 3D al diamante</b>	<b>11</b>
2.1	Principi fisici . . . . .	11
2.2	Rivelatori a stato solido . . . . .	13
2.3	Efficienza di raccolta di carica . . . . .	16
2.4	Rivelatori al silicio . . . . .	17
2.5	Rivelatori al diamante . . . . .	18
2.5.1	Rivelatori 2D . . . . .	20
2.5.2	Rivelatori 3D . . . . .	20
2.5.3	Grafitizzazione . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Setup acquisizione dati</b>	<b>23</b>
3.1	Sorgente di radiazioni . . . . .	23
3.2	Rivelatore al diamante . . . . .	25
3.3	Scintillatore e fotomoltiplicatore . . . . .	26
3.4	Elettronica di amplificazione e formazione . . . . .	27
3.5	Oscilloscopio digitale . . . . .	28
3.6	Scheda di acquisizione . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>31</b>
4.1	Misura delle ampiezze . . . . .	31
4.2	Misure sull'istogramma . . . . .	35
4.3	Calcolo dell'efficienza di raccolta di carica. . . . .	38
4.4	Confronto dei risultati ottenuti con scheda di acquisizione e oscil- loscopio . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Funzionamento del programma</b>	<b>47</b>
5.1	Acquisizione dati . . . . .	48
5.2	Memorizzazione dati . . . . .	49
5.3	Analisi dati all'interno del programma . . . . .	49
5.4	Interfaccia grafica . . . . .	52

<b>6 Conclusioni</b>	55
<b>Bibliografia</b>	57



# Capitolo 1

## Introduzione

L'esperimento LHCb è uno dei quattro grandi esperimenti costruiti sull'anello del Large Hadron Collider (LHC) al CERN vicino a Ginevra. Ha come obiettivo generale quello di mettere alla prova le ipotesi del Modello Standard tramite misure di alta precisione dei prodotti delle collisioni ad elevate energie tra i protoni, accelerati da LHC [1].

Più in particolare, LHCb si pone come obiettivo quello di cercare casi di studio in cui la simmetria tra materia ed antimateria (simmetria CP) sia violata e di studiare decadimenti rari dei quark pesanti (quark  $b$  e  $c$ ). La teoria prevede infatti che la fisica oltre il Modello Standard possa modificare in modo misurabile i meccanismi che determinano questi processi.

Come tutti i quark, anche i quark  $b$  e  $c$  non possono essere osservati liberi, ma solo come costituenti di stati legati di quark ed antiquark, chiamati adroni. Gli adroni che annoverano tra i loro costituenti quark  $b$  o  $c$  nello stato fondamentale hanno una peculiarità che permette di identificarli con poco margine di errore: la loro vita media. Compresa tra 100 e 2000 fs, è molto più breve della vita media degli adroni più leggeri, ma molto più lunga del tempo necessario al decadimento elettromagnetico di stati adronici eccitati.

Sperimentalmente, per identificare gli adroni che contengono quark pesanti si studia quindi la distanza che percorrono prima di decadere, da cui ottenere il tempo di decadimento. A questo scopo occorre individuare con precisione la posizione del cosiddetto vertice primario, ossia la posizione in cui due protoni hanno interagito, e la posizione del vertice secondario, ossia la posizione in cui è avvenuto un decadimento. La misura della posizione dei vertici nell'esperimento LHCb è affidata ad un rivelatore chiamato *Localizzatore di Vertice* (Vertex Locator, VELO) [2] che misurando con precisione i depositi energetici delle particelle cariche prodotte nelle interazioni primarie e nei decadimenti permette di ricostruirne la traiettoria (*traccia*) e il vertice di origine.

Chiaramente il buon funzionamento del VELO necessita una bassa densità di tracce nel rivelatore. Troppe tracce risulterebbero in ambiguità geometriche che renderebbero molto difficoltosa la procedura di ricostruzione e di conseguenza aumenterebbero le incertezze sulle posizioni dei vertici. Inoltre, nel caso in cui molte interazioni protone-protone avvenissero contemporaneamente ci sarebbe una probabilità elevata di sovrapposizione tra diversi vertici primari, o peggio tra vertici primari e secondari rendendo l'identificazione degli adroni composti da quark pesanti difficile o addirittura impossibile. Questa esigenza di operare il rivelatore in condizioni di ridotta densità di tracce (talvolta indicata per brevità come *occupanza*) si contrappone all'esigenza di studiare un grande numero di interazioni per poter ottenere campioni statisticamente significativi dei processi estremamente rari ai quali l'esperimento LHCb è dedicato. Nella pratica, l'occupanza massima alla quale si può operare il rivelatore è limitata dalla tecnologia di rivelazione adottata, in particolare, nel localizzatore di vertice.

Per poter trarre beneficio dall'ormai imminente aggiornamento dell'acceleratore [3], è indispensabile un balzo in avanti nello sviluppo di tecniche di rivelazione. Tra le opportunità esplorate dalla comunità scientifica, una delle più promettenti è la ricostruzione delle tracce in quattro dimensioni, ottenuta combinando l'informazione spaziale sulla posizione dei depositi energetici delle particelle nel rivelatore, con l'informazione temporale relativa all'istante in cui l'interazione con il rivelatore è avvenuta.

È questo il contesto di ricerca in cui nasce l'iniziativa dell'INFN TimeSPot (*Time and SPace real-time Operating Tracker*) che ha come obiettivo quello di creare un prototipo di rivelatore corredato da un sistema di acquisizione dati in grado di lavorare nelle condizioni proibitive previste per i prossimi aggiornamenti di LHCb, sviluppando i sensori, l'elettronica a loro associata e gli algoritmi necessari per studiarne l'output. [4]

Il progetto TimeSPOT è un'iniziativa nazionale che raccoglie contributi da dieci Sezioni dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare ed è strutturato in sei gruppi di ricerca dedicati ai diversi aspetti sui quali è importante ottenere miglioramenti tecnologici: lo sviluppo di sensori al silicio ad alta risoluzione temporale; lo sviluppo di sensori al diamante estremamente resistenti al danneggiamento da radiazione; lo sviluppo della microelettronica di lettura; lo sviluppo del sistema di acquisizione dati; lo sviluppo degli algoritmi di ricostruzione; ed infine la verifica sperimentale di ciascuno degli elementi sviluppati e della loro integrazione in un primo prototipo dimostrativo di rivelatore.

Il mio lavoro di tesi si inserisce nel contesto dello studio di rivelatori al diamante. Le tecnologie costruttive per produrre sensori con questo materiale non sono



avanzate quanto quelle del silicio, ma alcune sue caratteristiche, come la sua resistenza alle radiazioni, lo rendono comunque una opzione molto interessante nel contesto in cui lavora TimeSPOT, per la creazione di sensori che non necessitino di essere sostituiti frequentemente. La creazione di un sistema per caratterizzare la qualità del reticolo cristallino dei campioni di diamante utilizzati per produrre sensori è ciò in cui consiste il mio lavoro di tirocinio e la Tesi di Laurea ad esso associata.

In particolare, l'obiettivo del tirocinio è stato sviluppare un programma in grado di gestire un sistema automatico di acquisizione e analisi dati per misurare l'efficienza di raccolta di carica di rivelatori al diamante. Questa misura è di fondamentale importanza in diverse fasi della produzione dei rivelatori: per caratterizzare il campione di diamante prima della realizzazione del sensore, per quantificare i danneggiamenti del cristallo avvenuti durante le procedure di microfabbricazione, ed infine per monitorare il danneggiamento del cristallo dovuto all'elevato flusso di radiazioni al quale sarà sottoposto per assolvere alla sua funzione di sensore.

La parte su cui mi sono focalizzato è stata quella di creare un programma in grado di acquisire e analizzare i dati provenienti da una scheda di acquisizione appositamente selezionata per l'elettronica di lettura utilizzata. Il processo è gestibile interamente tramite un'interfaccia web facilmente navigabile dall'utente, anche a distanza. La possibilità di eseguire da remoto la presa dati permette anche a personale che non è in grado di recarsi sul posto, oppure non possiede le autorizzazioni per operare in prossimità di sorgenti radioattive, di studiare comunque i sensori al diamante. In particolare, lo sviluppo di questo applicativo è avvenuto durante le limitazioni agli spostamenti dovute all'emergenza sanitaria per l'epidemia di Covid-19.



## Capitolo 2

# Rivelatori 3D al diamante

Una particella carica, quando attraversa un materiale, è inevitabilmente soggetta a interazioni elettromagnetiche con esso, che risultano in una perdita di energia cinetica da parte della particella. Qualora sia possibile misurare questa energia ceduta al materiale, si otterranno importanti informazioni sulla particella stessa. Questo è il principio su cui si basano tutti i rivelatori di radiazioni a stato solido. Quando il deposito energetico avviene in un materiale con una determinata struttura elettronica a bande, ciò può tradursi in un segnale elettrico, che è poi possibile raccogliere tramite degli elettrodi. Conoscendo le leggi di interazione tra particella e materiale possiamo ricavare importanti informazioni sulla particella proiettile.

Vengono mostrate in questo capitolo le leggi fisiche che governano questi fenomeni, evidenziando poi le proprietà che rendono il diamante un materiale particolarmente interessante per la costruzione di rivelatori di radiazione.

### 2.1 Principi fisici

L'interazione tra la particella-proiettile, di carica  $ze$ , e il rivelatore è dominata dalla forza Coulombiana che si instaura con gli elettroni del materiale. Considerandoli come un gas di fermioni liberi, la perdita media di energia della particella in funzione dello spessore attraversato può essere calcolata usando la teoria quantistica perturbativa, ottenendo così la legge di Bethe-Bloch[5]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K\rho \frac{Zz^2}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

dove:

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$
- $\rho$ ,  $Z$  e  $A$  sono densità, numero atomico e numero di massa del materiale di cui è composto il rivelatore
- $z$  è la carica del proiettile, espressa come multiplo della carica elementare  $e$
- $\beta = \frac{v}{c}$  dove  $v$  è la velocità della particella incidente, mentre  $\gamma = (\sqrt{1 - \beta^2})^{-1}$  è il fattore di Lorentz
- $T_{max} \simeq 2m_e(\beta\gamma)^2$  è l'energia massima trasferibile dal proiettile ad un singolo elettrone del materiale
- $I$  è l'energia media di eccitazione degli atomi o molecole di cui è composto il materiale
- $\delta$  è un termine correttivo funzione di  $\beta\gamma$

Quando il proiettile ha energie basse, il secondo membro dell'equazione è trascurabile e il suo comportamento è principalmente determinato dal termine  $1/\beta^2$ . Aumentando l'energia  $1/\beta^2$  assume valori che si avvicinano sempre di più ad 1, allora il termine che determina il comportamento della funzione diviene il logaritmo, che raggiunge un minimo quando  $\beta\gamma \sim 3$ . Dopo aver raggiunto il minimo, l'energia rilasciata cresce molto lentamente, fino a che le perdite radiative non sono più trascurabili e prendono il sopravvento. Particelle che hanno energia tale che il termine  $\beta\gamma \sim 3$  vengono chiamate MIP (*Minimum Ionizing Particle*). Tutte le MIP all'attraversamento di un determinato materiale si comportano in maniera molto simile, rilasciando tutte una simile quantità di energia, e sono perciò di particolare interesse per questo progetto. In figura 2.1 è rappresentato il grafico delle perdite energetiche di un muone che attraversa una lastra di rame in funzione della sua quantità di moto.

L'equazione di Bethe-Bloch indica il valore della perdita media di energia, ma nel caso si fosse interessati a trovare questo valore per una singola particella, bisogna tener conto della distribuzione statistica ad essa associata. Nel caso di un materiale sottile, la distribuzione di probabilità dell'energia persa non è descrivibile attraverso una distribuzione Gaussiana, ma bensì dalla distribuzione di Landau-Vavilov-Bichsel, dove l'andamento è mostrato in Figura 2.2. A causa della sua forte asimmetria, il valore più probabile della distribuzione di Landau è significativamente inferiore al suo valor medio, predetto invece dalla formula di Bethe-Bloch.

Se prendiamo un materiale con densità  $\rho$  e spessore  $x$  otterremo che l'energia più probabile rilasciata nel materiale dal proiettile è esprimibile con l'equazione 2.2:

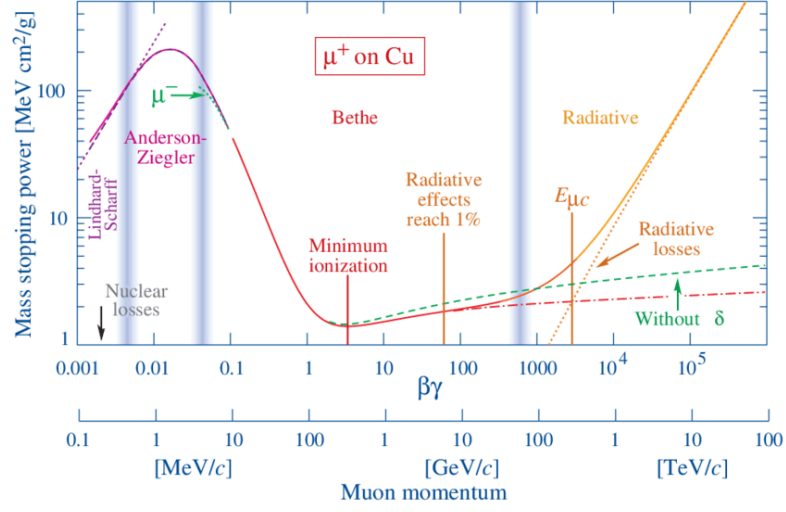


Figura 2.1. Perdite energetiche di un muone che attraversa una lastra di rame in funzione della sua quantità di moto.

$$\Delta_p = \rho x \frac{K Z z^2}{2A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2}{I} \right) + \ln \left( \frac{\rho x \frac{K Z z^2}{2A} \frac{1}{\beta^2}}{I} \right) + j - \beta^2 - \delta \right] \quad (2.2)$$

Dove  $j$  è un termine correttivo il cui valore stimato è 0.2. La distribuzione di Landau sarà fondamentale nel valutare l'efficienza di raccolta di carica dei rivelatori 3D al diamante.

## 2.2 Rivelatori a stato solido

Per capire come l'interazione della particella con il materiale si trasformi in segnale elettrico, è necessario soffermarci sulla struttura elettronica del rivelatore.

Ogni qualvolta abbiamo a che fare con atomi disposti secondo un reticolo cristallino, gli stati energetici elettronici formeranno una struttura a bande, nei quali gli elettroni si disporranno seguendo il principio di esclusione di Pauli. Il livello ad energia maggiore occupato da un elettrone a temperatura  $0K$  viene chiamato Livello di Fermi e la sua energia viene chiamata Energia di Fermi ( $E_F$ ). Molte proprietà elettroniche del materiale sono determinate dal valore di  $E_F$  e dalla sua posizione rispetto alle bande energetiche. Quando questo si trova all'interno di una banda avremo un materiale definito conduttore, mentre se si trova al limite di una banda, rendendola completamente piena di elettroni, allora il materiale

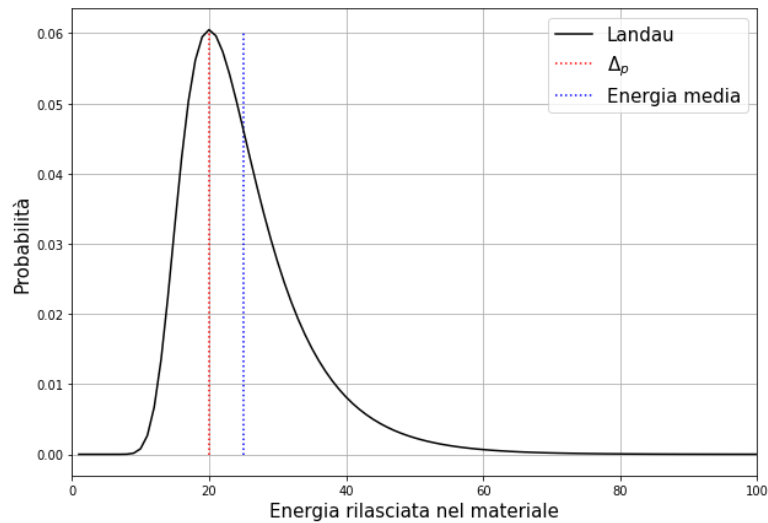


Figura 2.2. Forma tipica di una funzione di densità di probabilità di Landau, con l'energia rilasciata dalla particella nel materiale espressa in unità arbitrarie. Si evidenzia la forte asimmetria delle due code. In rosso è indicato il valore più probabile mentre in blu il valore dell'energia media.

sarà definito isolante. La banda ad energie superiori di  $E_F$  sarà denominata banda di conduzione e quella ad energie inferiori banda di valenza. La differenza di energia tra il livello più basso della banda di conduzione e quello più alto della banda di valenza si chiama energia di gap ( $E_G$ ). Nel caso di un isolante  $E_F$  viene considerata situata al centro del gap tra i due livelli.

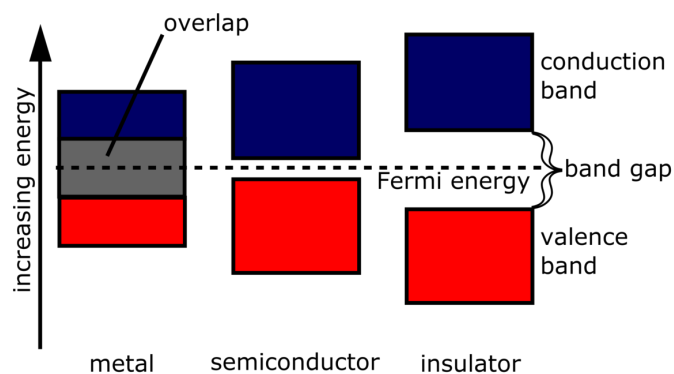


Figura 2.3. Schema qualitativo delle bande energetiche in conduttori, semiconduttori e isolanti

Quando viene applicato un campo elettrico ai capi di un materiale, gli elettroni tendono a migrare verso i punti a potenziale maggiore. Il principio di esclusione di Pauli vieta però a due elettroni di occupare lo stesso stato, quindi un elettrone potrà muoversi in un materiale solo nel caso siano presenti stati elettronici non ancora occupati ad un'energia simile a quella dell'elettrone, perciò solo bande parzialmente occupate possono contribuire alla conduzione elettrica.

Ogni materiale con  $E_G \neq 0$  è considerato isolante a 0 K. A temperature superiori, si avrà che per i materiali dove  $E_G \sim K_B T$ , sarà possibile la parziale popolazione della banda di conduzione, visto che alcuni elettroni saranno promossi dall'agitazione termica. Il materiale assumerà in questo caso proprietà simili a quelle di un conduttore. I materiali per cui questo processo è possibile a temperatura ambiente vengono chiamati semiconduttori. Possiamo vedere la tipica struttura a bande di questi materiali in Fig. 2.3.

In particolare nei semiconduttori, gli elettroni promossi in banda di conduzione lasciano delle lacune in banda di valenza che possono essere occupate dagli elettroni limitrofi. Quando vengono sottoposte ad un campo elettrico, le lacune si comportano esattamente come se fossero cariche positive che migrano nel materiale, contribuendo anch'esse alla conduzione.

Qualora una particella proiettile carica attraversi un materiale con struttura a bande, l'energia può venire dissipata tramite due processi distinti: eccitando gli stati vibrazionali del reticolo o promuovendo gli elettroni a stati energetici superiori. Questi portatori di carica eccitati, se viene applicata una differenza di potenziale ai capi del materiale, migrano verso gli elettrodi andando a formare una corrente elettrica che può essere misurata e, tramite un circuito integratore, tradotta nella carica totale coinvolta nel processo. Abbiamo così costruito un rivelatore in grado di determinare la quantità di energia depositata dalla particella nel sensore.

Normalmente, nei semiconduttori, l'agitazione termica eccita sempre degli elettroni in banda di conduzione che possono generare una corrente elettrica. La densità di portatori di carica sarà pari a :

$$n = p = AT^{3/2} e^{\frac{E_G}{2k_B T}} \quad (2.3)$$

dove  $n$  e  $p$  sono rispettivamente il numero di portatori di carica negativi e positivi per unità di volume ed  $A$  è una costante che dipende dal materiale [6]. Inserendo i dati del silicio a temperatura ambiente otteniamo una densità di portatori dell'ordine di  $10^{10}$  per  $cm^3$ .  $n$  e  $p$  risultano uguali in quanto ogni elettrone promosso lascia una lacuna in banda di valenza.

La descrizione dei semiconduttori presentata finora postula una struttura cristallina perfetta (semiconduttore intrinseco), ma questa descrizione è ben lontana dalla realtà. Infatti ogni cristallo, anche se prodotto in modo sintetico, presenta diversi difetti. Vacanze o impurezze interstiziali possono modificarne la struttura elettronica inserendo livelli energetici nella banda energetica proibita, cambiando sensibilmente le proprietà elettriche del materiale.

Un atomo interstiziale con un numero atomico superiore di 1 a quello del semiconduttore aggiungerà un livello con energia appena inferiore a quella della banda di conduzione, rendendo molto probabile la promozione dell'elettrone. Allo stesso modo un atomo con numero atomico inferiore al semiconduttore creerà un livello con energia appena superiore a quello della banda di valenza, favorendo la creazione di lacune. Verrà così significativamente modificata la quantità e il tipo di portatori di carica presenti nel semiconduttore, cambiandone anche le proprietà elettriche. La pratica di inserire artificialmente impurezze cristalline al fine di influenzare l'elettronica di un materiale viene chiamata drogaggio ed è un concetto importante nella costruzione dei rivelatori al silicio.

## 2.3 Efficienza di raccolta di carica

A contrastare il processo di migrazione verso gli elettrodi c'è il processo di ricombinazione. Questo processo consiste appunto nella ricombinazione di un elettrone in banda di conduzione con una lacuna in banda di valenza. Il portatore, per poter contribuire alla corrente elettrica misurata dal sistema, deve raggiungere un elettrodo senza subire processi di ricombinazione. Il rapporto tra carica effettivamente generata dal passaggio della MIP e carica misurata viene chiamato **efficienza di raccolta carica** (CCE).

Difetti nel cristallo o impurezze possono aumentare, localmente, il numero di portatori di carica, rendendo il processo di ricombinazione più probabile. Chiamamente, maggiore è la distanza che i portatori di carica devono percorrere, maggiore è la probabilità che essi incontrino difetti o impurezze che favoriscano la ricombinazione. Per questa ragione, l'efficienza di raccolta di carica è spesso definita come una funzione di una distanza  $\lambda_r$ , caratteristica del processo di ricombinazione, e della distanza tra gli elettrodi  $d$ .

$$\text{CCE} = \exp\left(-\frac{d}{2\lambda_r}\right) \simeq 1 - \frac{d}{2\lambda_r}. \quad (2.4)$$

Per comprendere la natura microscopica della lunghezza di ricombinazione  $\lambda_r$ , bisogna studiare in dettaglio il processo fisico che la determina. Il processo di ricombinazione avviene in media dopo un tempo caratteristico  $\tau$  che dipende



dal materiale, così che la distanza percorsa dipenderà dalla velocità di deriva dei portatori nel materiale, che in regime lineare può essere calcolata come:

$$v_n = -\mu_n \mathbf{E} \qquad v_p = \mu_p \mathbf{E}$$

dove  $E$  è il campo elettrico applicato e  $\mu$  indica la mobilità del portatore. Le opzioni che si hanno per aumentare l'efficienza di raccolta di carica sono o aumentare la velocità dei portatori, aumentando ad esempio la differenza di potenziale ai capi del sensore, oppure diminuire la distanza che devono percorrere, avvicinando gli elettrodi al punto di creazione della carica. Proprio in base a queste considerazioni si cerca di operare i rivelatori con differenze di potenziale applicate agli elettrodi sufficienti a raggiungere la velocità di saturazione dei portatori di carica, e realizzare geometrie che riducano la distanza tra gli elettrodi come verrà discusso nella sezione 2.5.2.

La misura dell'efficienza di raccolta di carica è basata sul confronto tra la carica raccolta dagli elettrodi con il numero medio di coppie elettrone-lacuna generate mediamente per proiettile. Quest'ultima grandezza si può ottenere dalla teoria e risulta essere pari a circa 18 coppie per  $\mu m$  attraversato, nel caso di un rivelatore al diamante [7]. Conoscendo lo spessore  $h$  del sensore si può ricavare la carica mediamente generata, tramite  $18 \times 2 \times e \times h$ , dove  $h$  è lo spessore del sensore in  $\mu m$  ed il fattore 2 è dovuto al fatto che la carica che contribuisce alla conduzione è appunto  $2e$  per ciascuna coppia generata.

Data la dipendenza dell'efficienza di raccolta carica dalla qualità del cristallo, la misura di questo valore, o in maniera equivalente della lunghezza di ricombinazione, è particolarmente importante per i rivelatori al diamante: è utilizzata ad esempio per determinare la qualità dei campioni di diamante acquistati, l'eventuale danneggiamento durante le fasi di microfabbricazione del sensore, ed infine a monitorarne il danneggiamento in fase di utilizzo che può avvenire ad esempio per effetto di un intenso e prolungato flusso di radiazioni.

## 2.4 Rivelatori al silicio

Il materiale più comunemente usato nei rivelatori a stato solido è il silicio, ma non nella sua forma "intrinseca". Infatti, se venisse usato in questa forma, una volta applicato un campo elettrico ai suoi estremi, si misurerebbe solo la corrente dovuta al moto dei portatori di carica prodotto dall'agitazione termica, che sarà di diversi ordini di grandezza più elevata rispetto alle correnti prodotte dall'eventuale interazione con la radiazione, rendendola impossibile da rilevare. Viene invece utilizzato un pezzo di silicio parzialmente drogato in modo  $p$  (zona dove i portatori di carica maggioritari sono le lacune) e parzialmente in modo  $n$  (zona

dove i portatori sono invece gli elettroni) creando una **giunzione  $p-n$**  che funge da diodo.

Se questa giunzione viene polarizzata in modo inverso, favorendo così la migrazione dei portatori di carica minoritari, la corrente misurata è molto inferiore a quella del semiconduttore intrinseco. In queste condizioni, se il rivelatore interagisce con radiazione ionizzante, vengono generate coppie elettrone-lacuna sia nella zona drogata  $p$  che nella zona drogata  $n$ . Verrà così creato sempre un eccesso di portatori di carica minoritari che saranno accelerati dalla differenza di potenziale verso gli elettrodi, dove possono essere raccolti e quindi misurati. Nei semiconduttori solitamente la mobilità degli elettroni  $\mu_n$  è 2-3 volte maggiore di quella delle lacune  $\mu_p$ , con valori che nel silicio si attestano intorno a  $\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Questi valori non permettono ai portatori di raggiungere velocità molto elevate, influenzando in modo negativo l'efficienza di raccolta di carica. Anche la forte asimmetria presente tra i valori di mobilità di lacune e elettroni non permette a tutta la carica di essere efficientemente misurata.

I rivelatori al silicio sono spesso posti in contesti dove risultano sottoposti ad elevate dosi di radiazione. Ciò porta alla creazione di impurezze del reticolo cristallino, che modificano irrimediabilmente la struttura elettronica andando a deteriorare la qualità delle misure sui lunghi periodi. Questo rende necessario sostituire periodicamente i sensori al silicio in un sistema di misura. L'inevitabile aumento di temperatura del sensore quando viene esposto alle radiazioni più intense rendono inoltre necessaria l'implementazione di sistemi di raffreddamento, in quanto, come visto dalla formula 2.3, una temperatura più alta aumenta sensibilmente le correnti termiche, soffocando il segnale.

## 2.5 Rivelatori al diamante

Alcune delle problematiche incontrate con i rivelatori al silicio possono essere risolte utilizzando invece il diamante [8]. Questo materiale ha la stessa struttura cristallina del silicio: un reticolo cubico a facce centrate FCC con base  $(0,0,0)$  e  $(1/4,1/4,1/4)$ , figura 2.4, ma il diamante a temperatura ambiente viene considerato un isolante, in quanto  $E_G$  raggiunge valori pari a 7.2 eV, mentre l'energia che viene mediamente ceduta al cristallo per creare una coppia elettrone-lacuna è pari a 13 eV. Ciò si manifesta in una densità di portatori intrinseci dell'ordine di  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ .

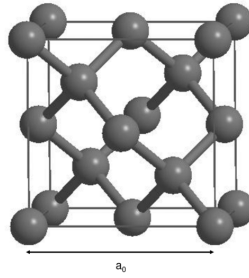


Figura 2.4. Schema della struttura cristallina del diamante

È proprio quest'ultimo dato che rende il diamante un materiale così interessante dal punto di vista della costruzione di rivelatori, infatti la corrente causata dall'agitazione termica a temperatura ambiente è molto inferiore alla corrente generata dalle eventuali interazioni con la radiazione, rendendo quest'ultima misurabile anche senza la costruzione di giunzioni  $p-n$ . A parità di spessore, differenza di potenziale applicata ed energia di proiettile, la corrente generata sarà però comunque superiore nel silicio rispetto al diamante, in quanto la maggiore energia di gap comporta una minore probabilità che gli elettroni vengano promossi in banda di conduzione. Infatti una particella MIP nel diamante produce in media 18 coppie elettrone-lacuna per  $\mu m$  attraversato, smuovendo una carica totale di 36  $e$ , mentre nel silicio una MIP genera in media 89  $e/\mu m$ .

Per questo motivo, nonostante la sostanziale diminuzione di corrente termica, il rapporto segnale/rumore è ancora inferiore nel diamante rispetto al diodo di silicio.

Altra utile proprietà è che l'ampio gap nel diamante rende impossibile l'eccitazione degli elettroni da parte della radiazione luminosa. È così possibile utilizzare il rivelatore anche in contesti dove non può essere azzerata la luminosità ambientale, condizione invece necessaria per l'utilizzo del silicio. Ma la proprietà più interessante del diamante per il progetto è data dal suo forte legame covalente tra gli atomi del cristallo, che lo rende molto più resistente alla degradazione da radiazione. Questo legame rende inoltre il diamante un ottimo conduttore termico e può perciò essere usato anche in contesti dove la temperatura è particolarmente elevata. Infine i portatori di carica nel diamante hanno una elevata mobilità, di  $4551 \text{ cm}^2/Vs$  per gli elettroni e di  $2750 \text{ cm}^2/Vs$  per le lacune, utile per raggiungere la saturazione di carica con differenze di potenziale non troppo elevate. Esistono due classi di rivelatori al diamante, che verranno descritte in

seguito e sono schematizzate in figura 2.5

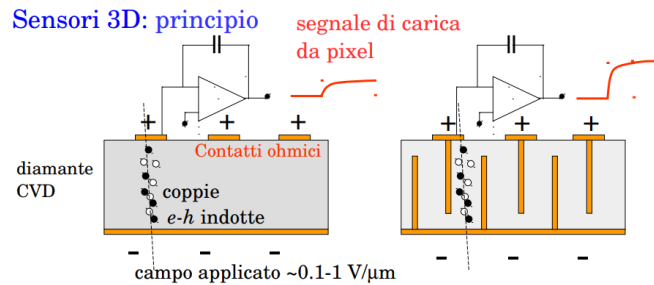


Figura 2.5. Schema qualitativo delle differenti strutture dei sensori 2D e 3D in un rivelatore al diamante

### 2.5.1 Rivelatori 2D

La configurazione più semplice nella quale è possibile operare un cristallo di diamante come sensore, è la configurazione 2D, nella quale gli elettrodi sono elementi conduttivi posti su facce opposte del cristallo. In questa configurazione, la distanza tra gli elettrodi situati su facce opposte e lo spessore del sensore coincidono. Nella progettazione del sensore va trovato un compromesso tra l'esigenza di allungare la distanza percorsa dalla particella carica nel diamante, e quindi l'energia depositata e la carica generata, e la necessità di ridurre le distanze tra gli elettrodi per mantenere alta l'efficienza di raccolta di carica e limitare la tensione di polarizzazione.

### 2.5.2 Rivelatori 3D

Qui entrano in gioco i rivelatori 3D, dove gli elettrodi vengono realizzati nel volume del materiale come colonnine conduttrici che possono distare anche poche decine di micron le une dalle altre. La minore distanza che i portatori devono percorrere comporta una risposta temporale molto più veloce e una maggiore efficienza di raccolta di carica, che riesce a raggiungere il 100% con differenze di potenziale pari a 1/5 di quelli necessari per ottenere risultati simili in sensori 2D. Allo stesso tempo, la distanza percorsa dalle particelle cariche all'interno del sensore resta definita dallo spessore del cristallo, indipendentemente dalla distanza tra gli elettrodi. La realizzazione e la disposizione delle colonnine sono tra le più interessanti aree di studio nello sviluppo di sensori 3D.

Nel caso dei rivelatori al silicio, gli elettrodi sono realizzati asportando il silicio con tecniche di etching e sostituendolo con silicio altamente drogato, oppure

con materiali metallici. Nel caso dei rivelatori al diamante, gli elettrodi vengono realizzati trasformando il diamante in grafite intorno al fuoco di un fascio laser di alta potenza.

### 2.5.3 Grafitizzazione

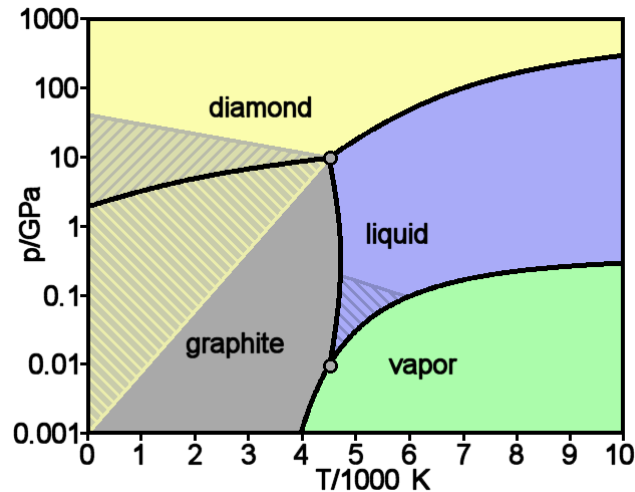


Figura 2.6. Diagramma di stato del carbonio, le aree colorate a righe rappresentano gli stati metastabili.

La grafite, come il diamante, è una forma allotropica del carbonio. Nella grafite, però, gli atomi sono legati tra loro tramite legami  $\sigma$  risultanti dagli orbitali ibridizzati  $sp^2$ . Mentre nel diamante i legami  $sp^3$  fanno assumere al cristallo una struttura tetraedrica, i 3 orbitali  $sp^2$  sono tutti complanari, separati tra loro da angoli di  $120^\circ$ , facendo assumere alla grafite una forma composta da vari fogli sovrapposti di reticoli esagonali bidimensionali. Il quarto elettrone del carbonio forma legami  $\pi$  con gli atomi adiacenti ed è libero di muoversi sul piano rendendo quindi la grafite un ottimo conduttore. Ciò rende la grafite un ottimo candidato per essere usata come elettrodo.

A temperatura e pressione ambiente la forma termodinamicamente stabile del carbonio è la grafite, mentre il diamante è una forma meta-stabile, come si vede in figura 2.6. La barriera energetica che caratterizza la transizione di stato da diamante a grafite è particolarmente elevata, ed è proprio questa che bisognerà superare per creare gli elettrodi. Tramite l'utilizzo di un laser è possibile fornire l'energia necessaria, localmente nei punti di interesse per la creazione delle colonnine. In particolare, poiché il diamante è trasparente nell'infrarosso, è possibile

modificare il bulk del diamante senza danneggiarne la superficie. La transizione di fase tra diamante e grafite avviene tramite processi quantistici a molti-fotoni che permettono al materiale di assorbire energia solo dove la densità di fotoni supera una soglia, ossia dove il fascio laser viene focalizzato. Il laboratorio di grafitizzazione utilizza due laser differenti per ottenere le interazioni multifotoniche necessarie per attivare il processo di grafitizzazione. Per la grafitizzazione superficiale viene usato un laser ND:YAG, lunghezza d'onda di 1064 nm, impulsi della durata di 8 ns, con frequenza variabile da 5 a 50 kHz. Per la grafitizzazione del bulk viene invece usato un laser titano-zaffiro, lunghezza d'onda 800 nm, impulsi della durata di 30 fs e frequenza di 1 kHz.

## Capitolo 3

# Setup acquisizione dati

L'obiettivo di questo lavoro di Tesi è quello di creare un sistema di acquisizione dati automatico, con la possibilità di operarlo interamente da remoto. Il setup descritto era già presente nel laboratorio INFN di Firenze e il mio lavoro si è focalizzato sull'implementazione della scheda di acquisizione e sulla scrittura del programma. Il sistema è stato testato su un rivelatore al diamante 2D di cui si conoscevano già le prestazioni e caratterizzato in modo preliminare utilizzando un oscilloscopio LeCroy Wave Master. Le performance della scheda di acquisizione usata nel progetto sono poi state confrontate con quelle di questo oscilloscopio. La sorgente di radiazione usata per testare il sensore è di  $^{90}\text{Sr}$ , di particolare interesse per il nostro progetto in quanto emettitore di elettroni veloci (raggi  $\beta$ ). In figura 3.1 è presente lo schema del setup sperimentale.

La radiazione prodotta dalla sorgente viene rilevata sia dal diamante, collegato ai capi di un alimentatore ad alta tensione, sia dallo scintillatore. I segnali provenienti da questi strumenti vengono amplificati (dal circuito amplificatore-integrale per il diamante e dal fotomoltiplicatore per lo scintillatore) e misurati dalla scheda di acquisizione Picoscope oppure, nel caso delle misure preliminari sul setup, dall'oscilloscopio (non in figura). Il segnale dello scintillatore fungerà da trigger per l'acquisizione. I dati vengono poi inviati ad un computer dove il programma apposito sarà in grado di analizzarli. Segue ora una spiegazione in dettaglio di tutte le componenti del setup.

### 3.1 Sorgente di radiazioni

Come fonte di radiazioni per testare i rivelatori è stata scelta una sorgente di  $^{90}\text{Sr}$ , che attraverso una catena di decadimenti  $\beta$  si trasforma prima in  $^{90}\text{Y}$  e successivamente in  $^{90}\text{Zr}$ . Questa sorgente emette su uno spettro di energie relativamente largo, con la maggior parte degli elettroni emessi avente un'energia inferiore ai

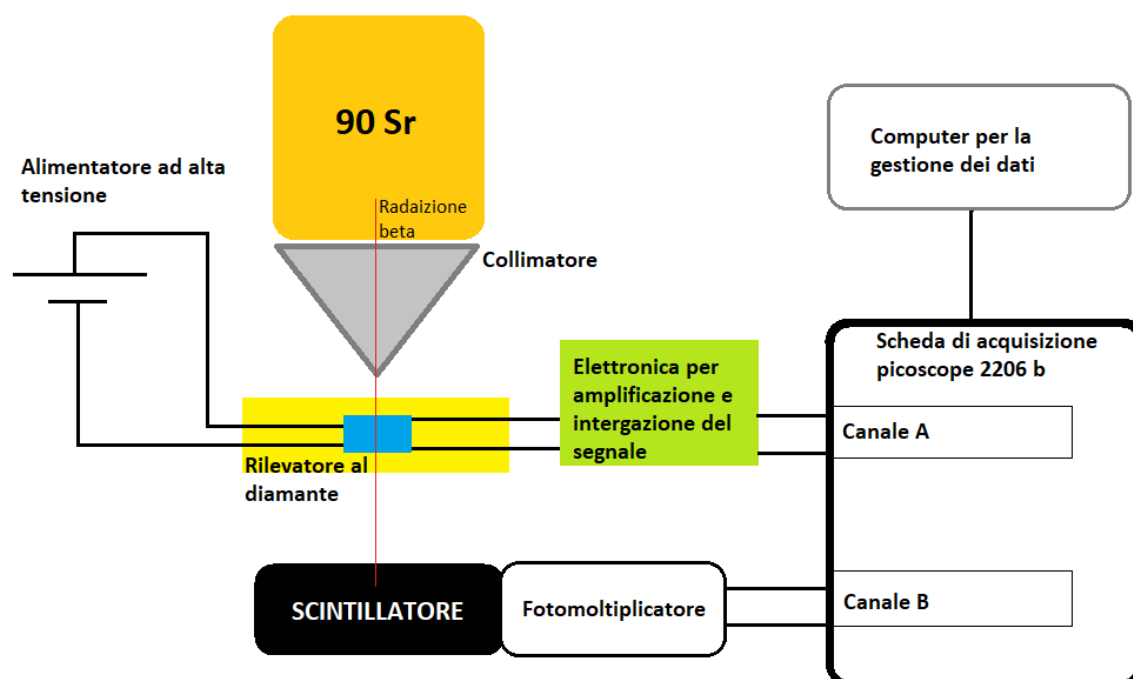


Figura 3.1. Schema del setup usato nell'esperimento

0.6 MeV. In figura 3.2 è schematizzato lo spettro dei raggi  $\beta$  emessi dalla sorgente di  $^{90}\text{Sr}$ .

Sotto la sorgente è posto un collimatore, composto da una lega di tungsteno e rame, che ha la funzione di realizzare un fascio di raggi  $\beta$  di piccole dimensioni. Il collimatore ha la forma di un cono rovesciato, dove la sorgente viene appoggiata sulla base e la radiazione esce da un foro sulla punta di area  $0.6 \text{ mm}^2$ . La posizione del collimatore è aggiustata tramite tre viti micrometriche, una per ogni asse, e ciò permette di allineare il fascio con il rivelatore di radiazioni e lo scintillatore.

Per arrivare allo scintillatore la radiazione deve percorrere  $9.5 \text{ mm}$ . Durante questo percorso, l'aria e l'attraversamento del rivelatore al diamante fanno sì che gli elettroni con energia inferiore a 1 MeV non siano in grado di raggiungere lo scintillatore. Di conseguenza questo strumento non invierà nessun segnale di trigger e non sarà effettuata alcuna misura da parte del sistema di acquisizione dati.



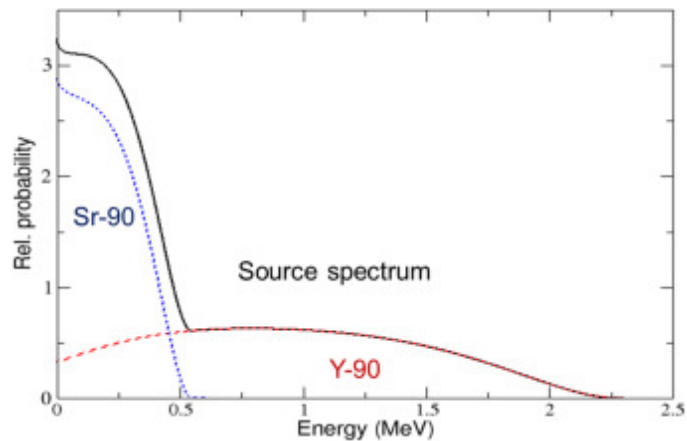


Figura 3.2. Spettro energetico della radiazione prodotta da  $^{90}\text{Sr}$ . Sono evidenziate le due componenti che contribuiscono allo spettro, quella dovuta al decadimento di  $^{90}\text{Sr}$  e quella dovuta a  $^{90}\text{Y}$ .

Solo il 10% degli elettroni ha energia superiore ad 1 MeV ed è in grado di raggiungere lo scintillatore. Queste particelle hanno abbastanza energia per essere considerate MIP, e saranno le uniche in grado di essere misurate dal sistema. Si è infatti scelto come sorgente di radiazioni proprio lo  $^{90}\text{Sr}$  per la considerevole quantità di radiazione  $\beta$  emessa ad alta energia ( $>1$  MeV), dovuta al decadimento del prodotto intermedio  $^{90}\text{Y}$ .

## 3.2 Rivelatore al diamante

Il rivelatore usato per questo progetto è un rivelatore al diamante 2D. Sebbene non si conoscano le prestazioni esatte di questo rivelatore, questo tipo di sensori si comporta solitamente in maniera piuttosto prevedibile. Questo permette di calibrare il sistema con uno standard abbastanza buono e predisporlo adeguatamente alle misure future per rivelatori 3D. Il diamante è montato su un PCB mostrato in figura 3.3. Sono presenti vari collegamenti elettrici per fornire la necessaria differenza di potenziale ai capi del rivelatore e per collegarlo al sistema di misura. Il PCB è stato forato al centro per permettere agli elettroni di raggiungere più facilmente il diamante, senza dover prima attraversare il PCB stesso. Al diamante è collegato un generatore di alta tensione che fornisce una differenza di potenziale fino a 500 volt, necessaria per muovere i portatori di carica liberi nel diamante verso gli elettrodi. In questo setup il generatore di tensione è appunto stato usato a 500 V.

Il diamante usato è spesso circa  $500\ \mu\text{m}$  e sapendo che per ogni  $\mu$  percorso nel diamante una MIP produce  $36e$  si ottiene che ogni MIP che attraversa il sensore genera una carica dell'ordine di  $18000\ e$  (vedi capitolo 2). L'efficienza di raccolta di carica che ci aspettiamo applicando i  $500\ \text{V}$  ai capi del diamante sarà compresa tra il 30 % e il 50 % [9].

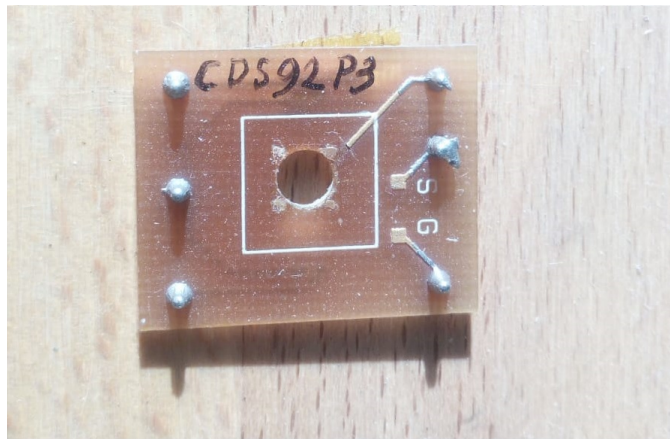


Figura 3.3. PCB su cui verrà montato il diamante, ora non presente. Si sottolinea la presenza di un foro, creato per facilitare il passaggio della radiazione.

### 3.3 Scintillatore e fotomoltiplicatore

Lo scintillatore è una parte fondamentale del setup, in quanto serve a determinare il momento in cui l'oscilloscopio deve iniziare a prendere misure. Questo strumento è composto da un blocco di plastica scintillatrice con area di raccolta di  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ . La plastica scintillatrice è un tipo di materiale che emette radiazione luminosa nel momento in cui viene attraversata da una particella ionizzante. La luce emessa viene incanalata tramite una guida per la luce lunga  $22\ \text{mm}$  fino ad un fotomoltiplicatore Hamamatsu H5783, strumento in grado di trasformare anche piccoli segnali luminosi in correnti elettriche. La sensibilità dello strumento ne rende necessario l'isolamento dalla luce ambientale, ottenuto ricoprendo il sensore di nastro adesivo nero. Il fotomoltiplicatore è collegato all'ingresso B dell'oscilloscopio, per fungere da trigger.

La scelta di usare lo scintillatore come trigger invece che l'impulso stesso proveniente dal diamante fa sì che i segnali rilevati provengano da tutto lo spettro di energie della Landau. Porre un trigger sul diamante avrebbe infatti inevitabilmente richiesto l'impostazione di un limite oltre il quale attivarsi, tagliando la

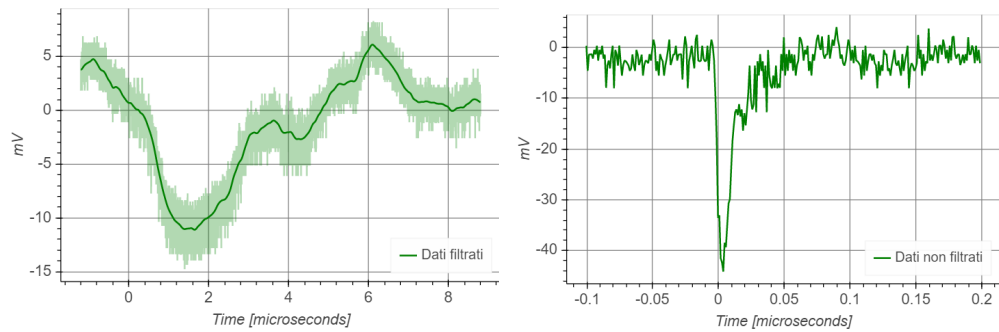


Figura 3.4. Confronto tra forma d'onda proveniente dal diamante e forma d'onda proveniente dallo scintillatore. Si sottolinea come la seconda sia molto più pronunciata e facilmente individuabile sul rumore rispetto alla prima.

parte ad ampiezza più bassa della distribuzione di Landau.

Situare il rivelatore di trigger al di sotto del diamante garantisce inoltre che solo gli elettroni più energetici riescano a raggiungerlo, assicurando che il segnale sul diamante sia davvero proveniente da una MIP e non da una particella con energia minore. Il diamante viene però comunque raggiunto dagli elettroni uscenti con energia molto elevata, i quali non possono più essere descritti come MIP. Questi elettroni andranno a contaminare la nostra analisi dati e esperimenti eseguiti con la fonte  $^{90}\text{Sr}$  suggeriscono che la loro presenza faccia sovrastimare il valore totale di carica che una particella in media eccita nel sensore di un fattore 1.08 [7], portando la carica totale generata da  $1.80 \times 10^4 e$  a  $1.66 \times 10^4 e$ .

### 3.4 Elettronica di amplificazione e formazione

Come visto in precedenza, l'ordine di grandezza della carica eccitata dalla radiazione incidente è molto piccolo, attestandosi attorno ai  $16000 e$ , e crea correnti che si estinguono in tempi molto rapidi. È perciò necessario aggiungere all'apparato di misura un sistema di circuiti in grado di amplificare e integrare il segnale, che trasformino il debole e veloce impulso proveniente dal diamante in un segnale ampio e lento, facilmente interpretabile e misurabile da un oscilloscopio. È così possibile utilizzare per la lettura del segnale anche strumenti di misura con limitate frequenze di campionamento e sensibilità. Le mansioni sopra elencate sono svolte dal circuito pre-amplificatore.

Il circuito è composto da un amplificatore integrale Amptek A250. Il segnale

proveniente dal sensore viene integrato e amplificato al proprio interno, trasformando il segnale in corrente in un segnale in tensione e dando all'impulso una forma molto diversa da quella originaria. La salita e la ricaduta del segnale sono ora interamente determinate dai comportamenti di carica e scarica dei condensatori all'interno del circuito, costruiti per avere tempi caratteristici ben più lenti dei tempi del segnale proveniente dal diamante. A fronte di correnti del rivelatore che durano solo pochi nanosecondi, i tempi caratteristici del circuito sono dell'ordine del  $\mu s$ , rendendo possibile la misura anche da parte di schede di acquisizione con risoluzioni temporali non elevatissime. Il circuito presenta inoltre un alto guadagno rendendo più facile la misura del segnale da ogni tipo di scheda che riesca a leggere tensioni dell'ordine della frazione di mV.

L'integrale della corrente è pari alla carica totale coinvolta, e il valore dell'integrale è rappresentato dall'ampiezza dell'impulso sul potenziale. Conoscendo il guadagno del circuito di integrazione e calcolando l'ampiezza degli impulsi misurati, si può risalire esattamente alla quantità di carica che è stata raccolta dagli elettrodi sul diamante, rendendo possibile la misura dell'efficienza di raccolta di carica. Per il nostro circuito il reciproco del guadagno si attesta attorno ai  $(213 \pm 20)e/mV$ . L'errore è molto grande e ne verranno discusse le cause nella sezione 4.3.

### 3.5 Oscilloscopio digitale

Si è usato un oscilloscopio LeCroy Wave Master 760Zi-a per effettuare misure preliminari durante l'installazione del setup e successivamente usarlo come confronto per la scheda di acquisizione automatica che è stata infine usata in questo progetto. Questo oscilloscopio infatti ha caratteristiche molto interessanti. Ha una massima frequenza di campionamento di 20 GS/s in modalità due canali, un ADC a 12 bit e una banda passante di 6 GHz, che abbiamo limitato a 2 GHz. E' possibile interagire da remoto con questo oscilloscopio tramite protocollo VNC e iniziare le prese dati. I dati vengono memorizzati su file .txt localmente, che successivamente sarà possibile trasferire dall'oscilloscopio al computer per effettuare l'analisi dati. Al canale 1 è stata collegata l'elettronica di amplificazione, per misurare il segnale proveniente dal diamante, mentre al canale 2 è stato collegato il fotomoltiplicatore. Il canale 2 è stato usato come trigger dell'acquisizione, che viene attivato solo quando il segnale scende sotto una certa soglia.

L'oscilloscopio Lecroy Wave Master è uno strumento condiviso tra i diversi esperimenti in corso presso la Sezione INFN di Firenze e non è ragionevole subordinare le misure di efficienza di raccolta di carica alla disponibilità dell'oscilloscopio. Per questa ragione è stata individuata una scheda di acquisizione dati

adeguata ai segnali da digitalizzare.

## 3.6 Scheda di acquisizione

La scheda di acquisizione scelta per questo progetto è la Picoscope2206b. Lo strumento è utilizzato per campionare il segnale elettrico proveniente dall'elettronica collegata al diamante e quello proveniente dallo scintillatore. I dati ottenuti vengono inviati tramite un cavo USB ad un Computer, dove verranno memorizzati e analizzati. La scheda ha 2 canali di ingresso (che verranno chiamati nel corso della discussione Canale A e Canale B) ed ha una frequenza di campionamento di 250 MHz, quando si utilizzando entrambi i canali. L'ADC al suo interno ha una risoluzione di 8 bit. Si hanno 10 diversi range di acquisizione per questa scheda, e l'utente può scegliere tra:  $\pm 20$  mV,  $\pm 50$  mV,  $\pm 100$  mV,  $\pm 200$  mV,  $\pm 500$  mV,  $\pm 1$  V,  $\pm 2$  V,  $\pm 5$  V,  $\pm 10$  V,  $\pm 20$  V.

In questo progetto le interazioni con la scheda sono state gestite tramite un programma che ho sviluppato in Python, *WaveformReader*, che utilizza per l'interfaccia utente un web server gestito da Bokeh. Il funzionamento verrà approfondito nel **Capitolo 5**. Con questo programma è possibile inizializzare acquisizioni dati e modificare le impostazioni di misura della scheda. Le impostazioni descritte di seguito sono quelle utilizzate in questo progetto, ma sono modificabili tramite l'interfaccia utente. Il fotomoltiplicatore è collegato al canale B ed è usato come trigger, mentre l'elettronica di amplificazione del rivelatore al diamante è collegata al canale A. La memoria interna della scheda di acquisizione è in grado di registrare 32 MS. Si è impostato il canale A per misurare in un intervallo di 100 mVPP (Picco-Picco) mentre il canale B è impostato per 50 mVPP. Vista la rapidità dei fenomeni che si stanno cercando di studiare, si è scelto di utilizzare la frequenza di campionamento massima, che corrisponde a 250 MHz e l'intervallo di campionamento è pari a  $4ns$ . Il trigger è impostato per attivarsi quando il segnale misurato dal canale B scende al di sotto di  $-12$  mV.



## Capitolo 4

# Analisi dati

Il segnale rilevato avrà la forma di un impulso, causato dall'attraversamento del sensore da parte di un elettrone proveniente dalla sorgente. Questo impulso avrà una forma interamente determinata dall'elettronica di amplificazione e un'ampiezza proporzionale, tramite il guadagno del circuito, al numero di portatori di carica che sono stati raccolti dagli elettrodi. Come si è esposto in sezione 2.1, le energie rilasciate da una MIP seguono una distribuzione di Landau e di conseguenza anche le ampiezze dei picchi dovrebbero fare lo stesso. Studiando quindi la distribuzione energetica ottenuta e calcolandone la media è possibile risalire all'efficienza di raccolta di carica del sensore. In questo capitolo si affronterà il processo di determinazione dell'ampiezza dei picchi, di analisi di regressione dell'istogramma delle ampiezze con una distribuzione di Landau ed il metodo di calcolo dell'efficienza di raccolta di carica. Verranno infine confrontati i dati ottenuti dall'oscilloscopio LeCroy Wave Master e dalla scheda di acquisizione Picoscope2206b.

### 4.1 Misura delle ampiezze

In Figura 4.1 è mostrata la tipica forma che assume un impulso proveniente dal rivelatore al diamante e amplificato dal sistema elettrico descritto in precedenza, mentre invece in figura 4.2 è mostrata la forma tipica di un impulso derivante dallo scintillatore. Entrambi i segnali sono stati misurati con l'oscilloscopio LeCroy WaveMaster. I grafici sono stati ottenuti analizzando le prese dati memorizzate sul computer con un programma in Python e successivamente graficandole con Bokeh.

Si può notare come la tensione di questo picco assuma valori negativi. Per semplificare l'analisi dati si è scelto di considerare l'ampiezza dell'impulso come una grandezza positiva, rappresentante la distanza del picco dalla *baseline*.

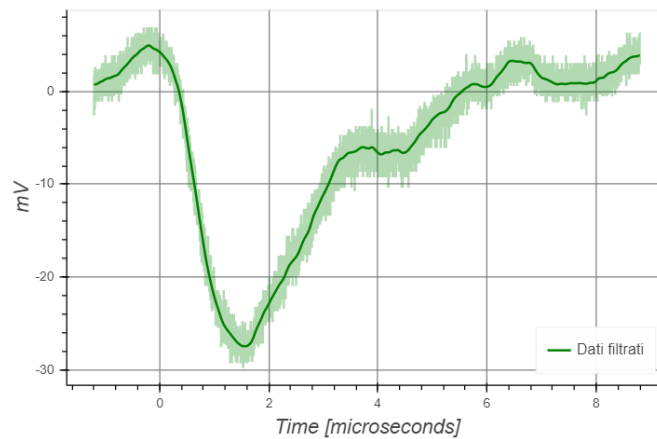


Figura 4.1. Esempio di impulso letto dall'oscilloscopio sul canale A proveniente dal diamante. La linea più solida rappresenta i dati dopo essere stati filtrati digitalmente mentre l'alone verde sono i dati effettivamente misurati.

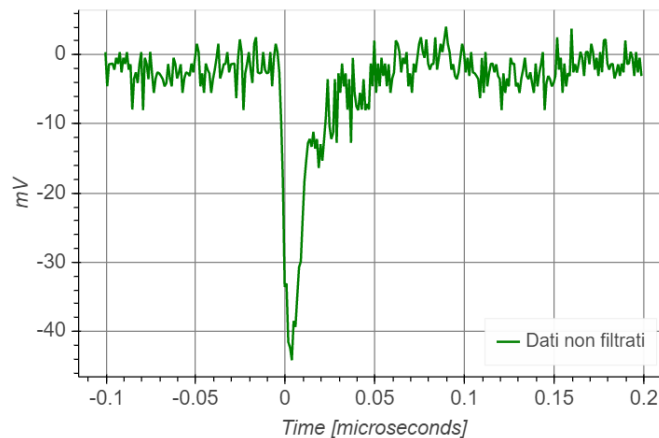


Figura 4.2. Esempio di impulso letto dall'oscilloscopio sul canale B, proveniente dallo scintillatore. Si può notare come su questo canale il segnale corrispondente al passaggio di una particella è molto più pronunciato sul rumore, rendendolo più facile da individuare.

Il programma può utilizzare 3 diversi approcci nel determinare l'ampiezza di una forma d'onda.

Il metodo più rudimentale ma computazionalmente efficiente è quello di applicare un semplice filtro anti-rumore digitale alla forma d'onda e successivamente trovare il punto dove questa raggiunge il minimo. Il filtro digitale consiste



in un programma in Python che esegue una convoluzione dei dati con una gaussiana. Questo approccio è decisamente quello computazionalmente più veloce e non richiede alcuna conoscenza pregressa della forma dell'impulso, ma presenta degli evidenti svantaggi: innanzitutto questo metodo non è in grado di distinguere le correnti causate dal rumore a bassa frequenza rispetto a quelle del vero e proprio impulso. I dati saranno contaminati sia dall'errato calcolo sulla singola ampiezza, sia dall'inclusione nell'analisi di forme d'onda corrispondenti a falsi eventi di trigger dovuti al rumore. Inoltre all'impulso vanno a sommarsi tutte le correnti di rumore a bassa frequenza che il filtro digitale non è riuscito a eliminare, che inevitabilmente influenzano il valore dell'ampiezza. Le componenti a più bassa frequenza del rumore causano un leggero offset, solitamente positivo, che causa la sistematica sottostima dell'ampiezza dell'impulso. Essendo questo offset non costante nel tempo, il suo effetto non può essere considerato a priori. In figura 4.3 sono presenti esempi di falsi eventi di trigger, in cui la forma d'onda non presenta un impulso chiaro ma il trigger è stato comunque attivato.

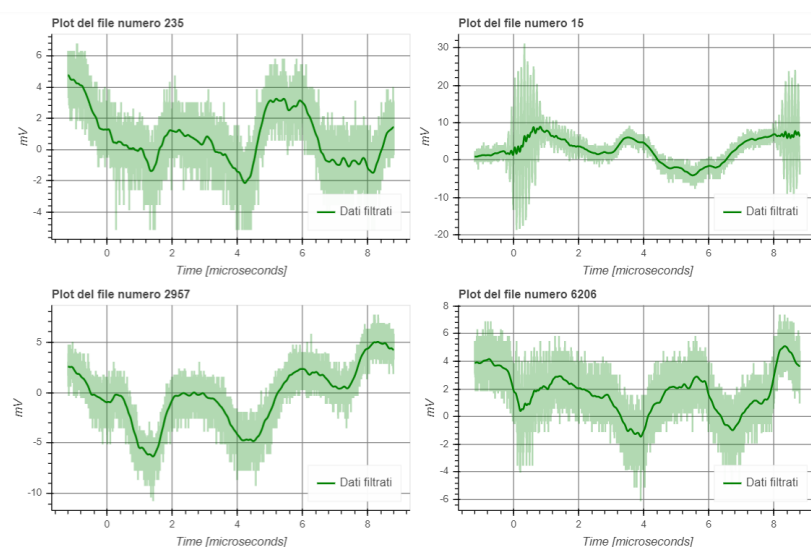


Figura 4.3. Esempi di rumore, ovvero eventi in cui si è azionato il trigger ma non è stato misurato alcun impulso proveniente dal diamante.

I grossi svantaggi del metodo lo rendono inadatto per effettuare misure quantitative dell'efficienza del sensore, ma l'elevata velocità computazionale e la possibilità di usarlo pur ignorando la forma dell'impulso, lo rendono uno strumento estremamente utile in fase di debug del software e in fase di test del funzionamento del sistema.

I rimanenti due metodi utilizzano entrambi la stessa strategia: provare a effettuare un fit matematico sulla forma d'onda con una funzione parametrica e trovarne il minimo di questa. Così facendo gli effetti delle correnti dovute al rumore vengono fortemente mitigati. Nei casi di falsi trigger, il programma usato per l'analisi di regressione solitamente si accorge dell'assenza di un impulso, scartando la forma d'onda dalla successiva analisi dati nel caso non ci sia accordo tra la funzione parametrica e i campionamenti (test del  $\chi^2$ ). Gli effetti delle fluttuazioni a più bassa frequenza vengono esplicitamente tenuti in considerazione, inserendo un offset tra i parametri di fit (*baseline*).

Le due funzioni usate sono la Gaussiana asimmetrica (o biforcata) e la Gaussiana "skewed", le cui formule sono riportate di seguito. La scelta di usare delle funzioni facenti parte della famiglia delle Gaussiane per descrivere l'impulso deriva dal fatto che la forma è determinata dall'elettronica di amplificazione e integrazione, in particolare dai processi di carica e scarica di condensatori. La Gaussiana asimmetrica è una gaussiana che ha un'ampiezza  $A$ , è centrata in  $\mu$  e a destra e a sinistra del suo massimo (o minimo, nel nostro caso) ha due  $\sigma$  differenti:

$$V = \text{offset} + \begin{cases} A \exp \left[ -\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_1^2} \right], & x \leq \mu \\ A \exp \left[ -\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_2^2} \right], & x > \mu \end{cases} \quad (4.1)$$

Questa equazione è usata per ricalcare la forma asimmetrica che vediamo nell'impulso, dove la discesa iniziale risulta più ripida della risalita. Un esempio di forma d'onda analizzata con questo metodo è presente in figura 4.4.

La seconda funzione utilizzata è la Gaussiana "skewed:"

$$V = A e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \frac{(x-\mu)}{\sigma} \right) \right] + \text{offset} \quad (4.2)$$

Dove  $\operatorname{erf}$  è la funzione degli errori (*error function*) e  $\alpha$  è il parametro che determina la distorsione della gaussiana. Si è notato come questa funzione ricalchi molto bene la forma dell'onda, ma risulta particolarmente complicata da computare. Un esempio di analisi effettuata con questa funzione è presente in figura 4.5.

Verrà principalmente usato come funzione di fit la gaussiana asimmetrica, essendo risultata il miglior compromesso tra velocità di computazione e buona descrizione della forma d'onda.

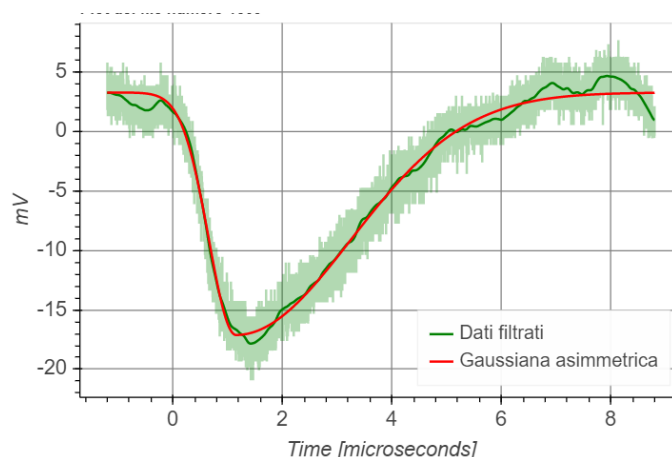


Figura 4.4. Forma di un impulso letto dall'oscilloscopio, proveniente dal diamante, e sovrapposta con una gaussiana asimmetrica.

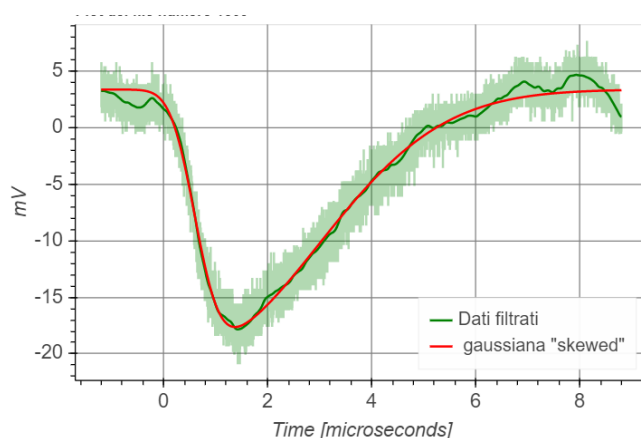


Figura 4.5. Forma di un impulso letto dall'oscilloscopio, proveniente dal diamante e sovrapposto con una gaussiana "skewed".

## 4.2 Misure sull'istogramma

Una volta ottenuto un considerevole numero di acquisizioni, si può costruire un istogramma che rappresenti le ampiezze delle forme d'onda misurate. In figura 4.6 è presentato un esempio dove si sono misurate le forme d'onda con l'oscilloscopio LeCroy Wave Master e dove si è scelto il metodo della gaussiana asimmetrica per calcolare le ampiezze.

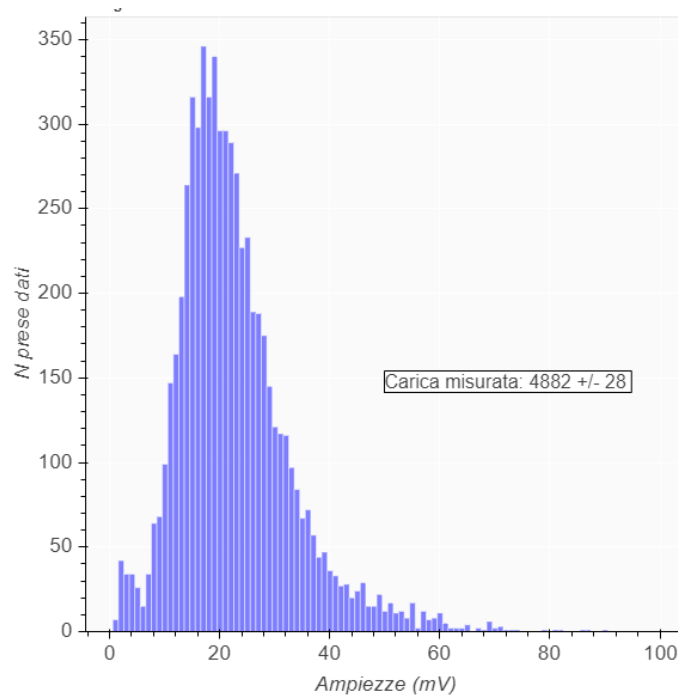


Figura 4.6. Istogramma delle ampiezze di impulso ottenuto calcolando le ampiezze tramite la gaussiana asimmetrica. Sono state effettuate circa 6500 acquisizioni da parte dell'oscilloscopio

L'obiettivo è ora verificare che questa distribuzione segua effettivamente l'andamento di una Landau. Vanno però prima fatte delle considerazioni sull'effetto che hanno sull'analisi i falsi eventi di trigger dovuti al rumore. Si può notare come all'estremo sinistro dell'istogramma sia presente una considerevole quantità di acquisizioni che non rientrano nel profilo di distribuzione previsto dalla Landau e sono infatti le acquisizioni dove l'oscilloscopio ha misurato forme d'onda contenenti solo rumore, ma il metodo di calcolo delle ampiezze non è riuscito a riconoscerlo come tale. Questo fondo supponiamo sia dovuto a radiazione  $\beta$  proveniente dalla sorgente o a raggi cosmici che hanno raggiunto lo scintillatore ma che non hanno attraversato il rivelatore. Per tenerne conto nell'analisi finale è necessario sommare alla distribuzione di Landau una Gaussiana, che rappresenterà questo fondo.

Altro problema da affrontare risiede nella computazione della distribuzione di Landau stessa, che non ha una forma analitica e per computarla per un punto  $c$  si usa la formula:

$$\phi(c) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} x^{-x} \sin(\pi x) e^{-xc} dx \quad \text{con } c > 0. \quad (4.3)$$

Tale integrale risulta essere piuttosto complicato da calcolare numericamente. La soluzione che si è deciso di adottare in questo progetto risiede nell'usare la cosiddetta distribuzione di Moyal [10], funzione analitica in grado di approssimare il comportamento della distribuzione di Landau. La distribuzione di Moyal non riesce a modellizzare bene l'andamento asintotico ad alte energie della Landau, ma per l'intervallo di valori di nostro interesse l'approssimazione risulta essere abbastanza buona. Questa distribuzione si può ricavare tramite l'equazione:

$$M(c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{c + \exp(-c)}{2}\right) \quad \text{con } c \in \mathbb{R}. \quad (4.4)$$

Per effettuare il fit dell'istogramma con la funzione di Moyal si introducono  $\mu$  come parametro di locazione,  $\sigma$  come parametro di scala, chiamando  $c = \frac{x-\mu}{\sigma}$  e  $A$  come parametro moltiplicativo, in quanto, a differenza della distribuzione di Moyal, l'istogramma delle ampiezze non è normalizzato. Questi saranno i parametri utilizzati per il fit e si può introdurre la notazione:

$$A \cdot M((x - \mu)/\sigma) \longrightarrow M(x; \mu, \sigma, A) \quad (4.5)$$

Ogni volta che in questa tesi si discuterà della distribuzione di Landau si starà in realtà facendo riferimento all'approssimazione di Moyal.

La funzione finale usata per l'analisi di regressione dell'istogramma sarà:

$$f(x) = M(x; \mu_1, \sigma_1, A_1) + A_2 \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{\sigma_2^2}\right) \quad (4.6)$$

Dove il termine  $1/2$  che solitamente moltiplica l'esponente della gaussiana è assorbito dal parametro  $\sigma_2^2$ . È mostrato in figura 4.7 l'istogramma ottenuto dopo circa 6500 acquisizioni analizzate con la gaussiana "skewed" e il confronto con  $f(x)$ . Si è notato però un problema nell'applicare la funzione  $f(x)$  ad un istogramma con una bassa percentuale di rumore di fondo. Il termine nella somma dovuto alla gaussiana infatti non "riconosce" il rumore e assume valori che non hanno fisicamente senso. Si è pensato di usare solo la funzione  $M(x; \mu_1, \sigma_1, A_1)$  per descrivere la presa dati nei casi in cui il rumore risultasse trascurabile. Come mostrato nel grafico in basso nella figura 4.7

Quando il fondo non è trascurabile è invece necessario usare  $f(x)$ , come è il caso delle ampiezze calcolate con il primo metodo illustrato. Un esempio in cui il fondo risulta trascurabile (non trascurabile) è mostrato in Figura 4.7 (Figura 4.8).

Nella descrizione della distribuzione di probabilità utilizzata per modellizzare l'istogramma delle ampiezze manca il contributo del rumore elettronico alla componente di segnale. Infatti il rumore elettronico modifica in modo casuale l'ampiezza di ciascuna forma d'onda. Tale contributo potrebbe essere incluso nell'analisi sostituendo alla distribuzione di Landau una convoluzione della distribuzione di Landau con una gaussiana con la stessa larghezza della gaussiana utilizzata per modellizzare il fondo. Poiché la larghezza di quest'ultima è molto inferiore alla larghezza della Landau, e poiché il calcolo della convoluzione all'interno della funzione di fit comporta un significativo dispendio di risorse computazionali, l'effetto è stato trascurato. Nel caso di futuri miglioramenti al setup che permettano un'analisi più accurata, sarà necessario includere l'operazione di convoluzione nella definizione di  $f(x)$ .

### 4.3 Calcolo dell'efficienza di raccolta di carica.

Per calcolare l'efficienza di raccolta di carica di un rivelatore di radiazione è necessario conoscere la quantità totale teorica di cariche generate dal passaggio di una MIP e confrontarlo con la carica che effettivamente è stata misurata dal sensore. Poiché la carica che il singolo evento genera nel materiale è essenzialmente casuale, con probabilità determinata dalla distribuzione di Landau, è necessario studiare una grande mole di eventi, valutare quali corrispondano ad un effettivo passaggio di radiazione e effettuare una media tra essi per ottenere un risultato significativo. Per calcolare questa grandezza, dopo aver effettuato l'analisi di regressione sull'istogramma delle ampiezze, si considera la Landau con i parametri appena ottenuti e si calcola l'ampiezza media, tramite la formula:

$$A_{mean} = \sum_{i=0}^n \frac{M(x_i; \mu_1, \sigma_1, A_1)x_i}{M_{tot}} \quad (4.7)$$

dove  $n$  è il numero di punti su cui è campionata  $M(x)$ ,  $x_i$  è il valore dell'ampiezza,  $A_1, \mu_1, \sigma_1$  sono i parametri della distribuzione di Moyal ottenuti dall'analisi di regressione e  $M_{tot}$  è pari a  $\sum_{i=0}^n M(x_i, A_1, \mu_1, \sigma_1)$ . Ora basta moltiplicare l'ampiezza media per il reciproco del guadagno del circuito, nel nostro caso pari a  $(213 \pm 20)e/mV$ , ottenendo la carica media rilevata dal sensore. Dividendo infine per la carica teorica otteniamo l'efficienza di raccolta di carica.

L'errore sul guadagno domina l'incertezza sulla misura finale, essendo stimato dell'ordine del 10%. Il valore dell'errore è ottenuto confrontando misurazioni sul setup effettuate con diversi campioni di diamante monocristallino di spessore diverso e da team di ricerca diversi negli anni passati. In particolare sono stati considerati i valori calcolati dai costruttori del set-up, ottenuti simulando i piccoli

depositi di carica con un circuito elettrico costruito ad hoc, e altre misure effettuate direttamente sugli impulsi provenienti da rivelatori di radiazione in funzione. La misura effettuata in questo caso si basa sulla supposizione che il sensore usato per la calibrazione avesse un'efficienza del 100%, e che il valore teorico di  $36e/\mu m$  rilasciati per MIP nel diamante sia esatto. Entrambe le supposizioni non sono state rigorosamente verificate sperimentalmente.

All'incertezza sul guadagno contribuiscono anche altri fattori come ad esempio l'allineamento della sorgente con il collimatore, che da una sessione alla successiva può far variare anche significativamente l'energia media depositata dalle particelle nel diamante misurata. La posizione della sorgente influirà inoltre sul rapporto Landau/fondo misurato, permettendo a più o meno particelle di raggiungere lo scintillatore senza aver attraversato il diamante.

L'errore sul guadagno è un'incertezza di natura sistematica che è importante confrontare con l'incertezza statistica per definire la durata minima di una sessione di presa dati che renda il contributo statistico all'errore trascurabile. Per computare l'errore sull'ampiezza, si è deciso di calcolare  $A_{mean}$  per diverse  $M(x)$ , variando casualmente i parametri  $A$ ,  $\mu$  e  $\sigma$  seguendo una distribuzione gaussiana con deviazione standard pari agli errori su queste quantità ottenuti dall'analisi di regressione, calcolando infine la deviazione standard della distribuzione di  $A_{mean}$  ottenute. Si noti che l'errore riportato nelle figure è puramente statistico e non include l'incertezza sul guadagno dell'elettronica di lettura.

In figura 4.9 è presente un esempio di istogramma delle ampiezze e la carica media misurata, mentre in figura 4.10 è presente come varia l'errore aumentando il numero di dati acquisiti. Ci si aspetta che aumentando le prese dati si ottenga un errore sempre minore, poiché la distribuzione di ampiezze dovrebbe approssimare sempre meglio una Landau. I risultati ottenuti rispecchiano questa assunzione. Si ottiene inoltre che già con 2000 acquisizioni l'errore statistico sull'ampiezza raggiunge valori al di sotto del 1%, un ordine di grandezza inferiore rispetto a quello sul guadagno, risultando quindi del tutto trascurabile. Col setup attuale, per ottenere 2000 forme d'onda è stato necessario attendere circa 5 minuti.

## 4.4 Confronto dei risultati ottenuti con scheda di acquisizione e oscilloscopio

La scheda di acquisizione Picoscope2206b è stata la scelta finale per essere implementata nel setup dell'esperimento, ed è quindi necessario valutarne le prestazioni in relazione ad un sistema di acquisizione ideale, bene approssimato dall'oscilloscopio LeCroy Wave Master. La scheda ha una frequenza di campionamento

di 250 MHz e un ADC a 8 bit. Il canale A, atto a misurare il segnale del rivelatore al diamante, è impostato per effettuare misure in un intervallo compreso tra -100 mV e 100 mV e sul canale B, al quale è collegato lo scintillatore, è impostato un intervallo compreso tra -50 mV e 50 mV. I grafici mostranti le misure della scheda sono stati ottenuti effettuando screenshot del programma di acquisizione, descritto nel capitolo 5, con i colori modificati per permettere una più facile lettura.

In Figura 4.11 sono presentati due esempi di forme d'onda misurate con l'oscilloscopio e con la scheda di acquisizione, mentre in figura 4.12 sono presentati due esempi di segnale di trigger.

Sia la risoluzione in tensione che quella temporale della scheda di acquisizione risultano peggiori rispetto a quelle dell'oscilloscopio e ora si analizzerà come ognuna di queste possa influenzare la misura finale.

Per quanto riguarda la risoluzione temporale, in ambedue i casi notiamo come il segnale proveniente dal diamante, che dura circa  $5 \mu s$ , si sviluppi in tempi ben più lunghi dell'intervallo di tempo tra due campionamenti successivi, nel caso peggiore dell'ordine del  $ns$ , non comportando una grande perdita di informazioni. Inoltre le componenti ad alta frequenza del rumore, presenti nell'oscilloscopio e graficate con l'alone verde attorno ai dati filtrati digitalmente, sono mitigate nelle misure effettuate dalla scheda di acquisizione, che non avendo elevata risoluzione temporale, riesce a ignorarle mediandole nel tempo. La risoluzione temporale potrebbe però influire sulla qualità della misura del segnale dello scintillatore. L'evento che si vuole misurare ha infatti uno sviluppo temporale dell'ordine di 20 ns, che è molto vicino alla massima risoluzione temporale della scheda di acquisizione pari a 4 ns. Fortunatamente la scheda è comunque in grado di rilevare questi eventi e iniziare la presa dati.

La perdita di risoluzione sulla tensione potrebbe influenzare negativamente il calcolo delle ampiezze, ma il rumore che si somma al segnale ha un impatto ben più grande sulla qualità del segnale. La perdita di precisione dovuta alla bassa risoluzione può essere perciò considerata trascurabile.

Sono mostrate in figura 4.13 gli istogrammi delle ampiezze ottenute da due diverse serie di prese dati, la prima effettuata con l'oscilloscopio, contenente circa 6500 forme d'onda, mentre la seconda effettuata con la scheda di acquisizione Picoscope, contenente circa 6100 forme d'onda.

Viene mostrato in figura 4.9 un istogramma delle ampiezze rappresentante circa 11000 acquisizioni. La carica media misurata è pari a  $(5243 \pm 18)e$ , considerando una carica teorica generata di  $1.66 \times 10^4 e$  e l'errore sul guadagno pari al



10%, si trova un'efficienza di raccolta di carica del  $(31 \pm 3)\%$ , che rientra nei valori stimati per il tipo di rivelatore al diamante 2D usato in questo progetto.

Si può notare come tra le diverse prese dati l'efficienza di raccolta di carica muti sensibilmente. Infatti i dati ottenuti dall'oscilloscopio in figura 4.13 suggeriscono una carica totale rilevata di  $(4886 \pm 26)e$ , ma i dati provenienti dalla scheda di acquisizione mostrano  $(4522 \pm 42)e$ . Con analisi successive, eseguite con la stessa scheda e lo stesso set-up sperimentale, si sono ottenuti valori molto differenti della carica media totale, ovvero pari a  $(5243 \pm 22)e$  e  $(4984 \pm 26)e$ . Queste misure sono state tutte effettuate in giorni differenti ma usando lo stesso set-up e gli stessi metodi di calcolo delle ampiezze. Tra campagne di misura effettuate lo stesso giorno non si sono riscontrate differenze sostanziali. Il numero di forme d'onda acquisite oscilla tra i 6100 e i 15000, ma l'analisi sull'errore ci suggerisce non sia la grandezza del campione statistico la maggiore discriminante. L'unica variabile modificata sensibilmente da un giorno all'altro è la posizione della sorgente rispetto al resto dell'apparato di misura. Non essendo presenti delle guide meccaniche per garantire un accurato allineamento della sorgente con il collimatore, si ritiene che la differente posizione di questa e il diverso cammino che devono percorrere le MIP influenzi sensibilmente il valore della carica media misurata. Ad ogni modo, l'incertezza sulle diverse campagne di misura rientra nell'errore del 10% introdotto dal guadagno.

Infine, possiamo comunque affermare che le performance del sistema di acquisizione e analisi dati automatico siano compatibili con quelle dell'oscilloscopio, seppur siano presenti molti campi in cui si possano effettuare delle migliorie.

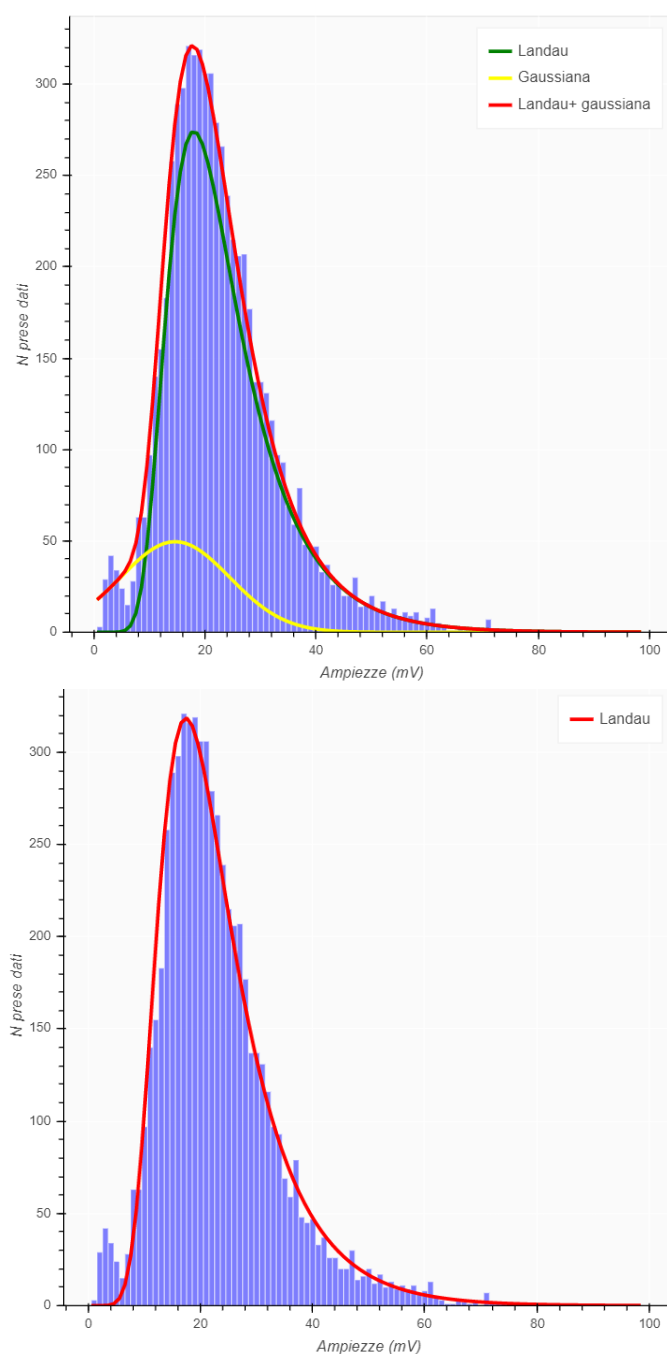


Figura 4.7. Istogramma ottenuto calcolando le ampiezze tramite la gaussiana biforcuta e confrontato nell'immagine sopra con la funzione  $f(x)$ , mostrando separatamente i 2 termini di cui è composta: la gaussiana e  $M(x)$ . Nell'immagine sottostante il fit matematico è stato effettuato con solo  $M(x)$ . Dati ottenuti dall'oscilloscopio.

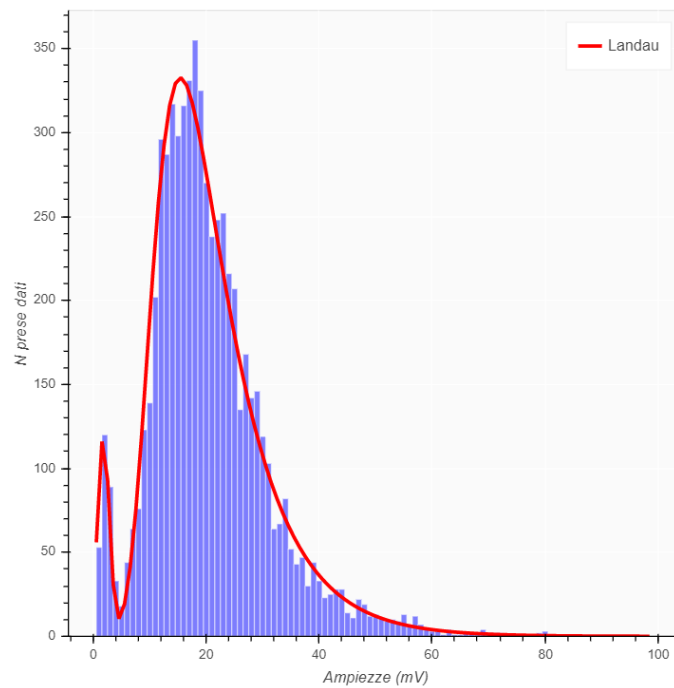


Figura 4.8. Istogramma ottenuto calcolando le ampiezze con il metodo dei dati filtrati. Qui è confrontato con la funzione  $f(x)$ . Si evidenzia la presenza di un picco di dati attorno allo zero, dovuto alle prese dati in cui è presente soltanto rumore. Dati acquisiti con l'oscilloscopio.

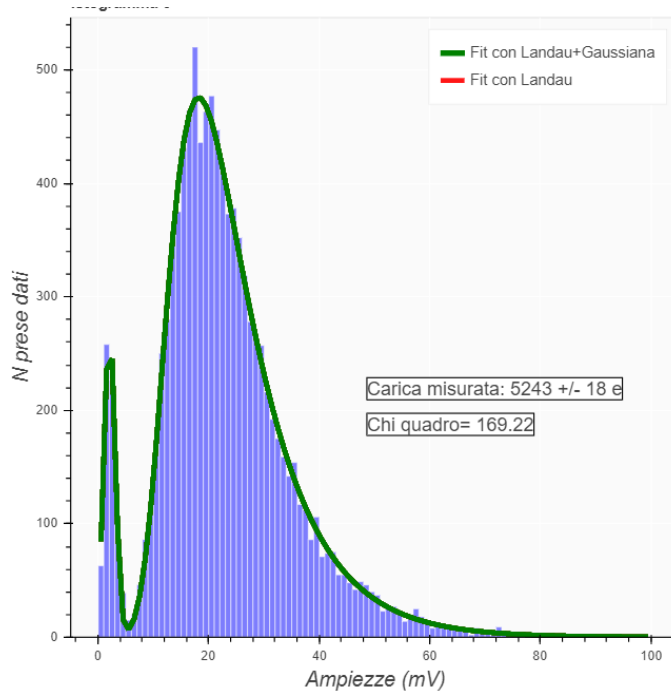


Figura 4.9. Istogramma delle ampiezze, calcolate con il metodo della gaussiana "skewed", ottenuto dopo circa 11000 acquisizioni. Dati acquisiti con la scheda Picoscope. La carica media misurata è stata calcolata con il metodo spiegato nel paragrafo 4.3

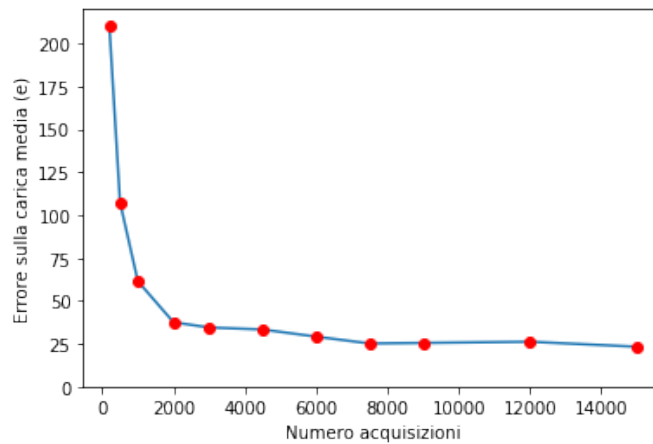


Figura 4.10. Il grafico mostra come varia l'errore statistico computato dal programma di analisi dati sulla carica media all'aumentare dei dati acquisiti. Dopo circa 2000 acquisizioni i guadagni in precisione sono marginali. Dati acquisiti con la scheda Picoscope

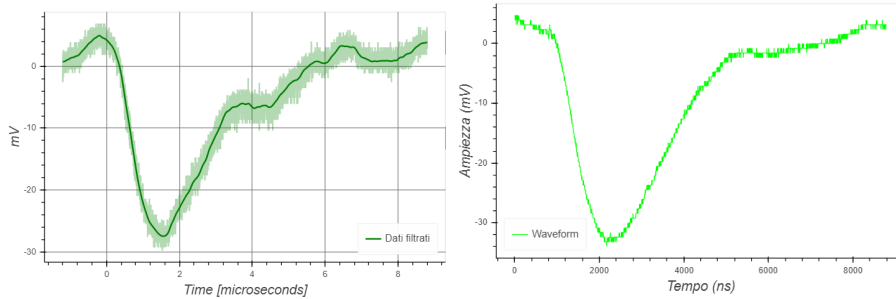


Figura 4.11. Forme d'onda di segnali provenienti dal rivelatore al diamante, quella a sinistra è stata ottenuta con l'oscilloscopio, mentre quella a destra con la scheda Picoscope. Le forme d'onda non rappresentano lo stesso segnale, ma sono da considerarsi come esempio di acquisizione dati tipica dello strumento. Il formato dei grafici è diverso in quanto i programmi con cui sono stati prodotti sono anch'essi differenti.

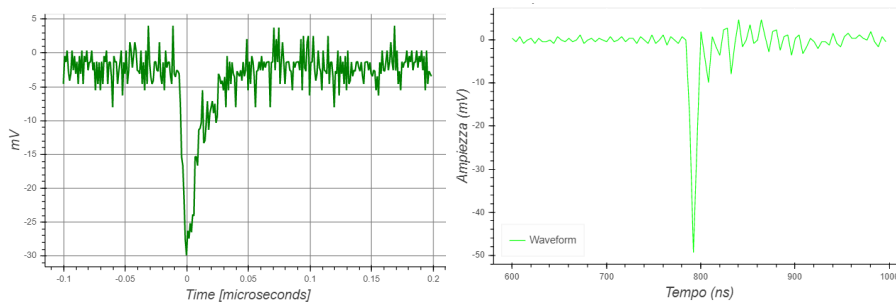


Figura 4.12. Forme d'onda di segnali provenienti dallo scintillatore, quella a sinistra è stata ottenuta con l'oscilloscopio, mentre quella a destra con la scheda Picoscope. Le forme d'onda non rappresentano lo stesso segnale, ma sono da considerarsi come esempio di acquisizione dati tipica dello strumento. Il formato dei grafici è diverso in quanto i programmi con cui sono stati prodotti sono anch'essi differenti.

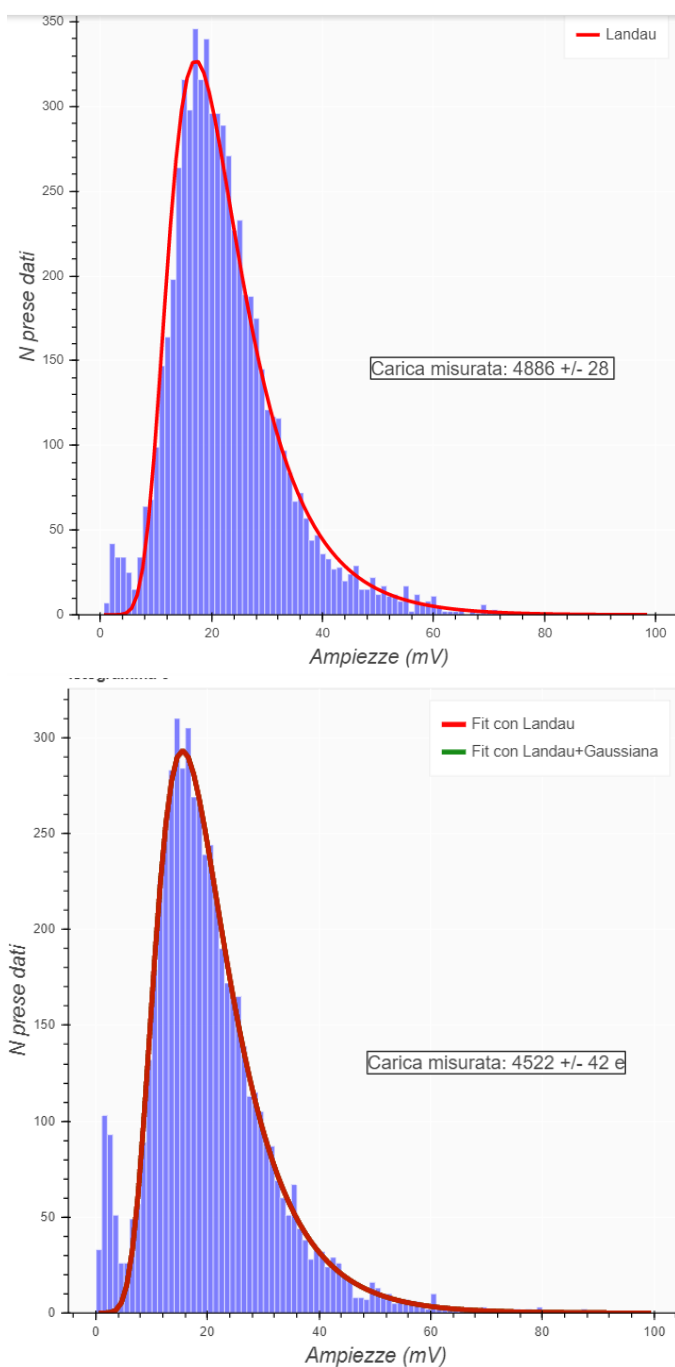


Figura 4.13. Istogramma sopra ottenuto dall'oscilloscopio (6500 forme d'onda), istogramma sottostante ottenuto dalla scheda Picoscope (6100 forme d'onda) calcolando le ampiezze con il metodo della gaussiana biforcuta. Si sottolinea nel secondo caso la presenza di più eventi di falso trigger

## Capitolo 5

# Funzionamento del programma

Lo sviluppo del programma per acquisire e analizzare i dati è stato il centro di questo tirocinio. Il programma può interagire con il set-up descritto nel capitolo 3 e svolgere tutte le operazioni di analisi dati descritte nel capitolo 4. Il programma è stato sviluppato da me interamente in Python e utilizza diverse librerie esterne, molte delle quali sono abbastanza standard, come Numpy e Scipy, usate per importare le funzioni matematiche necessarie; per la gestione dei file in memoria si utilizzano dataframe Pandas e database SQL tramite la libreria Sqlite3 che gestisce accessi da processi concorrenti. L'interfaccia grafica è interamente basata su Bokeh, mentre per interagire con la scheda di acquisizione è necessario installare la libreria non standard PicoSDK. Il programma è suddiviso in 5 classi Python: WaveformReader, FakeWaveformReader, DatabaseWriter, UsefulFunctions e WaveformAnalyzer. Segue una descrizione del funzionamento generale del programma. I file si possono trovare integralmente in una repository pubblica di GitHub appositamente creata<sup>1</sup>.

Il programma è strutturato in due processi distinti che operano in parallelo: uno è dedicato all'acquisizione dei dati, mentre l'altro gestisce l'analisi e l'interfaccia grafica. I due processi comunicano tra loro tramite un database SQLite che garantisce che i dati acquisiti rimangano salvati su disco e accessibili in futuro.

In Figura 5.1 è riportato lo schema a blocchi del programma, spiegato nel dettaglio nel resto del capitolo.

---

<sup>1</sup>Si veda [github.com/Luca-Negri/Diamond\\_3D\\_detector](https://github.com/Luca-Negri/Diamond_3D_detector).

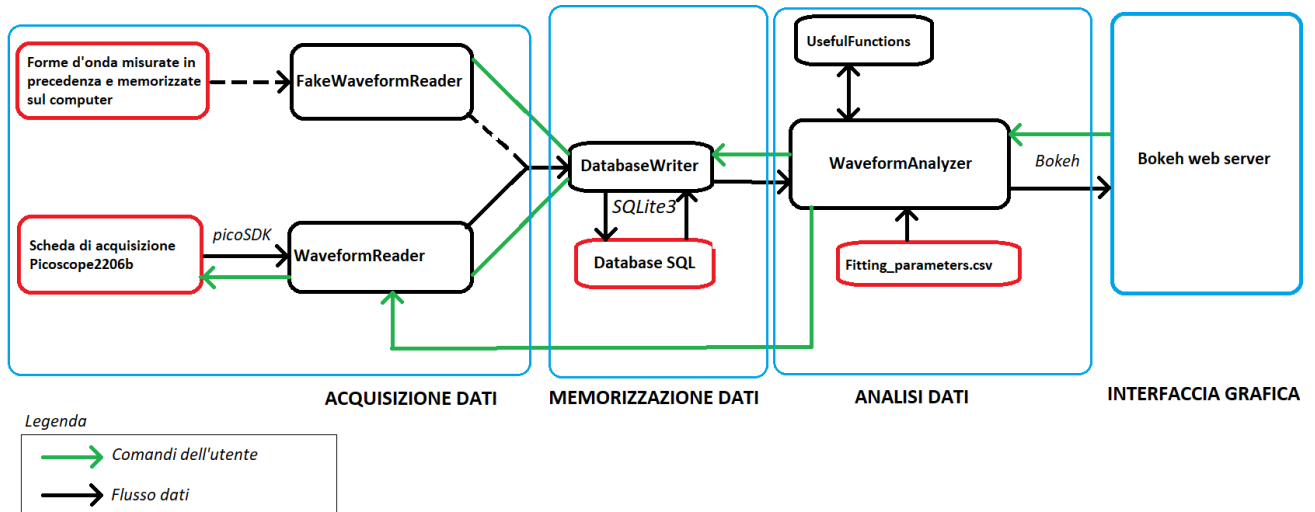


Figura 5.1. Diagramma a blocchi rappresentante il funzionamento generale del programma

## 5.1 Acquisizione dati

Nella sezione **ACQUISIZIONE DATI** sono raggruppate tutte le classi Python e gli strumenti esterni necessari per effettuare questa mansione. Il programma è in grado di acquisire i dati in due modi fondamentalmente diversi.

Il programma in modalità di funzionamento standard usa la classe **WaveformReader**, che ha lo scopo di comunicare direttamente con la scheda di acquisizione, richiedere in output le forme d'onda lette e poi mandarle al resto del programma. Tramite **WaveformReader** è inoltre possibile modificare le impostazioni di misura dell'oscilloscopio, come intervallo di misura, numero di campionamenti, il livello ed il tipo di trigger. La comunicazione tra programma e scheda di acquisizione è possibile usando le funzioni della classe `picoSDK.ps2000a`, necessarie per comunicare con tutte le schede della serie Picoscope 2000a [11]. Queste funzioni sono native per il linguaggio C ed è perciò necessario usare variabili in grado di attraversare il confine tra Python e C. Ciò è stato effettuato usando la classe `ctype`.

La classe **FakeWaveformReader** ha invece il compito di simulare il comportamento di **WaveformReader**, funzionalità molto utile nel caso sia necessario apportare modifiche e testare il software quando non si ha possibilità di comunicare direttamente con la scheda di acquisizione. Data una cartella contenente diversi file di prese dati dell'oscilloscopio LeCroy Wave Master, questa classe è in grado



di sceglierne uno in modo casuale, leggerne i contenuti e passarli al resto del programma come se fossero stati appena acquisiti. Questa classe è stata creata solo per essere utilizzata durante il processo di testing del software e non è pensata per l'utilizzo da parte dell'utente. Da ciò deriva la scelta di usare la linea tratteggiata nel diagramma a blocchi.

## 5.2 Memorizzazione dati

Nella sezione **MEMORIZZAZIONE DATI** è descritto appunto il sistema usato per memorizzare i dati nel programma tramite la classe `DatabaseWriter`. Si è deciso di utilizzare un database SQL per la gestione dei dati, interagendo con esso tramite le funzioni della libreria Python `sqlite3`. La classe è in grado di: creare un database, memorizzare al suo interno le forme d'onda lette tramite `WaveformReader` oppure `FakeWaveformReader`, rileggere il database trasformando i suoi contenuti in liste Python e eventualmente pulirne la memoria. I dati, prima di essere memorizzati nel database, vengono convertiti in un flusso di byte e, tramite la libreria `base64`, vengono codificati in stringhe puramente alfanumeriche secondo lo standard RFC-3548<sup>2</sup> a 64 bit. Per la lettura dei dati viene effettuato il procedimento inverso. Il funzionamento tipico della classe `DatabaseWriter` è descritto nel diagramma a blocchi in figura 5.2.

## 5.3 Analisi dati all'interno del programma

Il programma Python `WaveformAnalyzer` è quello principale e sarà questo quello che l'utente dovrà chiamare quando vorrà interagire con il setup di misura. Vengono qui gestiti sia l'analisi dati sia l'interfaccia grafica, che verrà analizzata in una sezione successiva. Il programma è in grado di iniziare una presa dati, terminarla, chiedere una lettura dei dati contenuti nel database e infine analizzarli. Le funzioni usate per l'analisi di regressione sono quelle descritte nel capitolo 4 e una loro traduzione in Python è contenuta nella classe `UsefulFunctions`. L'analisi di regressione vera e propria è effettuata applicando il metodo dei minimi quadrati con la funzione `scipy.optimize.curve_fit` [12], si rimanda alla documentazione di Scipy per una sua descrizione più dettagliata. Le ipotesi iniziali sui parametri di fit, necessarie ad inizializzare la routine di minimizzazione numerica del  $\chi^2$ , sono contenute nel file `fitting_parameters.csv`, in

---

<sup>2</sup>Vedi [tools.ietf.org/html/rfc3548.html](https://tools.ietf.org/html/rfc3548.html)

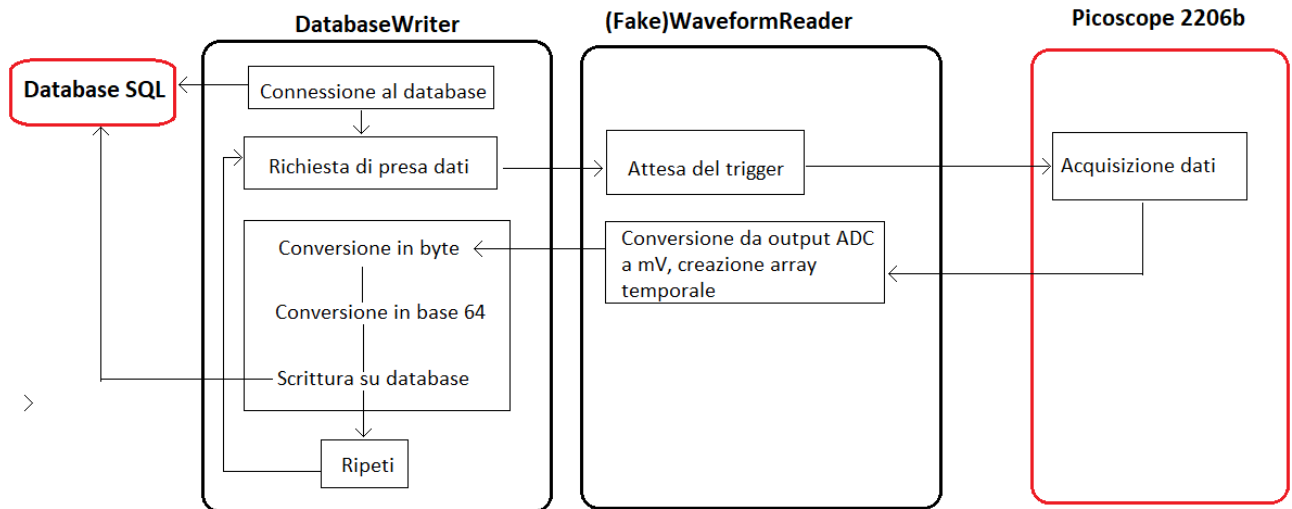


Figura 5.2. Diagramma a blocchi rappresentante il funzionamento generale del sistema di memorizzazione dati

modo che l'utente possa modificarli facilmente qualora ciò sia necessario. L'analisi è divisa in due parti. In primis vengono analizzate le ampiezze delle forme d'onda con `Amplitude_dist`. La funzione scorre su ogni presa dati, applica ad ognuna un filtro digitale anti-rumore di tipo gaussiano (utilizzando la funzione `scipy.ndimage.gaussian_filter`), e ne analizza l'ampiezza tramite uno dei 3 metodi esposti in precedenza: minimo dei dati filtrati, regressione tramite gaussiana asimmetrica o regressione tramite gaussiana "skewed". L'analisi di regressione non viene effettuata su ogni punto della forma d'onda, ma si sceglie invece di campionare la forma filtrata ogni 20 punti. Così facendo si riduce sensibilmente la potenza computazionale necessaria per effettuare queste operazioni. Tra questi 3 metodi:

- Il primo, quello della ricerca del minimo dei dati filtrati, risulta quello computazionalmente più efficiente e che non richiede alcuna ipotesi sui parametri di fit. Ciò rende questo metodo quello più adatto per effettuare le misure preliminari su un nuovo setup o l'analisi di grandi quantità di dati, ma le pessime performance per quanto riguarda la stima delle ampiezze e l'eliminazione del rumore lo rendono sconsigliato per analisi quantitative.
- Il metodo della Gaussiana asimmetrica, pur richiedendo maggiori tempi di computazione e ipotesi sui parametri di fit, è necessario per ottenere valori più accurati sulle ampiezze e una buona riduzione del rumore. L'ampiezza della forma d'onda si ottiene direttamente dall'analisi di regressione,

essendo questa uno dei parametri specifici della funzione.

- il metodo della Gaussiana "skewed" è ancora più lento computazionalmente, ma riesce meglio a eliminare le forme d'onda contenenti solo rumore. Variando i parametri di questa gaussiana, non si ottiene la stessa "flessibilità" che si ha con la gaussiana asimmetrica, la regressione avrà successo solo se la forma d'onda ha effettivamente la forma di un impulso, riducendo così la percentuale di forme d'onda erronee incluse nell'analisi. Tra i parametri della Gaussiana "skewed" non ne esiste uno direttamente correlato alla sua ampiezza. Si è quindi scelto, dopo aver effettuato il fit matematico, di calcolare questo valore con la funzione `scipy.optimize.minimize`, per trovare il minimo della funzione di fit che coincide in questo caso anche con la sua ampiezza.

Viene consigliato di utilizzare come metodo principale nell'analisi quello della Gaussiana asimmetrica. Le ampiezze ricavate sono poi raccolte in un istogramma.

L'analisi dell'istogramma avviene tramite la funzione `fit_hist`. L'istogramma dovrebbe avere la forma di una distribuzione di Landau, e per eseguire un'analisi di regressione su esso useremo, come indicato nel capitolo 4, la distribuzione di Moyal, che ne approssima bene il comportamento. Sono possibili 2 diverse modalità di analisi:

- tramite la sola distribuzione di Moyal, consigliata solo nel caso sia presente un picco dovuto al rumore trascurabile,
- tramite la somma di una distribuzione di Moyal e una distribuzione Gaussiana, per tener conto del rumore.

L'utente sarà in grado di selezionare la modalità che più si addice alla situazione. Il programma inoltre calcolerà il  $\chi^2$  e lo mostrerà a schermo, per dare un'idea dell'affidabilità della misura. Infine verrà anche calcolato il valore medio delle ampiezze misurate, così da risalire, moltiplicando l'ampiezza media per il guadagno, all'efficienza di raccolta di carica del sensore.

Nel file `fitting_parameters.csv` sono presenti tutti i parametri per inizializzare i fit delle varie funzioni presenti nel programma. Per quanto riguarda le funzioni di fit dell'istogramma il parametro dell'ampiezza della gaussiana di fondo e quello della Landau sono stimati direttamente dal programma, ma su `fitting_parameters.csv` si può impostare il limite approssimato che divide la parte dell'istogramma dove domina il contributo della Landau e quello dove domina il contributo delle prese dati contenenti solo rumore.

## 5.4 Interfaccia grafica

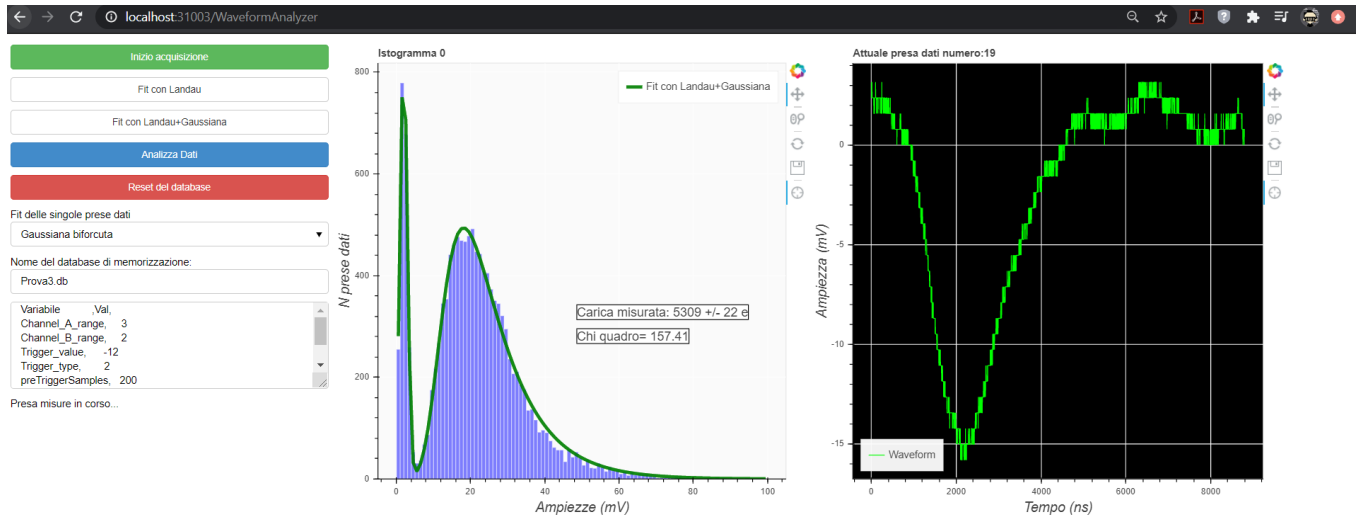


Figura 5.3. Schermata dell'interfaccia utente del programma. A sinistra sono presenti i tasti di comando, al centro l'istogramma delle ampiezze, a destra l'ultima forma d'onda acquisita dalla scheda Picoscope

L'interfaccia grafica è gestita dalla libreria Python bokeh. È possibile interagire con il programma tramite un web server creato da bokeh stessa e l'utente lanciando WaveformAnalyzer si ritroverà davanti alla schermata presente in figura 5.3.

Sulla sinistra sono presenti tutti i comandi con cui l'utente può interagire, A destra sono presenti due grafici sempre realizzati con bokeh. Il primo mostra l'istogramma delle ampiezze, insieme al grafico dell'eventuale funzione ottenuta con il fit matematico, mentre il secondo mostra l'ultima forma d'onda acquisita dalla scheda Picoscope, che viene aggiornata ogni secondo.

In figura 5.4 è presente un ingrandimento sui comandi del programma. Segue una descrizione dettagliata di questi comandi:

- Pulsante per iniziare e successivamente fermare una presa dati. Tutte le forme d'onda vengono memorizzate automaticamente sul database attualmente selezionato.
- Scegliere il metodo di fit dell'istogramma, Landau oppure Landau+Gaussiana. Quest'ultimo metodo è quello consigliato. Una volta premuto il pulsante vengono visualizzati sul grafico dell'istogramma il valore della carica media raccolta e il  $\chi^2$ , oltre all'andamento del fit matematico.

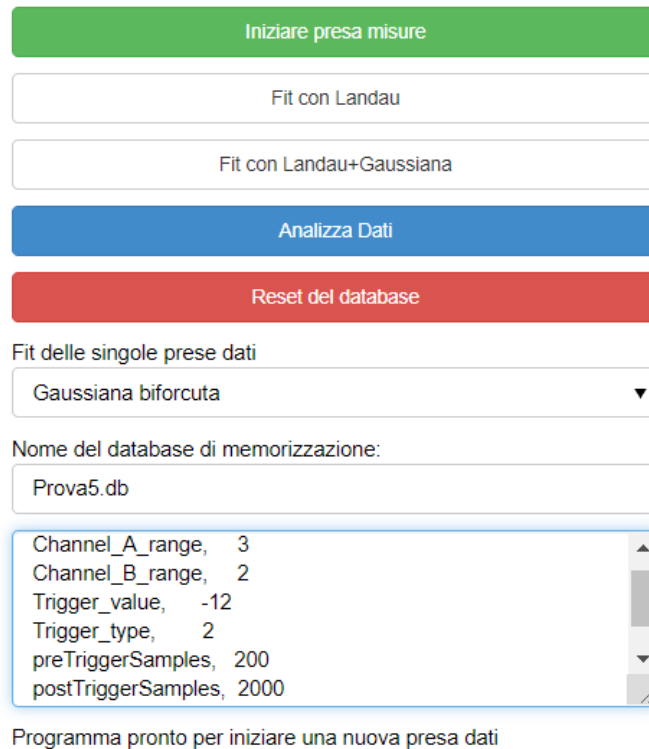


Figura 5.4. Schermata dell'interfaccia utente del programma, ingrandimento sulla parte dei comandi.

- Iniziare il processo di analisi delle ampiezze. Questo potrebbe richiedere tempi computazionali particolarmente lunghi, che dipendono dalla grandezza del database e dal metodo di analisi ampiezze. Su un database contenente  $10^4$  forme d'onda e usando il metodo della gaussiana asimmetrica, possono volerci anche 30 secondi. Una volta completata questa computazione, l'istogramma viene aggiornato coi nuovi dati.
- Scegliere il metodo di calcolo delle ampiezze, tra Gaussiana asimmetrica, "skewed" e ricerca semplice del minimo della forma d'onda, tramite un menù a tendina. Una volta scelto un metodo il processo di analisi dati inizia automaticamente.
- Cancellare la memoria del database corrente (ATTENZIONE: anche forme d'onda precedentemente memorizzate sul database correntemente in uso verranno cancellate). Il programma chiederà conferma dell'azione di cancellazione all'utente.

- Cambiare il nome del database su cui si ha intenzione di lavorare. Se si inserisce il nome di un database che presenta già altre forme d'onda al suo interno, queste non verranno cancellate, ma le nuove forme d'onda acquisite successivamente verranno aggiunte a quelle già presenti.
- Modificare i parametri dell'oscilloscopio, tramite la casella di testo. Le modifiche sono inoltre visualizzabili in tempo reale. Se si modifica il numero totale di campionamenti della forma d'onda si consiglia di memorizzare le nuove prese dati su un diverso database, in quanto l'analisi di forme d'onda aventi un numero di campionamenti differenti potrebbe causare un *crash* del programma. I parametri impostati sono comunicati direttamente alle funzioni della libreria `picoSDK.ps2000a` e quindi devono seguire il formato indicato nella documentazione di questo pacchetto<sup>3</sup>. Il valore della soglia trigger è da impostare in mV.

Sul grafico vengono stampati una volta calcolati la carica totale raccolta e l'errore ad essa associato. Questi valori sono calcolati su base statistica, calcolando i valori della carica media stimato su diverse distribuzioni di Landau, ottenute facendo variare casualmente i suoi parametri secondo una distribuzione di probabilità gaussiana, centrata attorno ai valori dei parametri ottenuti dal fit matematico.

---

<sup>3</sup>Si veda [www.picotech.com/download/manuals/picoscope-2000-series-a-api-programmers-guide.pdf](http://www.picotech.com/download/manuals/picoscope-2000-series-a-api-programmers-guide.pdf).

## Capitolo 6

# Conclusioni

Il futuro dei grandi esperimenti di fisica delle particelle è legato al successo nello sviluppo di nuove tecniche di rivelazione che consentano di migliorare drasticamente la risoluzione spaziale e temporale sui depositi di energia delle particelle cariche nei diversi piani di rivelazione.

L'iniziativa TIMESPOT dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare studia in quest'ottica i rivelatori allo stato solido, in cui un rivelatore è utilizzato per tradurre in un segnale elettrico la carica prodotta dal passaggio di una particella. Sebbene la tecnologia dei processi di fabbricazione di sensori in silicio sia molto avanzata grazie ai contributi provenienti dallo sviluppo della micro-elettronica, i rivelatori al diamante sono particolarmente promettenti perché uniscono ad una struttura a bande simile a quelle del silicio, una maggiore resistenza al danneggiamento da radiazione, rendendoli adatti ad un utilizzo prolungato nei futuri esperimenti agli acceleratori.

Nel corso del mio tirocinio, documentato in questa Tesi, mi sono occupato della messa in funzione di un setup sperimentale per la caratterizzazione dei rivelatori al diamante, in particolare volto a valutare la qualità del cristallo nelle diverse fasi del processo di creazione degli elettrodi. Infatti i processi di crescita del diamante, le tecniche di nanofabbricazione e l'esposizione a particelle ionizzanti possono modificare la struttura cristallina del diamante, introducendo *trap-pole* che accelerano il processo di ricombinazione di elettroni e lacune, rendendo parte della carica generata dall'interazione radiazione-materia non misurabile. La frazione di carica misurabile (definita efficienza di raccolta di carica, ECC) è dunque un parametro facilmente misurabile e strettamente correlato alla qualità del cristallo.

Il setup sperimentale che ho studiato è in grado di determinare l'efficienza di raccolta carica dividendo la carica raccolta per la carica generata mediamente da una particella al minimo di ionizzazione, nello spessore del sensore. Nel corso del mio tirocinio ho dapprima caratterizzato il setup utilizzando come strumento di riferimento un oscilloscopio a 12 bit con banda passante estendibile fino a 6

GHz, dopodiché ho programmato una scheda di acquisizione Picoscope2202B per automatizzare il processo di misura e analisi, dimostrando l'equivalenza dei risultati ottenuti con i due strumenti.

Ho infine sviluppato l'interfaccia utente del programma di acquisizione utilizzando tecnologie web per consentirne l'utilizzo ed il monitoraggio da postazioni remote anche a personale non sottoposto a misure di radioprotezione che non ha accesso al laboratorio durante le fasi di misura. In particolare il programma è strutturato in due processi paralleli, uno dedicato al controllo della scheda di acquisizione e l'altro che implementa un'interfaccia grafica accessibile da browser. La comunicazione tra i due processi avviene tramite un database SQL.

Utilizzando il programma in diverse campagne di acquisizione e caratterizzazione riportate nel dettaglio in questa tesi, ho evidenziato alcuni possibili miglioramenti nel setup e nella procedura di analisi. Innanzitutto, si potrebbe aggiungere la possibilità di modulare la differenza di potenziale applicata ai capi del sensore per poter così misurare l'efficienza di raccolta di carica al variare della tensione di polarizzazione, identificando la tensione a cui la velocità dei portatori satura. Per migliorare il fit con la Landau potrebbe essere inoltre necessario aggiungere parametri che modellino il rumore elettronico dovuto all'alimentatore ad alta tensione e alle correnti nel diamante, che causano un allargamento della distribuzione, eseguendo ad esempio la convoluzione della stessa con la Gaussiana che descrive il picco del rumore. Inoltre, l'incertezza dominante nella determinazione dell'efficienza di raccolta di carica si propaga dalla misura del guadagno che dovrà essere misurato più accuratamente con sensori di calibrazione.

Durante lo svolgimento di questo tirocinio e la stesura di questa tesi ho avuto la possibilità di lavorare in un contesto di ricerca internazionale e all'avanguardia come l'esperimento LHCb e il progetto TimeSPot, imparando importanti nozioni riguardanti lo sviluppo di sistemi di acquisizione dati automatici nel campo della fisica nucleare. Ho appreso utili metodi sulla scrittura di programmi in Python e in particolare nel campo dell'analisi di grandi quantità di dati e nella creazione di interfacce web tramite l'utilizzo di librerie specifiche, per essere facilmente utilizzati dall'utente.



# Bibliografia

- [1] LHCb, [home.cern/science/experiments/lhcb](http://home.cern/science/experiments/lhcb).
- [2] M. Fiorini et al., *4D fast tracking for experiments at the High Luminosity LHC, PoS Vertex2016* (2017)
- [3] LHCb, R. Aaij et al., *Physics case for an LHCb Upgrade II - Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era*. [arXiv 1808.08865](https://arxiv.org/abs/1808.08865)
- [4] TimeSpot Project, *The Challenge* [web.infn.it/timespot/index.php](http://web.infn.it/timespot/index.php)
- [5] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, Jhon Wiley and Sons, Inc. (2000)
- [6] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics*, College Edition, Harcourt College Publisher (1976).
- [7] Shulai Zhao, *Characterization of the eletrical proprerties of poliscristallyne diamond films*, PhD thesis, Ohio State U. (1994)
- [8] F. Bachmair et al., *A 3D diamond detector for particle tracking*, Nucl. Instrum. Meth. A786 97, [Erratum: Nucl. Instrum. Meth.A797,331].(2015)
- [9] S. Sciortino et al. , *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 703 152-162 (2017)
- [10] J.E. Moyal XXX, *Theory of ionization fluctuations*, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, (1955)
- [11] picoscope 2000a series API documentation [www.picotech.com/download/manuals/picoscope-2000-series-a-api-programmers-guide.pdf](http://www.picotech.com/download/manuals/picoscope-2000-series-a-api-programmers-guide.pdf)
- [12] curve\_fit, Scipy documentation [docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve\\_fit.html](http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html)