

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Analisi delle prestazioni di
fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) nella
rivelazione di elettroni ad alta energia

Relatore:
Prof. Andrea Alici

Presentata da:
Francesco Fiscelli

Anno Accademico 2023/2024

Sommario

Un ruolo fondamentale negli esperimenti di fisica delle alte energie è occupato dall'identificazione di elettroni e antielettroni. Per esempio, all'interno dell'esperimento ALICE al Large Hadron Collider (LHC) del CERN, gli elettroni forniscono informazioni molto importanti sullo stato della materia prodotto in collisioni ultrarelativistiche di ioni pesanti, il Quark-Gluon Plasma. Gli elettroni e la radiazione termica rilasciati da questo stato sono in grado di fornire informazioni sui primi istanti di vita dell'universo, sulla natura dell'interazione forte e sulle proprietà fisiche del QGP.

Al momento è in fase di progettazione un aggiornamento dell'esperimento ALICE, denominato ALICE 3, nel quale la rivelazione di elettroni è affidata ad un rivelatore Time of Flight, un rivelatore Ring Imaging Cherenkov e ad un calorimetro elettromagnetico. Un'alternativa possibile all'utilizzo di questi rivelatori è sfruttare fotorivelatori SiPM; gli elettroni, infatti, che hanno una massa molto minore rispetto agli adroni e alle altre particelle cariche, sono gli unici a produrre effetto Cherenkov in aria. Per questa ragione, alla beam facility PS-T10 del CERN si è indagata la possibilità di identificare elettroni mediante l'utilizzo di un fotorivelatore SiPM delle dimensioni di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ di area prodotto dalla foundry FBK. La capacità di questi fotorivelatori di distinguere elettroni da altre particelle cariche è stata analizzata anche mediante una simulazione realizzata con il framework di analisi dati ROOT.

Indice

Introduzione	iv
1 ALICE 3	1
1.1 Gli esperimenti ALICE e ALICE 3	1
1.2 Fisica da investigare con l'upgrade ad ALICE 3	4
1.3 L'apparato sperimentale di ALICE 3	7
1.3.1 Rivelatore TOF	10
1.3.2 Rivelatore RICH	12
1.3.3 SiPM per costruire un rivelatore TOF e RICH	13
1.4 Identificazione di elettroni nell'esperimento ALICE 3	14
2 Rivelatori al Silicio e principi di funzionamento	17
2.1 Semiconduttori	17
2.2 Giunzione pn e suo utilizzo nei rivelatori al Silicio	19
2.2.1 Rivelatori di particelle in Silicio	22
2.3 Misure temporali con sensori al Silicio	23
2.4 Silicon PhotoMultiplier (SiPM)	25
2.4.1 Principii operativi dei SiPM	25
2.4.2 SPAD come elemento circuitale all'interno del SiPM	27
2.4.3 Photon Detection Efficiency (PDE)	29
2.4.4 Rumore nei SiPM	32
3 Identificazione di elettroni attraverso SiPM	35
3.1 Apparato sperimentale	36
3.2 Selezione del segnale	39
3.3 Analisi dati e risultati	40
3.4 Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM	45
3.4.1 Parametri fondamentali della simulazione	46
3.4.2 Descrizione dettagliata della simulazione	47
3.4.3 Risultati della simulazione e confronto con i dati sperimentali	55
Conclusioni	64

Indice

Bibliografia

66

Introduzione

La Particle Identification (PID), ovvero la capacità di identificare il tipo di particelle misurate, è un aspetto cruciale negli esperimenti di fisica delle particelle elementari e delle alte energie. In particolare, è molto importante saper identificare elettroni e antielettroni. Un esperimento in cui gli elettroni ricoprono un ruolo molto importante è l'esperimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) all'interno del progetto LHC (Large Hadron Collider) situato al CERN, a Ginevra. In questo esperimento si osservano urti tra nuclei pesanti ad altissime energie e velocità. Le condizioni energetiche estreme che si verificano in tali collisioni permettono alla materia di esistere in uno stato molto particolare. Si viene a creare, infatti, il Quark-Gluon Plasma (QGP) caratterizzato dal fatto che, al suo interno, quark e gluoni si comportano come se fossero liberi dall'effetto del confinamento delle cariche di colore che costringe i quark ad esistere solo all'interno di stati legati. È importante studiare questo stato della materia, poiché rappresenta lo stato in cui si è trovato l'universo negli istanti successivi al Big Bang. All'interno dell'analisi del QGP gli elettroni e la loro identificazione assumono un ruolo fondamentale, soprattutto per lo studio dello spettro della radiazione termica e dei dielettroni (coppie elettroniche) da esso emessi. L'analisi di queste particelle, infatti, permette di ottenere informazioni sulle grandezze caratteristiche del QGP, come ad esempio: temperatura, velocità, densità e, soprattutto, su come esso raggiunga l'equilibrio termico. Questo è di particolare importanza poiché durante questo processo avvengono la formazione degli adroni e, successivamente, la formazione dei nuclei atomici e della materia ordinaria, proprio come accadde dopo il Big Bang. L'esperimento ALICE è quindi fondamentale per la comprensione della cromodinamica quantistica (QCD) e di come l'universo si sia formato.

L'attuale esperimento ALICE ha già fornito una quantità sensibile di informazioni riguardo al QGP. Per ottenere, però, dati più precisi, è necessario un apparato sperimentale più avanzato, come quello progettato per ALICE 3, il quale prevede, tra le altre cose, un sistema molto avanzato per l'identificazione degli elettroni, composto da un rivelatore Time Of Flight (TOF), un rivelatore Ring Imaging Cherenkov (RICH) e da un calorimetro elettromagnetico (EMCal). Questi sistemi, sebbene avanzati, hanno degli svantaggi, tra cui l'elevato costo di realizzazione. Quindi numerosi team di ricercatori del CERN stanno studiando metodi alternativi per la rivelazione di elettroni. Uno di questi è de-

Introduzione

scritto e proposto in questo lavoro di tesi: l'idea è quella di identificare gli elettroni mediante dei fotorivelatori SiPM. Questo è possibile poiché, data la bassa massa degli elettroni, questi, in aria, sono in grado di generare fotoni Cherenkov, attivando così numerosi SPAD (unità fondamentale del SiPM) sul rivelatore, al contrario di particelle cariche più pesanti che, tipicamente, ne accendono uno solo. Lo studio presentato in questa tesi è stato effettuato analizzando i dati raccolti alla beam facility PS-T10 del CERN, prodotti da un fascio di particelle cariche di impulso $1.5 \text{ GeV}/c$. Come rivelatore di elettroni tramite fotoni Cherenkov si è utilizzato un SiPM di area $3 \times 3 \text{ mm}^2$ prodotto dalla foundry FBK. Le misure sulla rivelazione di elettroni date dall'apparato utilizzato, però, presentano una grande incertezza dovuta sia alla difficoltà a determinare la reale composizione del fascio, sia all'alto rumore di fondo. Per poter visualizzare l'efficacia di questo metodo per la rivelazione di elettroni, è stata eseguita una simulazione del processo di emissione di fotoni Cherenkov e dell'apparato strumentale e si sono confrontati i risultati con i dati sperimentali. Tale strumento permetterà anche di fare predizioni sui risultati dell'esperimento in condizioni diverse da quelle analizzate nel seguito di questa tesi.

Nel Capitolo 1 di questa tesi sono presentati gli obiettivi di ricerca di ALICE e ALICE 3, assieme alla loro struttura e ai vari sistemi legati all'identificazione di elettroni e delle proprietà del QGP.

Nel Capitolo 2, invece, sono descritti, dopo una breve introduzione sui semiconduttori e le giunzioni pn , i principi di funzionamento dei rivelatori al Silicio, con particolare attenzione ai SiPM e alle loro caratteristiche.

Infine, nel terzo capitolo, sono presenti una prima parte contenente l'apparato sperimentale utilizzato per raccogliere i dati analizzati, e l'analisi di questi ultimi mediante una macro di ROOT. Nella seconda parte, invece, è presentata una descrizione dettagliata della macro di ROOT che permette di simulare il passaggio di particelle cariche ed elettroni attraverso un SiPM, accompagnata da una trattazione in cui si confrontano i risultati della simulazione con i dati sperimentali.

Capitolo 1

ALICE 3

1.1 Gli esperimenti ALICE e ALICE 3

ALICE, (A Large Ion Collider Experiment) è uno degli esperimenti al collisionatore LHC (Large Hadron Collider) del CERN (Figura 1.1) dedicato alla fisica degli ioni pesanti.

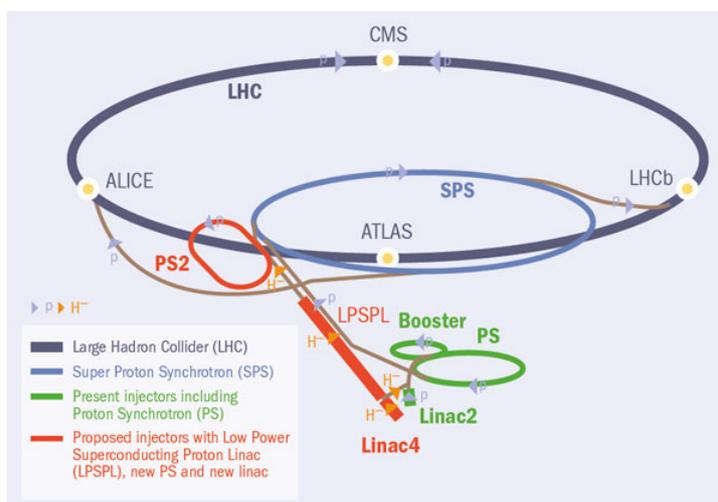


Figura 1.1: *Schema illustrativo di LHC, comprensivo dell'esperimento ALICE [1].*

L'esperimento ALICE si occupa di studiare la cromodinamica quantistica (QCD), quindi l'interazione forte descritta dal modello standard delle particelle [2]. In particolare, il rivelatore ALICE è stato concepito per analizzare le collisioni tra nuclei pesanti (come, ad esempio, collisioni Pb-Pb) in condizioni ultra-relativistiche. Ciò permette lo studio approfondito dei prodotti di questi urti, come ad esempio adroni, elettroni, muoni e fotoni. Queste collisioni sono altamente energetiche, per cui ad esse sono associate delle

1.1. Gli esperimenti ALICE e ALICE 3

temperature alquanto elevate, le quali permettono di ricreare in laboratorio condizioni molto simili a quelle in cui si trovava l'universo negli istanti immediatamente successivi al Big Bang (Figura 1.2 e Figura 1.3).

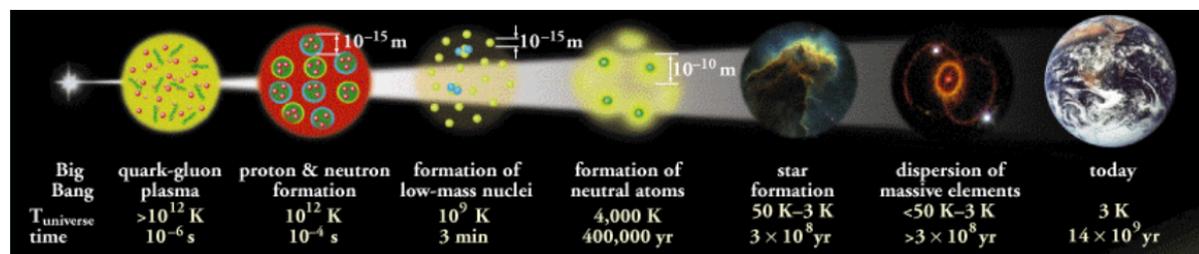


Figura 1.2: Visualizzazione grafica dell'evoluzione e dell'espansione dell'universo che mostra dopo quanto tempo e a quali temperature siano avvenuti i principali avvenimenti. ALICE ed ALICE 3 hanno l'obiettivo di studiare i primissimi momenti della vita dell'universo, mediante l'analisi del QGP [3].

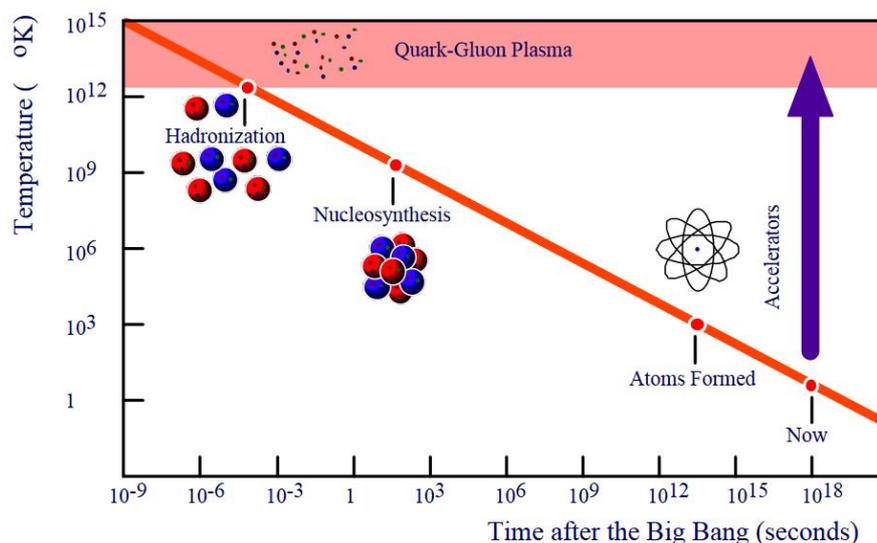


Figura 1.3: Il grafico mostra l'andamento della temperatura dell'universo in funzione del tempo trascorso dal Big Bang, mettendo in evidenza i momenti principali di questa evoluzione, partendo dal QGP, fino ad arrivare al giorno d'oggi [4].

Ciò è molto importante poiché, secondo la QCD, una volta superata una densità di energia critica, gli adroni, e quindi anche la materia ordinaria, si decompongono in plasma di quark e gluoni, chiamato Quark-Gluon Plasma (QGP). Questo stato della materia è molto interessante, poiché al suo interno quark e gluoni si comportano come se fossero quasi liberi. Lo scopo di ALICE è di studiare i risultati di queste collisioni tra ioni pesanti, concentrandosi sui loro prodotti, tra i quali occupano un ruolo di particolare importanza gli adroni heavy-flavour, ovvero composti dai quark più pesanti previsti dal

1.1. Gli esperimenti ALICE e ALICE 3

modello standard: charm e bottom (o beauty). Mediante l'analisi del QGP, degli urti e dei prodotti generati durante il processo, si cerca di capire cosa sia successo negli istanti successivi al Big Bang, studiando i vari step attraversati dal QGP per termalizzare, ovvero per arrivare all'equilibrio termico. Di particolare interesse sono i processi di adronizzazione, ovvero di formazione degli adroni e della materia ordinaria [5], il ripristino della simmetria chirale descritta dal modello standard, per temperature maggiori di quella di confinamento, la quale viene successivamente rotta per l'azione del campo di Higgs, che dona così ai fermioni una massa diversa da zero.

Il QGP può essere analizzato e sondato mediante l'interazione con particelle ad energia differente. Si possono utilizzare "jet" di partoni che hanno una scala risolutiva di $0.01 fm$ (ad una energia di circa $20 GeV$) o, in alternativa, stati legati di un quark pesante e del suo corrispondente di antimateria (quarkonia), come il J/ψ (charmonium) e l' $Y(1S)$ (bottomonium) che hanno un'estensione spaziale di circa $0.2 fm$, la cui produzione, una volta che questi attraversano il QGP, viene soppressa, perché l'energia del plasma è maggiore dell'energia di legame. Ad ALICE si è osservata però una ricombinazione di quark charm e anticharm, che conferma il deconfinamento all'interno del QGP [6]. Infine, per analizzare il QGP, ALICE fa utilizzo anche di quark charm a bassa energia, i quali si muoveranno secondo un moto di tipo browniano.

In questi primi anni di presa dati, l'esperimento ALICE ha fornito un'importante serie di misure di precisione sulle proprietà dello stato di QGP creato in laboratorio attraverso collisioni di nuclei pesanti ultra-relativistici, ampliando significativamente le nostre conoscenze nel campo della fisica nucleare. Queste misure riguardano soprattutto l'analisi della produzione di adroni pesanti (contenenti quark charm e bottom) e dello spettro dileptonico da radiazione termica generati da urti ad alte energie. Per questo motivo nasce il progetto ALICE 3, come upgrade e sostituto di ALICE e della sua strumentazione. Sarà necessario, quindi, costruire un apparato sperimentale caratterizzato da un elevato readout rate, portato da $1 kHz$ a $50 kHz$, per poter digitalizzare velocemente i dati, alta capacità di tracciamento, ottime capacità di vertexing, per individuare in quale punto dello spazio sia avvenuto il processo preso in esame, in aggiunta alla capacità di saper facilmente riconoscere i vari tipi di particelle, in un range energetico che parte da qualche MeV/c . L'identificazione delle particelle sarà effettuata tramite l'utilizzo di un rivelatore che sfrutta la tecnica di tempo di volo (Time Of Flight, TOF), un rivelatore Cherenkov, un calorimetro elettromagnetico e un rivelatore per muoni. Il progetto di ALICE 3 prevede un significativo upgrade dell'esperimento, il quale permetterà di effettuare misurazioni in un intervallo di pseudorapidità più ampio di un fattore 4 rispetto a quello che caratterizza l'esperimento attuale, accompagnato da luminosità (ovvero numero di eventi registrati per unità di tempo e per sezione d'urto) circa 20 – 50 maggiori di quella odierna. A livello numerico ciò implica che nelle collisioni protone-protone sarà necessario avere una luminosità istantanea di $3.0 \cdot 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$ e una luminosità integrata per un mese di attività pari a $0.5 fb^{-1}$. Quest'ultimo parametro, nei casi di nuclei

1.2. Fisica da investigare con l'upgrade ad ALICE 3

pesanti sarà di circa 5.6 nb^{-1} . Infine, per lo studio dell'emissione di quark pesanti e dell'emissione termica dei dileptoni, si utilizzerà un range molto ampio di valori dell'impulso trasverso, compreso circa tra i $100 \text{ MeV}/c$ e i $100 \text{ GeV}/c$. L'esperimento ALICE 3 sostituirà ALICE nel luogo in cui si trova attualmente e verrà costruito tra il 2033 e il 2034, nel periodo di Long Shutdown 4, tra i periodi di attività Run 4 e Run 5.

1.2 Fisica da investigare con l'upgrade ad ALICE 3

Durante gli studi preliminari per la preparazione e la progettazione di ALICE 3, sono stati evidenziati i principali obiettivi di studio del QGP. Di seguito ne descriveremo alcuni [2]:

- **Studio dell'adronizzazione nel QGP:** Lo studio del QGP ha evidenziato come esistano nuovi meccanismi di formazione di adroni (ovvero di *adronizzazione*), differenti da quelli conosciuti dalla fisica delle particelle ad energie più basse [2]. Questi meccanismi sono dovuti al fatto che, a causa delle alte temperature e densità, i quark possono, per ricombinazione diretta o coalescenza, dare origine, in fase di raffreddamento, a numerosi tipi di adroni. In seguito alla collisione di ioni pesanti, si viene a formare il QGP, all'interno del quale sono presenti numerosi partoni (quark e gluoni) che, dopo l'urto, proprio come negli istanti successivi al Big Bang, tendono a raggiungere l'equilibrio termico. L'espansione, e quindi il raffreddamento, di questo sistema fino all'equilibrio, porta alla produzione di barioni (stati legati di tre quark, come ad esempio protone e neutrone) e di mesoni (stati legati quark-antiquark), con la produzione dei primi più favorita rispetto alla situazione di adronizzazione per frammentazione nel vuoto che si ha, ad esempio, in collisioni protone-protone. L'obiettivo è utilizzare ALICE 3 per raccogliere informazioni sul processo di adronizzazione del QGP, soprattutto potendo analizzare barioni multicharm, mesoni contenenti un charm o un bottom (*P-wave quarkonia*, caratterizzati da momento angolare orbitale $L = 1$) e altri adroni meno comuni. Da alcune misure precedenti di questo tipo fatte con l'apparato di ALICE, si vede che nel QGP l'interazione tra un quark e il suo antiquark è più debole rispetto a quanto accade ad energie minori; ci si aspetta una minore produzione di stati charmonium (mesone con una coppia charm anticharm) e bottomonium (mesone con una coppia bottom antibottom). Mediante, però, la formazione di altri stati P-wave, che possono esistere più facilmente nel QGP, si potrà studiare come gli stati legati si comportano in queste condizioni. Un'ulteriore forza dell'esperimento ALICE 3 sarà poter dare origine a numerosissime specie contenenti quark pesanti, anche se lo studio si concentrerà su quegli adroni contenenti quark pesanti che molto difficilmente possono essere prodotti in altra maniera (ad esempio con la frammentazione) [2].

1.2. Fisica da investigare con l'upgrade ad ALICE 3

- **Propagazione di quark pesanti:** Nelle collisioni profondamente inelastiche si possono originare partoni (ovvero gluoni e quark) con alto impulso trasverso i quali, interagendo con il QGP, perdono energia. Misurando gli effetti dovuti alla propagazione nel QGP di questi partoni e confrontando quanto atteso con la QCD, si possono ricavare numerose proprietà del plasma stesso. I quark pesanti, ovvero charm e bottom, hanno masse molto elevate, rispettivamente $m_c \sim 1.3 \text{ GeV}/c^2$, $m_b \sim 4.2 \text{ GeV}/c^2$. Quindi, in accordo con la teoria perturbativa della QCD, possono essere prodotti solo in processi ad altissima energia, come ad esempio hard scattering e gluon splitting. Essendo le energie in gioco così alte, questi processi avvengono su scale di tempo minori rispetto a quanto impieghi il QGP a raggiungere lo stato di equilibrio. Durante tale processo, questi quark possono interagire con il mezzo in maniera elastica, o inelastica, dando così origine a nuove particelle. Scattering elastici a bassa energia danno origine ad un moto browniano legato alle proprietà di diffusione del QGP per elevate lunghezze d'onda. Poiché ci troviamo in regime di moto browniano, l'interazione tra quark pesanti e plasma è descritta da un coefficiente di resistenza D_s . In tale regime, la relazione che lega D_s al tempo di rilassamento τ_Q di un quark pesante è:

$$\tau_Q = \frac{m_Q}{T} D_s \quad (1.1)$$

dove m_Q è la massa del quark e T la temperatura del mezzo. Ciò indica che il quark bottom raggiunge l'equilibrio dopo il charm, essendo più massivo. Risulta quindi importante la misura del parametro D_s , il quale per ora è stimato, per il mesone D , nell'intervallo $15 < \frac{2}{\pi} D_s \cdot T_c < 45$, alla temperatura critica di $T_c = 155 \text{ MeV}/c$. Per restringere questo intervallo di valori è necessario diminuire l'incertezza strumentale, e questo può essere fatto solo mediante un upgrade dell'hardware dell'esperimento. La realizzazione di ALICE 3, inoltre, permetterà di misurare D_s anche per il quark bottom, o comunque per adroni che lo contengono. Questo, visto che conosciamo il rapporto delle masse tra bottom e charm, ci può dare informazioni anche sul modo in cui il quark charm si comporta nel QGP, poiché impiega meno tempo del bottom a raggiungere l'equilibrio. Inoltre, è vantaggioso svolgere misure sul quark bottom e sugli adroni che lo contengono poiché c'è minor feed-down. Questo perché non tutti gli adroni con charm nascono dagli urti sopra citati, ma spesso sono originati da adroni dotati di bottom. Utilizzare misure legate a charm generati in questo modo risulterebbe erroneo.

Informazioni sul moto di questi quark nel QGP possono essere ricavate mediante un'analisi energetica. Ciò si può fare analizzando la decorrelazione azimutale, cioè la perdita di correlazione tra le direzioni azimutali, nel processo di creazione di coppie di adroni, come ad esempio considerando la coppia $D\bar{D}$, ma per poter fare misure precise di questo tipo, è necessario essere dotati di strumenti con un range più ampio di pseudorapidità ($|\eta| < 4$ per ALICE 3, $|\eta| < 1$ per ALICE) [2].

1.2. Fisica da investigare con l'upgrade ad ALICE 3

- **Radiazione termica di dileptoni e radiazione elettromagnetica:** Un dileptone è una coppia leptone antileptone, come ad esempio e^-e^+ o $\mu^-\mu^+$ (anche se come tali possono essere considerati i fotoni virtuali). Queste coppie, come anche i fotoni, non sono interessate dall'interazione forte, quindi non interagiscono con il QGP. Nonostante ciò, durante le collisioni ad alta energia vengono generati tanti fotoni e tanti dileptoni. Poiché il rate di emissione termica di fotoni cresce intensamente all'aumentare della temperatura, lo spettro di radiazione termica può essere utilizzato per trarre numerose informazioni sull'espansione del QGP, sulla velocità con cui questa avviene e sulla sua temperatura, soprattutto nelle fasi iniziali del processo. In particolare, già con alcune misure che si prenderanno nei Run 3 e Run 4 si potrà andare a fare una prima stima della temperatura del QGP nella fase iniziale. ALICE 3, potendo integrare una maggiore luminosità ed essendo dotato di strumenti più precisi, permetterà di andare a migliorare le stime delle temperature del plasma a partire dagli spettri termici di fotoni e dileptoni [2].
- **Ripristino della simmetria chirale:** Se si considera la Lagrangiana della QCD e ne si prende il limite senza massa, si vede che questa è simmetrica per trasformazioni chirali da stati destrorsi a quelli sinistrorsi e viceversa. In verità però, osservando la spettrometria di massa degli adroni, quello che si osserva è una rottura di questa simmetria. Il meccanismo legato all'origine di questa rottura è importante poiché genera la maggior parte della massa della materia ordinaria; il contributo del campo di Higgs è molto minore. La rottura della simmetria di chiralità è importante anche per considerazioni legate al QGP, poiché questa avviene a temperature simili a quelle in cui ha luogo il cambiamento di fase e si verifica il deconfinamento. Sperimentalmente si osserva che la produzione di dileptoni vicino a questa transizione di fase è influenzata dalla modifica della chiralità, e quindi essa può essere misurata, soprattutto mediante l'analisi di quelli che sono i mesoni vettoriali. L'esempio sperimentale più importante è dato dal mesone $\rho_0(770)$, il quale decade molto velocemente all'interno del QGP. Una sua caratteristica è avere un ben definito corrispondente chirale, ovvero il mesone $a_1(1260)$, il quale può essere analizzato mediante lo studio della sua controparte $\rho_0(770)$. Quello che sperimentalmente si è fatto con ALICE (anche se in maniera limitata perché l'incertezza sperimentale supera il 5%) è andare ad osservare gli spettri di massa dei dileptoni termici, illustrati in Figura 1.4, in cui sono esposti gli effetti attesi di un mix della chiralità di ρ_0 con a_1 . È facile vedere che gli effetti di mixing che l'esperimento ALICE 3 si pone come obiettivo di misurare, provochino una modifica dello spettro di massa dei dileptoni nel range che si trova tra $0.85 \text{ GeV}/c^2$ e $1.2 \text{ GeV}/c^2$. In particolare, si osserva che, nel range sopra citato ci sia un appiattimento della funzione spettrale, il che indica la presenza di un mixing tra i due mesoni e, di conseguenza, un avvicinamento alla ricostruzione della simmetria chirale, che a temperature minori si perde completamente [2].

1.3. L'apparato sperimentale di ALICE 3

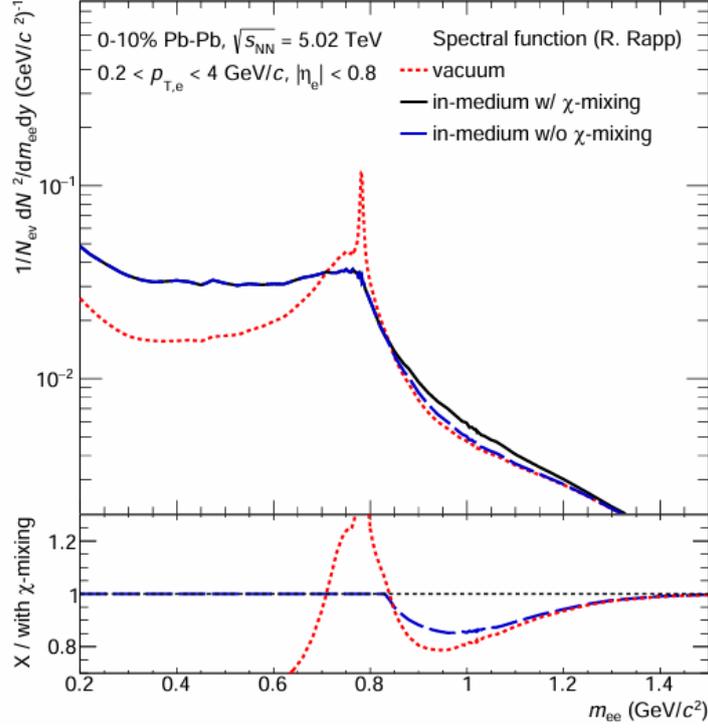


Figura 1.4: Spettro di massa dei dileptoni termici in tre diversi scenari: senza gli effetti del mezzo, nel mezzo senza gli effetti del mixing chirale, nel mezzo con gli effetti del mixing chirale [2].

- **Studio dei fotoni ultra-soft:** Si parla di fotoni soft quando l'energia ad essi associata è molto minore dell'energia degli adroni o dei nuclei che, mediante urti anelastici, li hanno generati. In particolare, i limiti di ALICE fanno sì che si possa lavorare solo con fotoni che hanno energie dell'ordine di 1 GeV . ALICE 3, al contrario, sarà in grado di studiare radiazione elettromagnetica il cui impulso trasverso è compreso tra $1 \text{ MeV}/c \leq p_T \leq 100 \text{ MeV}/c$. Ciò permetterà ai ricercatori di ricavare ulteriori informazioni sugli urti avvenuti nel QGP, e di verificare e stabilire sperimentalmente il limite infrarosso di QED e QCD.

1.3 L'apparato sperimentale di ALICE 3

Daremo ora una breve descrizione dell'apparato sperimentale che è stato progettato per ALICE 3 (Figura 1.5 e Figura 1.6).

In particolare, gli osservabili descritti nel paragrafo precedente e la precisione richiesta nella loro misura definiscono le caratteristiche che i detector installati dovranno avere. Uno dei principali upgrade rispetto al progetto attuale è quello di avere una copertura

1.3. L'apparato sperimentale di ALICE 3

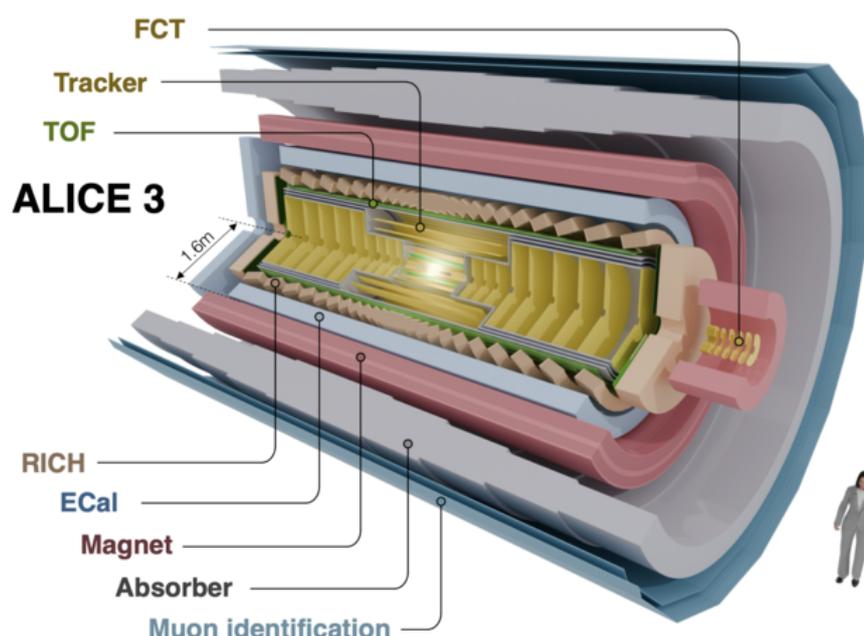


Figura 1.5: Rappresentazione schematica del layout dell'apparato sperimentale di ALICE 3 [7].

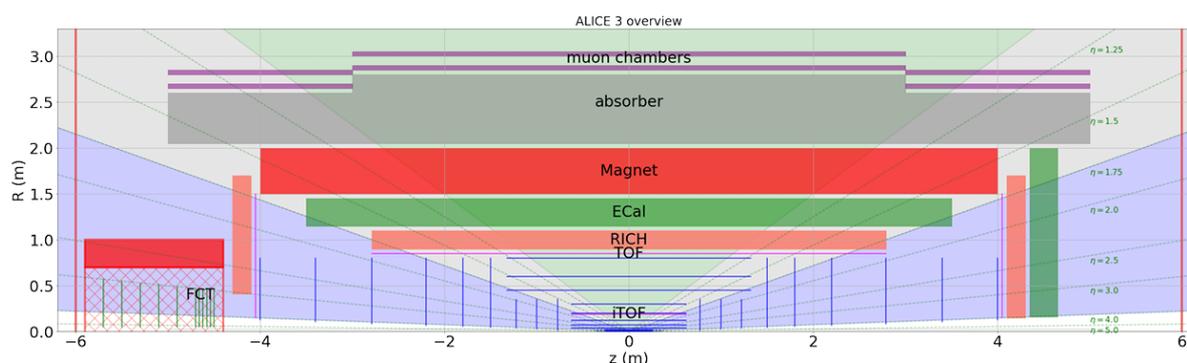


Figura 1.6: Sezione longitudinale dell'apparato sperimentale previsto per ALICE 3. Lungo l'asse orizzontale è riportata la distanza, in metri, dal centro del rivelatore, dove avvengono gli urti, mentre sull'asse verticale è riportata la distanza radiale dal centro. Sono presenti anche valori di pseudorapità per le varie sezioni del rivelatore [2].

in pseudorapità $|\eta| \leq 4$, la quale è molto importante perché: migliora i risultati della statistica, permette misure più precise per bassi impulsi trasversi, e fornisce un modo di studiare correlazioni a lungo range. Si vogliono anche migliorare sia la risoluzione di vertexing, in modo tale da poter analizzare in maniera più approfondita i vertici secondari delle catene di decadimento degli adroni pesanti, sia la capacità di identificazione di elettroni e muoni, in range molto ampi di impulso trasverso (per gli elettroni, ad esempio

1.3. L'apparato sperimentale di ALICE 3

l'obiettivo è un intervallo che va da $\sim 50 \text{ MeV}/c$ a $\sim 2 \text{ GeV}/c$). La ricostruzione delle tracce delle particelle cariche è ciò che costituisce il nucleo di ALICE 3. Questa avverrà mediante l'installazione di un tracker di pixel di Silicio a forma di cilindro di 80 cm di diametro e lunghezza di $\pm 4 \text{ m}$ attorno al punto in cui avviene l'interazione, accompagnato da un tracker esterno è formato da 8 strati cilindrici e da 9 Forward Conversion Tracker (a forma di disco), presenti su un lato dell'esperimento. Per ottenere la risoluzione di tracking desiderata, è necessario che la misura del primo urto avvenga il più vicino possibile al punto dello spazio in cui l'interazione prende luogo, e che ci sia pochissimo materiale tra il fascio e il primo cilindro del detector, per evitare il multiple scattering. Questa distanza radiale minima è determinata dall'apertura del fascio di LHC, che vale circa 5 mm in condizione di fascio stabile e circa 15 mm durante la fase di iniezione delle particelle e di ramp up dei magneti. Per questo motivo è stata progettata una struttura retrattile, denominata IRIS tracker, formata da 4 "petali" (Figura 1.7) che possono ruotare e chiudersi simultaneamente, come in un diaframma ottico a iride, fino ad una distanza minima di 5 mm .

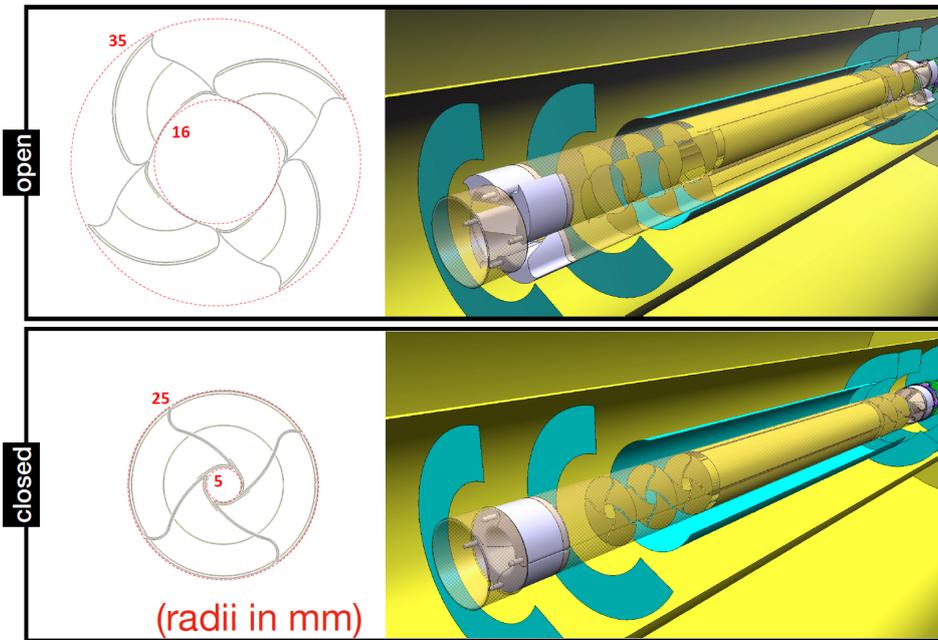


Figura 1.7: Schema di funzionamento di IRIS tracker e di come la sua struttura permetta di aprirsi e chiudersi intorno al centro del fascio in base alle necessità sperimentali [8].

Per ridurre al minimo la contaminazione del vuoto primario di LHC, dovuta al possibile degassamento di alcuni suoi componenti, il tracker dovrà essere contenuto in un vuoto secondario, separato dal vuoto primario da un sottile involucro. Questo involucro è il principale contributo al material budget, poiché la sua parete si trova prima del primo

1.3. L'apparato sperimentale di ALICE 3

punto di misurazione (Figura 1.5). Le misure dell'impulso sono ricostruite dall'analisi della curvatura subita dalle particelle cariche all'interno di un campo magnetico, generato da magneti superconduttore solenoidale. Nell'ipotesi di avere un campo magnetico di intensità pari a $\sim 2 T$, si può arrivare ad ottenere una risoluzione relativa di $p_T \sim 1\%$, che permette di avere buone misure su range di p_T che vanno dalla decina di MeV/c fino a $\sim 30 GeV/c$. La parte di tracking di ALICE 3 sarà accompagnata da sistemi per identificare le particelle (o PID, Particle IDentification). In particolare, saranno presenti: un rivelatore Time Of Flight (TOF) e un rivelatore Ring-Imaging Cherenkov (RICH) i quali permettono di identificare elettroni e adroni. In aggiunta a questi saranno installati un Calorimetro Elettromagnetico (ECal) e un rivelatore Forward Conversion Tracker (FCT). Sarà inoltre presente un sistema per l'identificazione dei muoni, costituito da degli assorbitori di ferro, installati esternamente al magnete, che, assieme a due rivelatori di muoni e ai pixel del tracker in Silicio, permettono la ricostruzione delle tracce di queste particelle. Il Calorimetro Elettromagnetico si occuperà di rilevare fotoni ad alta energia, oltre ad avere capacità ulteriori di rilevamento di elettroni e di decadimenti radiativi di χ_c e D_0^* . Di più difficile realizzazione è la ricostruzione delle tracce di fotoni con impulsi trasversi dell'ordine di $1 MeV/c$. Queste verranno realizzate dal Forward Conversion Tracker ovvero una serie di dischi di pixel di Silicio in grado di tracciare le coppie e^+, e^- , generate da un fotone, ricostruendone con precisione l'energia e la direzione.

1.3.1 Rivelatore TOF

Per ragioni legate allo spazio e al material budget, si è deciso che anche i rivelatori di TOF dovranno essere realizzati con dei sensori al Silicio. In particolare, si richiede che questi sensori siano molto performanti, con una risoluzione temporale globale di $20 ps$, un basso consumo energetico e bassa densità di potenza dissipata (circa $100 - 200 mW/m^2$). Prima ancora di andare a vedere quali siano le possibili opzioni per l'implementazione di rivelatori così efficienti, prenderemo in considerazione la struttura del rivelatore TOF. Come evidenziato dalla Figura 1.6, il rivelatore TOF sarà costituito da 3 strati: un primo strato interno (iTOF), di raggio $19 cm$ che permetterà le misure di TOF ad impulsi più bassi (circa $300 MeV/c$), di circa $1.5 m^2$ di superficie e con granularità $1 \times 1 mm^2$. Il secondo strato (oTOF), invece, ha un raggio di circa $85 cm$, con superficie di circa $30 m^2$, granularità $5 \times 5 mm^2$ e avrà la capacità di identificare elettroni fino a $500 MeV/c$ e adroni fino a $2 GeV/c$. Il terzo TOF (fTOF) sarà invece costituito da due dischi disposti in maniera perpendicolare al fascio, ad una distanza di $|z| = 405 cm$ dal centro del rivelatore, in cui avviene l'interazione (Figura 1.6). In Figura 1.8 presentiamo alcune specifiche tecniche richieste per i rivelatori TOF. Durante gli ultimi anni c'è stata una forte ricerca per poter trovare quale tecnologia fosse più adatta a realizzare questi sensori TOF. In particolare, gli studi si sono rivolti a tre tipi di rivelatori: CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (CMOS MAPS), Low-Gain Avalanche Diodes (LGAD) e

1.3. L'apparato sperimentale di ALICE 3

Single Photon Avalanche Diodes (SPAD). Ognuna di queste soluzioni presenta specifiche caratteristiche, che descriveremo brevemente:

- **CMOS MAPS:** Questi sensori si basano sulla ben studiata e conosciuta tecnologia CMOS e permettono un design 2D semplice monolitico, ovvero in cui tutti i componenti del rivelatore sono integrati in un unico wafer di Silicio. Tale tipo di architettura consente di combinare l'attività del sensore di pixel con l'elettronica di lettura in un solo strato di Silicio, riducendo così drasticamente i costi di produzione e aumentando facilità di assemblaggio e compattezza spaziale. I sensori CMOS MAPS, inoltre, sono energeticamente efficienti, generano poco rumore e hanno una risoluzione di partenza buona (~ 100 ps), la quale però è disturbata in presenza di campi elettrici non uniformi. Per questo tipo di sensori, quindi, è necessaria una forte ricerca, sia per ottenere una risoluzione temporale adatta e per ridurre l'influenza dei campi elettrici non uniformi su quest'ultima.
- **LGAD:** I Low-Gain Avalanche Diodes si basano sui Avalanche Photo Diodes, che presentano ottime caratteristiche di risoluzione temporale, tipicamente tra i 20 ps e i 30 ps, dato uno spessore di 50 μm , e resistenza ai campi elettrici esterni (a differenza dei CMOS MAPS). Il loro funzionamento si basa sulla presenza di un guadagno interno di tensione grazie all'aggiunta di uno strato fortemente drogato p (quindi con atomi del III gruppo), chiamato strato di moltiplicazione, situato vicino alla giunzione pn . Così, si viene a creare un campo intenso in prossimità della giunzione, e si lavora al di sotto della tensione di breakdown. I rivelatori LGAD sono caratterizzati da basso cross-talk, ovvero bassa interferenza tra pixel vicini, sono facilmente segmentabili (divisibili in pixel) e hanno un basso *dark count rate*, ovvero un basso rateo di attivazione del sensore in assenza di particelle incidenti. Studi hanno dimostrato che, diminuendo lo spessore del sensore, si aumenta la sua risoluzione temporale, a fronte però di un aumento del rumore di fondo. Questo tipo di sensore, tuttavia, richiede un'elettronica di readout dedicata, quindi, dal punto di vista strutturale si avrebbe un sistema più complesso di quanto non si avrebbe con l'utilizzo dei CMOS MAPS.
- **SPAD:** I Single Photon Avalanche Diodes sono sensori basati sulla tecnologia CMOS, spesso drogati con dei profili specifici per le giunzioni. Ciò si fa per mantenere il dark count rate basso, perché gli SPAD sono sensibili a questo tipo di attivazione erronea. Un altro modo di contrastare il fenomeno del dark count è utilizzare più layer di SPAD. Questo migliora anche il *fill factor* di questi sensori, ovvero il rapporto tra l'area del pixel (in questo caso l'area dello SPAD stesso) sensibile alla luce e la sua area totale.

1.3. L'apparato sperimentale di ALICE 3

	Inner TOF	Outer TOF	Forward TOF
Radius (m)	0.19	0.85	0.15–1.5
z range (m)	–0.62–0.62	–2.79–2.79	4.05
Surface (m ²)	1.5	30	14
Granularity (mm ²)	1 × 1	5 × 5	1 × 1 to 5 × 5
Hit rate (kHz/cm ²)	74	4	122
NIEL (1 MeV n_{eq} /cm ²) / month	1.3×10^{11}	6.2×10^9	2.1×10^{11}
TID (rad) / month	4×10^3	2×10^2	6.6×10^3
Material budget (% X_0)	1–3	1–3	1–3
Power density (mW/cm ²)	50	50	50
Time resolution (ps)	20	20	20

Figura 1.8: *Specifiche richieste per sensori TOF di ALICE 3 [2].*

1.3.2 Rivelatore RICH

I TOF, come tutti gli strumenti di misura fisici, hanno un range di funzionamento. All'aumentare dell'impulso delle particelle, la velocità delle varie specie cresce, fino a quando la differenza tra i tempi di arrivo sui rivelatori TOF diventa inferiore alla risoluzione temporale dei rivelatori stessi; a questo punto le particelle diventano indistinguibili. Per questa ragione, ALICE 3 sarà dotato di un rivelatore Ring-Imaging Cherenkov, il quale sfrutta l'effetto Cherenkov per identificare le particelle. Questo effetto prevede che, data una particella carica che si muove in un mezzo a velocità maggiore di quella della luce in quel mezzo, questa emetta radiazione elettromagnetica che si propaga con un fronte d'onda conico. La particella carica cede parte della sua energia agli atomi del mezzo, che diventano momentaneamente dipoli elettrici. Questi, a loro volta, diseccitandosi e riportando il loro dipolo alla condizione originale, emetteranno radiazione elettromagnetica. Un parametro molto importante legato a questo fenomeno è l'angolo Cherenkov, ovvero l'angolo tra la direzione della particella provocante l'effetto e la direzione del fronte d'onda dei fotoni emessi [9]. L'utilizzo dei rivelatori RICH è legato alla volontà di estendere le capacità di identificazione di elettroni e pioni fino a $2 \text{ GeV}/c$ e la separazione dei protoni da elettroni, pioni e kaoni fino ai $14 \text{ GeV}/c$. I rivelatori su cui queste due stime si basano sono ricoperti da uno stato di aerogel spesso 2 cm il cui indice di rifrazione è $n = 1.03$ e la cui risoluzione angolare Cherenkov $\sim 1.5 \text{ mrad}$. Questo tipo di fotorivelatore verrà realizzato (e di fatto, è già stato realizzato per raccogliere i dati di indagine preliminare che verranno trattati nel proseguo di questa tesi) con l'utilizzo di fotomoltiplicatori al Silicio (Silicon PhotoMultiplier, SiPM). Riportiamo in seguito, in Figura 1.9, le caratteristiche principali richieste per il rivelatore RICH.

1.3. L'apparato sperimentale di ALICE 3

Inner Radius (m)	0.9
Proximity gap (m)	0.2
Length (m)	5.6
Aerogel surface (m ²)	32
NIEL (1 MeV n _{eq} /cm ²) / month	4.5×10^9
TID (rad) / month	1.4×10^2
Material budget (% X ₀)	3
Power density (mW/cm ²)	50
Cherenkov angle resolution (mrad)	1.5

Figura 1.9: Tabella che riporta le specifiche tecniche del rivelatore RICH progettato per l'esperimento ALICE 3 [2].

1.3.3 SiPM per costruire un rivelatore TOF e RICH

I SiPM sono largamente utilizzati al giorno d'oggi in numerosi campi di studio come fotorivelatori grazie alle loro ottime proprietà: alta efficienza di rivelazione, insensibilità ai campi magnetici, e basso costo di integrazione [10]. Di particolare interesse sono stati alcuni test che hanno sottolineato come questi sensori possano essere utilizzati per misurare intervalli di tempo, con una risoluzione ottima, molto vicina a quella dei TOF sopra citati, dell'ordine di qualche decina di *ps*. In particolare, i SiPM sono costituiti da SPAD, che possono essere pensati come dei singoli pixel che compongono il rivelatore. I SiPM possono anche essere utilizzati come detector di particelle ionizzanti e, data la loro struttura, come si è detto, hanno un'ottima risoluzione temporale. È quindi interesse di alcuni gruppi di ricerca di LHC trovare un modo di creare un unico rivelatore SiPM che sia in grado di misurare il tempo di volo di una particella e, al contempo, possa utilizzare l'effetto Cherenkov per identificarla, svolgendo il ruolo di rivelatore RICH. Un modo in cui questi rivelatori possono essere realizzati è utilizzando uno strato di aerogel (detto radiatore) con determinate caratteristiche posto ad una certa distanza (detta proximity gap) dal SiPM (Figura 1.10). Talvolta si può scegliere di usare due radiatori diversi, poiché non è detto che un singolo radiatore sia efficace per la misurazione su tutto l'intervallo di momenti previsto da un esperimento, come si può osservare in Figura 1.11. Questo ha, innanzitutto, un buon ritorno economico, perché unendo i due rivelatori, si dimezzerebbe l'area di rivelatori da costruire (da 70 cm^2 a circa 30 cm^2). Inoltre, l'unione di questi due sensori porta ad un miglioramento di sensibilità e precisione dei due detector. Questo perché il TOF verrebbe allontanato ad 1.1 m (da 0.85 m) e l'aumento del proximity gap, porterebbe ad aumento della risoluzione angolare Cherenkov [5].

1.4. Identificazione di elettroni nell'esperimento ALICE 3

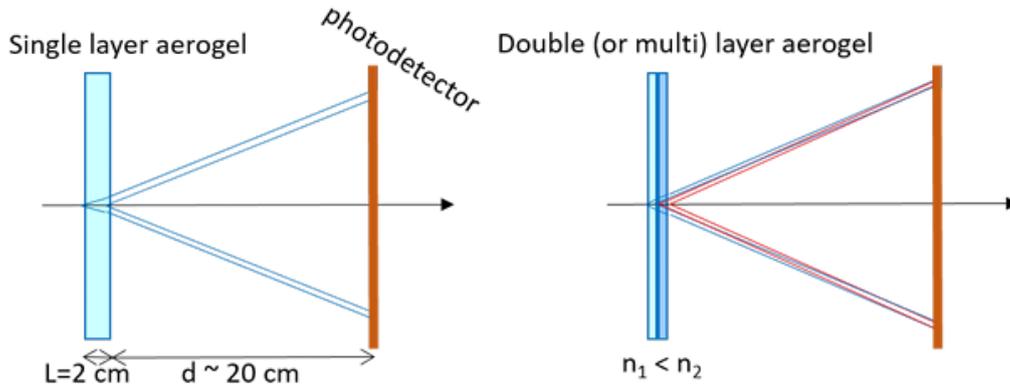


Figura 1.10: Possibili modi per realizzare un rivelatore TOF e RICH con un SiPM. Nella configurazione di sinistra è presente un solo radiatore, mentre in quella di destra due, con indice di rifrazione diverso [2].

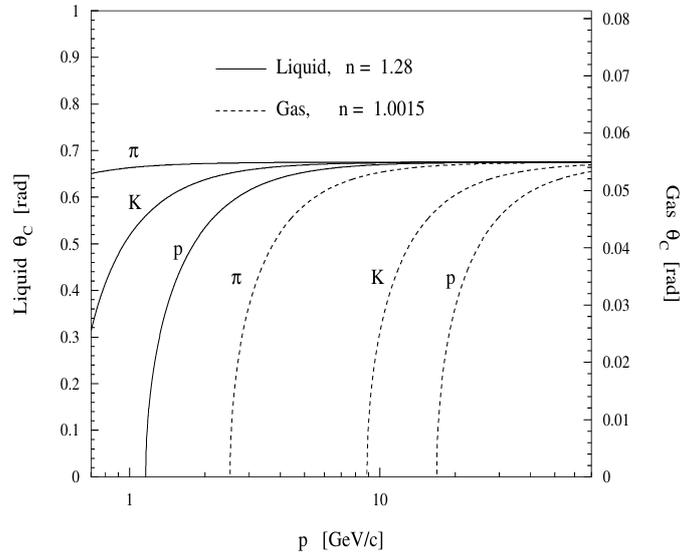


Figura 1.11: Effetto Cherenkov per alcuni adroni in funzione della loro quantità di moto. La misura è avvenuta su uno stesso SiPM dotato di due radiatori, uno liquido e uno gassoso [11].

1.4 Identificazione di elettroni nell'esperimento ALICE 3

All'interno dell'esperimento ALICE 3, oltre all'identificazione di adroni, è fondamentale l'identificazione degli elettroni, in quanto questi sono portatori di informazioni sul QGP e sulle sue caratteristiche. Questi elettroni sono, infatti, collegati alla radiazione termica

1.4. Identificazione di elettroni nell'esperimento ALICE 3

e alle coppie dileptoniche emesse dal QGP durante la sua termalizzazione mediante il valore del loro impulso trasverso (come anticipato in 1.2). Però, è importante identificare gli elettroni anche per poter sottrarre il loro contributo di fondo dall'analisi degli adroni heavy-flavour, e per studiare i decadimenti leptonici delle particelle prodotte [5]. La struttura di ALICE 3 permetterà di utilizzare diversi rivelatori in modo da poter coprire un più ampio range di impulso e commettere il minor errore possibile nella rilevazione degli elettroni (in particolare, si vuole minimizzare la contaminazione adronica nelle misure). Supponiamo che il magnete superconduttore induca un campo magnetico di modulo $B = 0.5 T$. In queste condizioni, il layer più interno iTOF è in grado di riconoscere elettroni dotati di quantità di moto trasversa nel range da $p_T = 0.015 GeV/c$ fino a $p_T = 0.1 GeV/c$. Tuttavia, per riconoscere elettroni con momento maggiore di $0.1 GeV/c$ e minore di $0.5 GeV/c$ è necessario affidarsi al layer più esterno oTOF, poiché iTOF non è in grado di distinguere pioni, muoni ed elettroni. Anche il rivelatore RICH riesce a distinguere gli elettroni in questo range, ma la sua efficacia si estende fino ad $1 GeV/c$. Combinando le misure di questi rivelatori, la contaminazione adronica rimane al minimo, e gli elettroni vengono efficacemente riconosciuti in un ampio range di valori di impulso. Agire in questo modo porta, per $p_T < 2 GeV/c$, ad avere una contaminazione adronica e muonica del circa 5%. Per impulsi maggiori, diventa ancora più complesso distinguere gli elettroni con i metodi sopra citati, per cui si fa utilizzo del calorimetro elettromagnetico e del metodo E/p , il quale consiste nel fare il rapporto tra l'energia di una particella rilevata dal calorimetro e dividerla per la quantità di moto misurata dal tracker. Poiché gli elettroni sono poco massivi, ci si aspetta che $E/p \sim 1$. In particolare, questo metodo è efficace poiché il rapporto E/p non vale 1 per gli adroni dotati di carica ad alti impulsi ($p_T > 300 - 500 MeV/c$), dove questo rapporto è 1 solo per gli elettroni. In questa maniera si ha una ottima background rejection di tutte le particelle che non sono elettroni (Figura 1.12).

Prima di proseguire, bisogna sottolineare alcune criticità legate all'upgrade di ALICE ad ALICE 3. La prima è dovuta al fatto che il gruppo di ricerca che si occupava dello sviluppo del rivelatore ECal è gestito e composto ricercatori legati a istituti di ricerca russi, con cui il CERN ha cessato ogni collaborazione a partire da fine 2024. Si è attualmente alla ricerca di nuovi gruppi per lo sviluppo di questo rivelatore [5].

Il secondo problema è legato all'elevato costo di realizzazione. Poiché, come discusso precedentemente, la rilevazione e identificazione degli elettroni svolge un ruolo fondamentale nelle linee di ricerca di ALICE 3, è di vitale importanza la ricerca di metodi alternativi e più economici che possano assolvere a questo compito. L'idea, che verrà presentata e approfondita nel Capitolo 3 di questo lavoro di tesi, è di poter utilizzare rivelatori di tipo SiPM per segnalare il passaggio di elettroni, sfruttando il fatto che a p_T bassi e intermedi, gli elettroni sono le uniche particelle cariche a produrre fotoni Cherenkov in aria.

1.4. Identificazione di elettroni nell'esperimento ALICE 3

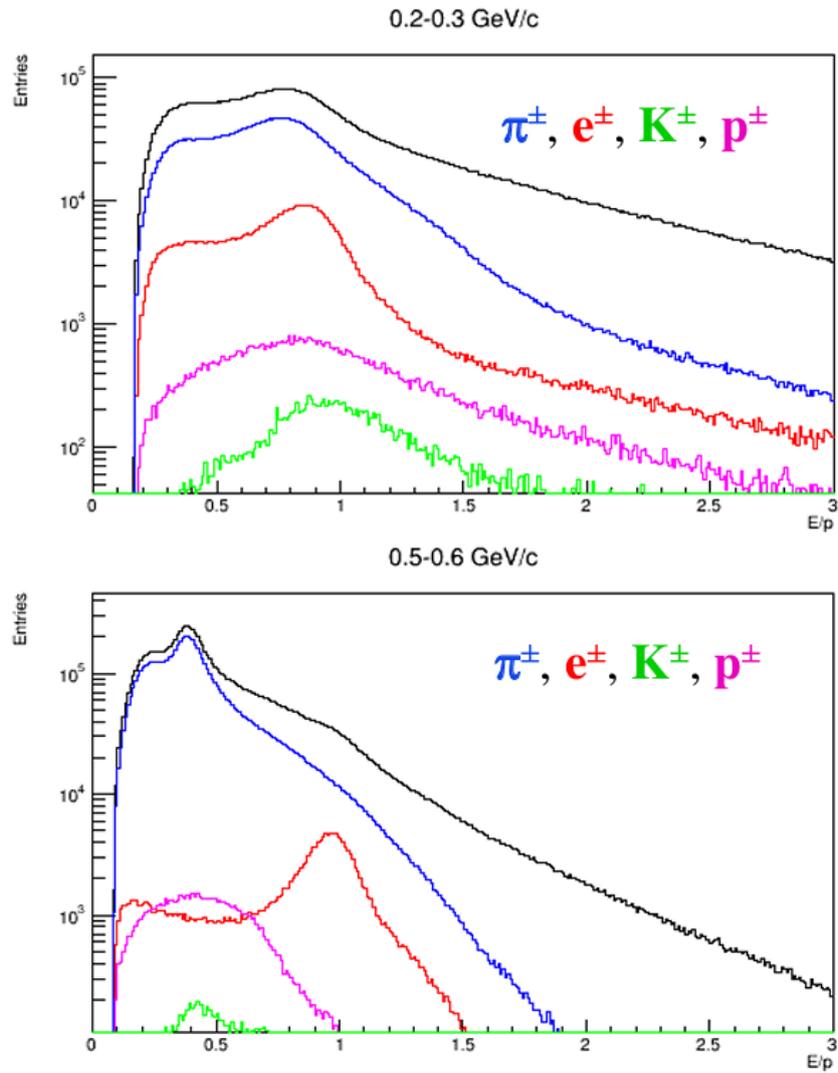


Figura 1.12: *Istogrammi che mettono in evidenza la distribuzione di varie particelle in funzione del rapporto E/p , con impulsi che vanno da 0.2 – 0.3 GeV/c (in alto) e da 0.5 – 0.6 GeV/c [12].*

Capitolo 2

Rivelatori al Silicio e principi di funzionamento

Dalle principali specifiche dell'esperimento ALICE 3 esposte nel capitolo precedente come le elevate risoluzioni in impulso e di tracciamento di particelle cariche, unite alla necessità di limitare il più possibile il material budget e i costi di realizzazione, risulta consigliata la scelta di utilizzare prevalentemente rivelatori basati su sensori al Silicio. I gruppi di ricerca del CERN sono molto interessati a questo tipo di tecnologia anche perché lo sviluppo recente di rivelatori a stato solido con ottime risoluzioni temporali (inferiori anche a 50 ps) permetterebbe di utilizzarli per il sistema di Time of Flight. Inoltre, i Silicon PhotoMultiplier (SiPM) possono essere utilizzati come fotorivelatori per la rivelazione dei fotoni Cherenkov per il rivelatore RICH che, come riportato nel paragrafo 1.4, permetterà l'identificazione di elettroni in ALICE 3 su un ampio range di impulsi. Studi recentissimi, tra cui [10], [13], [14], hanno mostrato come i SiPM siano in grado di rilevare direttamente non solamente i fotoni, ma anche particelle cariche. Questo permette di realizzare un rivelatore di elettroni (o *hadron blind*) con un costo molto inferiore a quello necessario per rivelatori RICH o ECal, che sono, però, più diffusi. Questa possibilità, che rappresenta il fulcro di questo lavoro di tesi, verrà affrontata, utilizzando dati raccolti su fasci di particelle cariche alla facility PS-T10 del CERN, all'interno del Capitolo 3. Prima di esplorarla, però, è opportuno dare una descrizione dettagliata della loro struttura e del loro funzionamento.

2.1 Semiconduttori

Tutti i dispositivi elettronici sono guidati da un flusso di cariche che può essere controllato grazie ad un input esterno. In particolare, il moto delle cariche può avere due origini:

1. **moto di deriva (drift)**: prodotto dalla presenza di un campo elettrico esterno;

2.1. Semiconduttori

2. **moto di diffusione:** provocato da una distribuzione di carica non uniforme all'interno del materiale [15].

I dispositivi a stato solido sono costruiti con materiali semiconduttori che, al pari dei conduttori, sono caratterizzati da una struttura cristallina. Essa fa in modo che i livelli energetici più esterni degli atomi del reticolo si accoppino tra loro producendo delle bande di livelli molto vicini, tra le quali gli elettroni sono in grado di muoversi, se dotati di sufficiente energia. Due di queste bande sono di particolare interesse, ovvero la *banda di valenza*, l'ultima banda occupata dagli elettroni a $T = 0 K$, e la *banda di conduzione*, cioè la prima banda libera alla stessa temperatura [5]. Nei semiconduttori queste bande sono separate da gap energetici dell'ordine di qualche eV che hanno una forte dipendenza dalla temperatura (per il Si a temperatura ambiente l'energia di gap vale $1.12 eV$). Nella nostra trattazione faremo riferimento solo al Silicio, ma esistono anche tanti altri tipi di semiconduttori, come, ad esempio, il Gallio e l'Arseniuro di Gallio. In particolare, il Si (appartenente al IV gruppo della tavola periodica) ha una cella primitiva a forma di tetraedro, i cui vertici sono occupati dagli atomi (Figura 2.1). A temperature prossime allo zero assoluto, i legami covalenti sono ben saldi e il Silicio si comporta come un isolante. All'aumentare della temperatura, gli elettroni di legame possono assumere abbastanza energia da sfuggire all'orbitale di legame covalente, e quindi alla banda di valenza, ed entrare nella in quella di conduzione, creando così una lacuna. In questo modo, nel cristallo, si viene a creare una distribuzione di cariche non più uniforme. Alcune zone avranno una densità di carica minore di zero a causa degli elettroni liberi, mentre altre una densità di carica maggiore di zero, a causa della presenza di lacune. Queste coppie elettrone-lacuna hanno una vita breve (tra $1 - 100 \mu s$), perché le lacune vengono prontamente occupate da altri elettroni, provenienti o dalla banda di valenza, generando così un moto di lacune, o dalla banda di conduzione [5].

Indichiamo rispettivamente con n e p le concentrazioni intrinseche di elettroni e lacune, i cui valori risultano coincidenti nel caso di semiconduttori puri. Queste concentrazioni influenzano il valore della corrente di diffusione. All'interno di un semiconduttore, la concentrazione di elettroni (o di lacune) può essere aumentata mediante la tecnica del *drogaggio*, che consiste nell'inserire nel cristallo del semiconduttore delle impurità, in modo da avere $n \neq p$. Nel caso del Silicio, appartenente al gruppo IV della tavola periodica, il drogaggio può avvenire con l'inserimento di atomi del III o del V gruppo. Nel primo caso, l'atomo aggiunto prende il nome di atomo accettore, poiché forma solo 3 legami covalenti e quindi può ricevere un elettrone dal reticolo. In questo caso si parla, di semiconduttore drogato p , poiché i portatori maggioritari di carica sono le lacune, mentre per atomi del quinto gruppo si parla di atomi donatori e drogaggio di tipo n . Questi hanno un elettrone che non si lega nei legami covalenti e rimane libero, quindi gli elettroni diventano i portatori maggioritari di carica. Il drogaggio inserisce nuovi livelli energetici tra la banda di conduzione e quella di valenza, facilitando così il moto delle cariche (Figura 2.2).

2.2. Giunzione pn e suo utilizzo nei rivelatori al Silicio

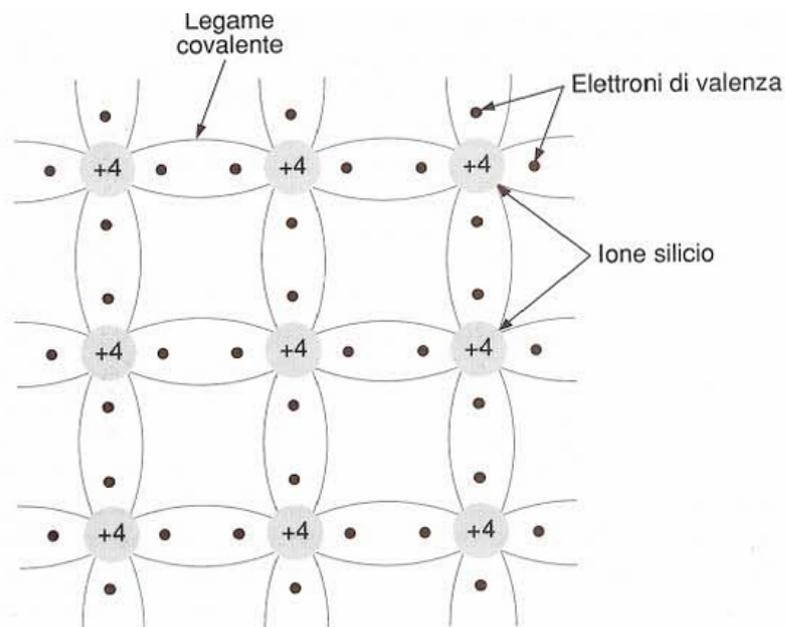


Figura 2.1: Rappresentazione 2D dell'impacchettamento tetraedrico del Silicio [15].

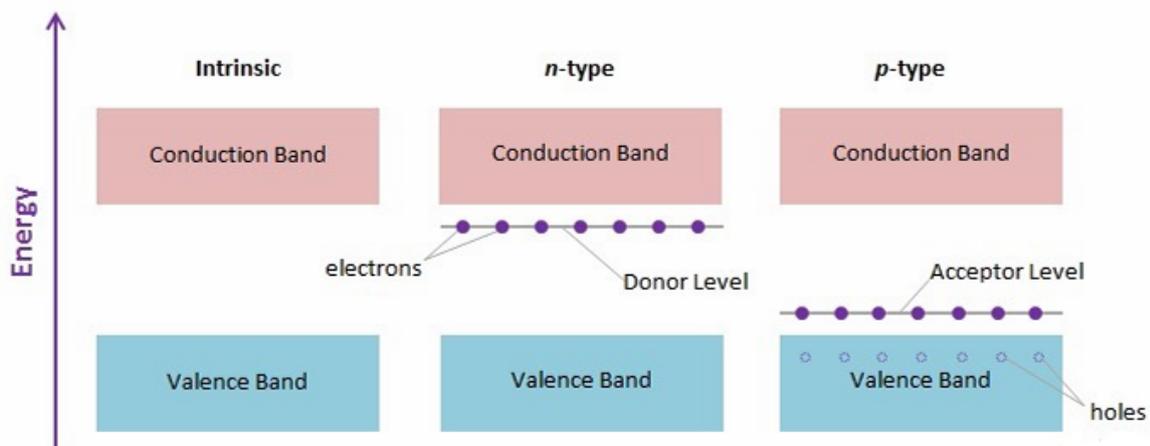


Figura 2.2: Visualizzazione grafica dei livelli energetici aggiunti dal processo di drogaggio in un semiconduttore in confronto ai livelli di un semiconduttore puro [16].

2.2 Giunzione pn e suo utilizzo nei rivelatori al Silicio

La giunzione *pn* si realizza quando un cristallo di semiconduttore drogato *p* viene affiancato ad un cristallo drogato *n* (Figura 2.3).

2.2. Giunzione pn e suo utilizzo nei rivelatori al Silicio

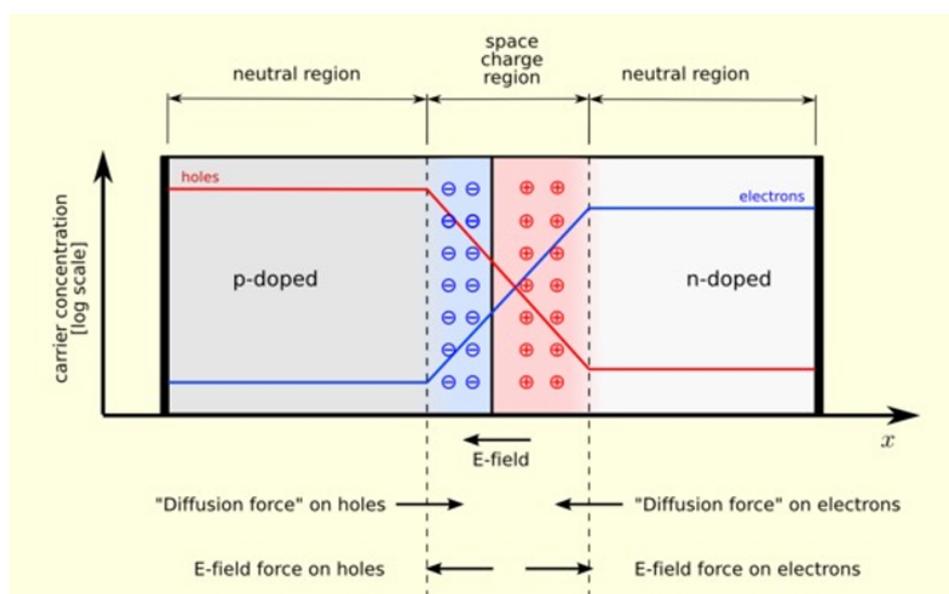


Figura 2.3: Schematizzazione di una giunzione pn [16].

Non appena la giunzione viene creata, è presente un gradiente di concentrazione tra le due zone. Questo provoca una migrazione delle lacune verso la zona drogata n e, specularmente, una migrazione degli elettroni verso la zona drogata p . Nei pressi della giunzione lacune ed elettroni si ricombinano, creando una regione (dallo spessore di qualche micrometro), detta *depletion region* o *zona di svuotamento*, in cui sono presenti ioni, ma non cariche libere. La presenza di questi ioni origina un campo elettrico, il cui valore si aggira tra i 10^4 V/cm e i 10^5 V/cm, che si oppone al moto di diffusione di elettroni e lacune, creando così una situazione di equilibrio. La depletion region è simmetrica rispetto alla zona di contatto se la concentrazione di dopanti nelle due sezioni della giunzione è uguale, altrimenti è più profonda nella zona meno drogata. L'equilibrio creatosi nella giunzione pn genera una barriera di potenziale, la quale favorisce il passaggio delle cariche in una direzione e lo impedisce in quella opposta (Figura 2.4). Prima di vedere come una giunzione pn possa fungere da rivelatore, è necessario analizzare cosa succede quando ad essa è applicata una differenza di potenziale. Si distinguono due casi (Figura 2.5):

- **Polarizzazione diretta:** Il polo positivo del potenziale viene collegato alla regione p , mentre quello negativo alla regione n . Questo fa in modo che le lacune migrino verso la regione n , allontanandosi dal polo positivo, mentre gli elettroni si allontanano da quello negativo, provocando una restrizione della depletion region;
- **Polarizzazione inversa:** In questo caso il polo positivo viene collegato alla regione n e quello negativo alla regione p . Quindi sia lacune che elettroni si allontaneranno dalla giunzione, aumentando le dimensioni della depletion region.

2.2. Giunzione pn e suo utilizzo nei rivelatori al Silicio

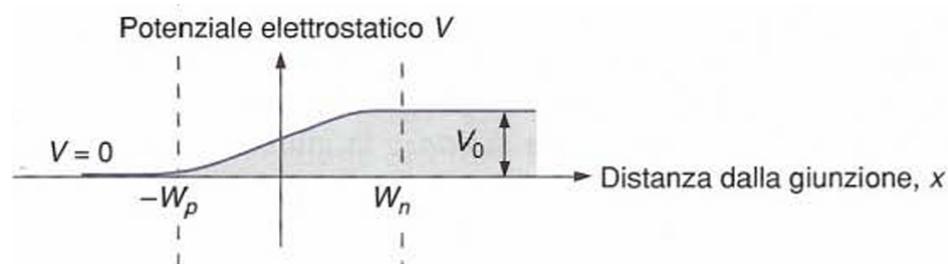


Figura 2.4: Forma del potenziale elettrostatico a cavallo della giunzione pn. Questo è il potenziale a cui sono sottoposte le lacune. Da notare che il potenziale subito dagli elettroni è ottenuto con una trasformazione di simmetria rispetto all'asse delle ascisse [15].

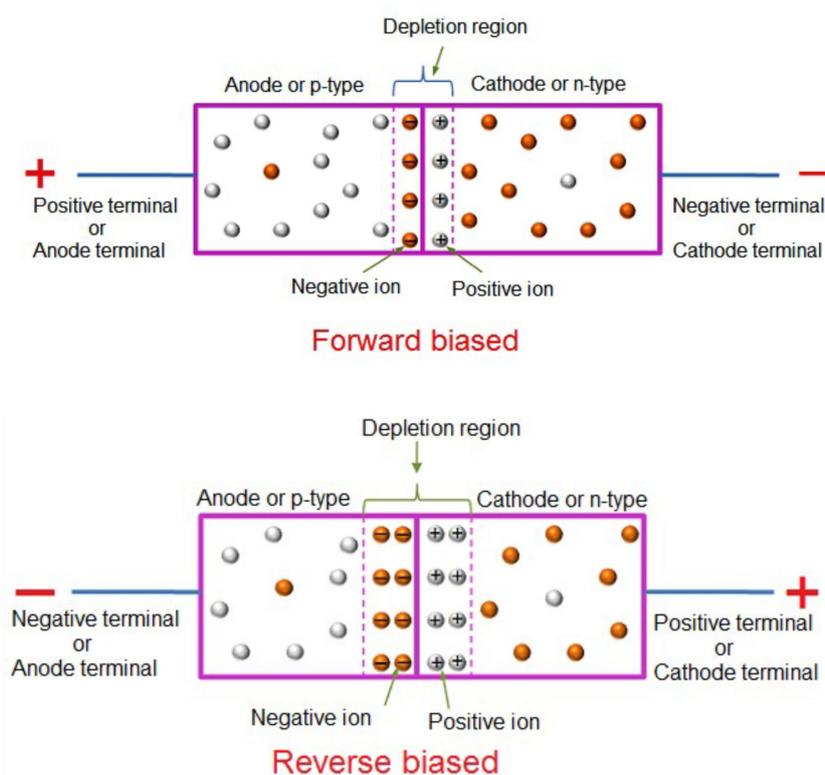


Figura 2.5: Rappresentazione di cosa accade alla depletion region di una giunzione pn rispettivamente in polarizzazione diretta (in alto) e in polarizzazione inversa (in basso) [17].

Tipicamente un detector è realizzato ponendo un semiconduttore (nel caso di quelli al Silicio avremo una giunzione pn) tra due elettrodi metallici. Il contatto tra questi e la giunzione può essere sia di tipo ohmico, sia di Schottky. In questo modo, le particelle che attraversano il semiconduttore creano delle coppie elettrone-lacuna (e^- e h^+) che

2.2. Giunzione pn e suo utilizzo nei rivelatori al Silicio

vengono separate dal campo elettrico, migrando verso gli elettrodi e originando così un segnale. Creando un detector è molto importante che il rapporto tra segnale e rumore sia il minore possibile [18]. Supponiamo che, all'interno del nostro detector, realizzato con del Silicio non drogato, passi una MIP (Minimum Ionizing Particle). Sotto queste ipotesi, è possibile andare a calcolare il numero di coppie elettrone-lacuna generate dal passaggio della MIP, secondo la formula:

$$\frac{dE/dx \cdot d}{I_0} \sim 10^4 \quad \text{coppie } e^- h^+ \quad (2.1)$$

Questo valore è stato stimato supponendo uno spessore del Silicio di $d = 300 \mu m$, $dE/dx = 4 MeV/cm$ e una energia di ionizzazione media $I_0 = 3.62 eV$, maggiore dell'energia di gap del Silicio. A temperatura ambiente ($T = 300 K$), però, il numero di coppie elettrone-lacuna generate termicamente a parità di d , su un'area di $1 cm^2$ e considerando la densità intrinseca di portatori di carica n_i , è molto maggiore di quelle generate dal passaggio della MIP:

$$n_i dA \sim 10^8 \quad \text{coppie } e^- h^+ \quad (2.2)$$

Questi due valori evidenziano che, a temperatura ambiente, il segnale verrebbe completamente perso all'interno del rumore termico (di circa 4 ordini di grandezza maggiore). Nel caso del Silicio (e materiali con un piccolo band gap) il rapporto tra segnale e rumore può essere migliorato in tre modi:

- lavorando a basse temperature, in quanto $n_i \propto \exp(-E_g/2K_bT)$, dove $-E_g$ indica il valore dell'energia di gap;
- lavorando con una giunzione *pn* in polarizzazione inversa, in modo tale che la corrente indotta dovuta alla presenza di elettrodi sia molto bassa rispetto a quella generata dal passaggio della particella;
- utilizzando una giunzione *pn* altamente dopata e con una depletion region fortemente asimmetrica.

2.2.1 Rivelatori di particelle in Silicio

Con queste considerazioni preliminari, è possibile analizzare nello specifico la struttura di un rivelatore di particelle al Silicio. Esso è caratterizzato da due zone fortemente drogate *p* ed *n*, separate da una a basso drogaggio *n*. Le zone a maggiore drogaggio sono poi collegate a due elettrodi ed a un generatore di tensione esterno che polarizza inversamente la giunzione. Se il rivelatore viene colpito da una particella o da un fotone, si vengono a generare coppie elettrone-lacuna le quali, come esposto nel paragrafo precedente, origineranno una corrente all'interno del sensore che può essere misurata (Figura 2.6).

Questi rivelatori possono essere attivati da particelle cariche che cedono energia al materiale o mediante urti, provocando la ionizzazione degli atomi del cristallo, o mediante

2.3. Misure temporali con sensori al Silicio

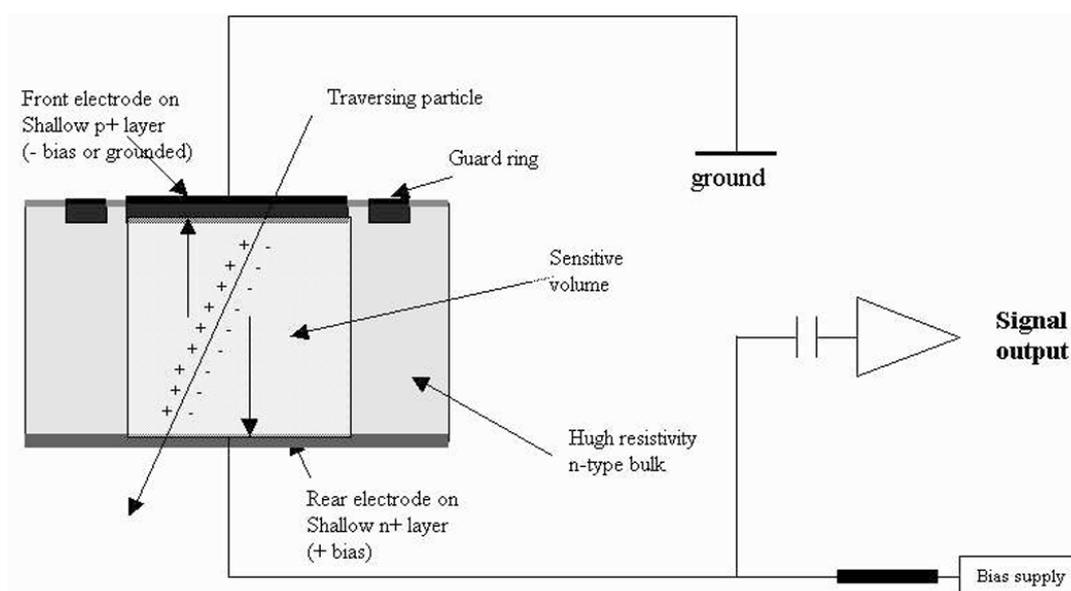


Figura 2.6: *Schema di un tipico rivelatore al Silicio [19].*

l'interazione elettromagnetica. Maggiore è la massa della particella incidente, minore è l'energia trasmessa. Per quanto riguarda particelle più leggere come elettroni e positroni, c'è un'ulteriore perdita di energia oltre a quelle elencate sopra, a causa dell'emissione della radiazione di frenamento (Bremsstrahlung) dovuta all'interazione coi nuclei del cristallo. Anche i fotoni interagiscono con questo tipo di rivelatori, con 3 modalità principali:

- **Effetto fotoelettrico:** Avviene a basse energie. Il fotone viene assorbito da un elettrone di un atomo, ionizzandolo e liberando una coppia elettrone-lacuna;
- **Scattering Compton:** Tipicamente avviene ad energie dell'ordine del MeV . In questo caso l'atomo non assorbe completamente il fotone, ma solo parte del suo impulso, modificandone l'energia e cambiandone la direzione del moto (se si pensa il fotone come corpuscolo). Anche in questo caso si ha la liberazione di un elettrone dall'orbitale più esterno;
- **Creazione di coppie elettrone-positrone:** Se il fotone ha un'energia molto elevata, questo può dare origine, all'interno del rivelatore, ad una coppia elettrone-positrone, secondo quanto previsto dal modello standard; successivamente il positrone annichila con un elettrone del materiale, creando così una lacuna.

2.3 Misure temporali con sensori al Silicio

Nel paragrafo 1.3.3 si è parlato dell'interesse ad utilizzare dei rivelatori SiPM in ALICE 3, sia per processi di identificazione di particelle mediante effetto Cherenkov, sia come strumenti di misura del Time Of Flight. Prima di entrare in una trattazione specifica di

2.3. Misure temporali con sensori al Silicio

cosa sia un SiPM, è importante capire in quale modo un rivelatore al Silicio possa essere utilizzato per misurare intervalli temporali. Queste misure sono fortemente influenzate da due parametri, ovvero il rapporto tra segnale e rumore e la velocità con cui il segnale varia (*slew rate* dV/dt). Tipicamente, la catena di misura per il rilevamento di intervalli temporali è costituita da: un detector, rappresentato come un generatore di corrente collegato ad un condensatore, un amplificatore di segnale che ha il compito di modificare la forma del segnale, un discriminatore, che converte il segnale amplificato in un segnale digitale comparandolo con un valore di riferimento ed, infine, un Time To Digital Converter (TDC) che misura l'intervallo temporale facendo riferimento ad un segnale di start esterno [20] (Figura 2.7).

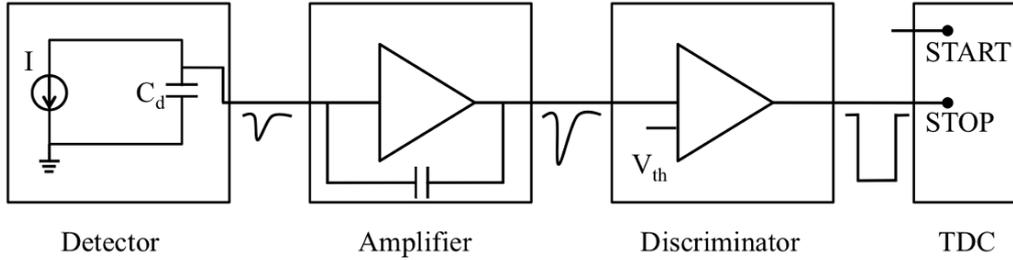


Figura 2.7: Schema della catena di misura temporale[20].

Si può determinare la risoluzione temporale dell'apparato di misura appena descritto con l'espressione:

$$\sigma_t^2 = \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{current}^2 + \sigma_{time\ slewing}^2 + \sigma_{jitter}^2 \quad (2.3)$$

In questa equazione il termine $\sigma_{TDC} = \Delta t / \sqrt{12}$ è la risoluzione associata al TDC (il termine Δt è la durata di un ciclo di clock del TDC) e, grazie ai più recenti sviluppi tecnologici, il suo contributo può essere ridotto all'ordine di qualche *ps*, ed è costante. Il termine $\sigma_{current}$ è legato alla natura indotta della corrente che si forma nel rivelatore e non è costante, dipendendo sia dal numero di coppie elettrone-lacuna, grandezza stocastica legata alle fluttuazioni nella quantità di energia rilasciata dalla particella attivante, sia da fluttuazioni del campo elettrico interno del rivelatore. Il contributo di $\sigma_{time\ slewing}$ è legato alla velocità con cui il segnale viene confrontato con la tensione di threshold V_{th} , dipendendo quindi dal suo valore e dall'ampiezza del segnale che contiene la misura, mentre σ_{jitter} viene introdotto per tenere conto del rumore di fondo, il quale può anticipare o ritardare l'attivazione del discriminatore.

Quindi, la risoluzione temporale di questo strumento può essere migliorata scegliendo con attenzione la V_{th} in modo tale da massimizzare il rapporto segnale rumore, mantenendo un alto *slew rate*. Altri accorgimenti volti a migliorare σ_t sono: saturare la velocità di deriva delle cariche (con campi elettrici nella giunzione di circa 10^4 V/cm) per fare in modo che il tempo impiegato da elettroni e lacune per arrivare agli elettrodi sia il minore possibile.

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

2.4 Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

I SiPM sono dei rivelatori a stato solido al Silicio costituiti da una matrice di centinaia o migliaia di *single-photon avalanche diodes* (o SPAD), i quali sono installati in parallelo su uno strato comune di Silicio, sono separati l'uno dall'altro mediante del materiale isolante e sono tenuti alla stessa tensione mediante degli anelli chiamati *bias rings*. Ogni SPAD può essere considerato come un pixel di forma quadrata della matrice di cui fa parte (il SiPM), come si vede in Figura 2.8. Le dimensioni di questi pixel possono variare, ma tipicamente si trovano in un intervallo che va dai 10 μm ai 100 μm [21].

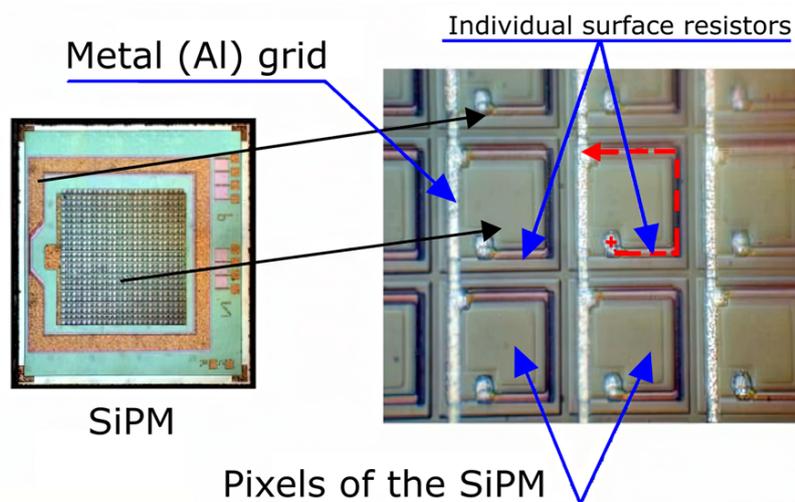


Figura 2.8: Due immagini rappresentanti un SiPM (a sinistra) e un dettaglio della sua struttura, realizzata da tanti SPAD (o pixel) [22].

Per le dimensioni e la maniera in cui sono costruiti, sono caratterizzati da un'ottima risoluzione spaziale e temporale, oltre ad essere estremamente sensibili ai fotoni. La struttura del SiPM permette di contare il numero di SPAD che si sono attivati contemporaneamente (e questo dettaglio sarà importante nell'analisi eseguita nel capitolo 3) sommando i singoli segnali analogici prodotti dagli SPAD stessi. In alternativa, si può associare ad uno SPAD una propria unità di read out digitale.

2.4.1 Principii operativi dei SiPM

Un fotorivelatore al Silicio è una giunzione *pn* che opera in regime di polarizzazione inversa e può essere di 3 tipi, differenziati dal range di tensione in cui operano. Si parla, infatti, di: *fotodiodi*, *APD (Avalanche PhotoDiode)* e *SPAD (Single Photon Avalanche Diode)* (Figura 2.9).

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

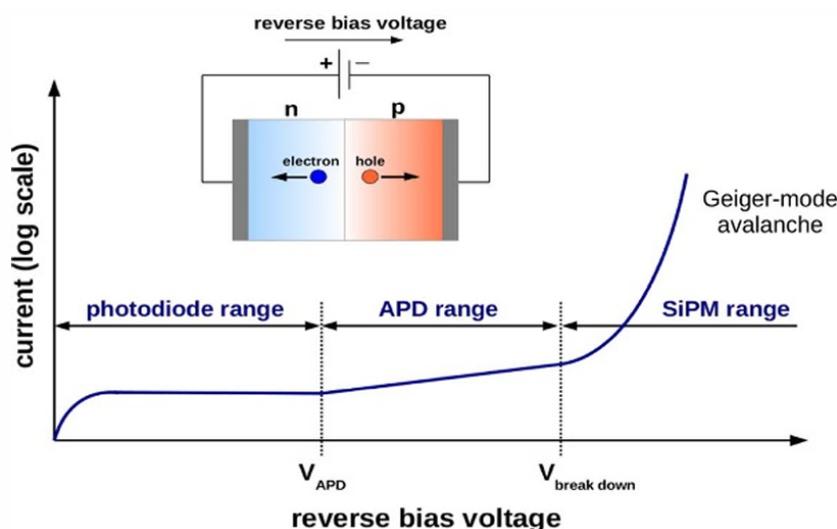


Figura 2.9: Regimi operativi dei rivelatori di fotoni al Silicio in funzione della tensione applicata, visualizzati mediante la curva caratteristica $I-V$ [21].

Al di sotto del valore V_{APD} , in regime di fotodiode, se un fotone colpisce il rivelatore, è in grado di liberare solamente una coppia elettrone-lacuna, generando una piccola corrente (configurazione utilizzata, per esempio, all'interno dei pannelli solari).

Aumentando la tensione applicata ed entrando nel regime di APD, un fotone che crea una coppia elettrone-lacuna è in grado di generare un *effetto a valanga*. Questo poiché, a causa della differenza di potenziale che lo accelera, l'elettrone generato dal fotone, può provocare a sua volta la ionizzazione degli atomi che incontra lungo il suo cammino, creando altre coppie elettrone-lacuna. Gli elettroni secondari così generati, possono a loro volta creare altre coppie, scatenando un effetto a valanga, che amplifica il segnale di un fattore compreso tra 50 e 500.

Quando, invece, la tensione applicata supera del 10 – 20% (regime di SPAD) la tensione di breakdown (corrispondente ad un campo elettrico che si aggira sui $10^5 V/cm$), allora anche le lacune (che la teoria tratta come delle particelle positive con massa maggiore di quella dell'elettrone) avranno abbastanza energia per innescare la valanga, creando altre coppie e^- , h^+ secondarie. Questo fa sì che il *fattore di moltiplicazione* M , definito come il numero di portatori di carica secondari prodotti per ogni portatore primario, diverga. Perciò, il valore della corrente aumenta rapidamente. Una volta che lo SPAD si è attivato, un circuito di controllo porta la tensione al di sotto della soglia di breakdown. Un'analisi più approfondita di questo meccanismo sarà data nel paragrafo 2.4.2.

Dal punto di vista dell'implementazione, esistono due possibili configurazioni per i SiPM, ovvero per realizzare gli SPAD che li compongono: $n-on-p$ e $p-on-n$ (Figura 2.10). È da notare che, al di sotto dello strato più esterno, quello che viene colpito dalla radiazione

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

elettromagnetica, viene posto un secondo strato, con drogaggio opposto, che prende il nome di *strato di guadagno*, il quale viene inserito con lo scopo provocare con maggiore facilità l'effetto di moltiplicazione a valanga.

Vediamo ora, a livello qualitativo, quali siano le fondamentali conseguenze delle differenze tra le due configurazioni. Consideriamo il design $p - on - n$ e due fasci di radiazione elettromagnetica, uno nello spettro del blu e degli ultravioletti e un secondo nello spettro del rosso e dell'infrarosso. Allo spettro blu e degli ultravioletti è associata una lunghezza d'onda minore ($\lambda \sim 450 \text{ nm}$) rispetto a quella dell'infrarosso ($\lambda \sim 750 \text{ nm}$). Questo fa sì che la luce blu venga assorbita più in superficie. Affinché venga innescata la valanga, è necessario che un elettrone (o una lacuna) attraversi lo strato di guadagno. Tipicamente gli elettroni hanno una maggiore probabilità di innescare rispetto alle lacune. Nel caso di un SiPM con struttura $p - on - n$, la luce blu genererà prevalentemente elettroni vicino alla superficie, i quali attraverseranno la giunzione verso la regione drogata n , connessa al polo positivo della tensione di polarizzazione. Al contrario, la luce rossa, caratterizzata da maggiore lunghezza d'onda, genererà coppie elettrone-lacuna più in profondità nello SPAD. In questo caso gli elettroni vengono raccolti più rapidamente, poiché devono percorrere una distanza minore nel materiale. Questo fa sì che la probabilità di innescare una valanga si riduca. Le lacune, invece, attraversano lo SPAD in direzione opposta agli elettroni, ma sono caratterizzate da una minore probabilità di innescare della valanga. Per queste ragioni, uno SPAD $p - on - n$ risulta più efficiente e sensibile alla rivelazione di fotoni con lunghezze d'onda appartenenti alla regione spettrale del blu e dell'ultravioletto. Per lo stesso motivo, uno SPAD $n - on - p$ è più sensibile alla luce nella regione del rosso e dell'infrarosso. È, inoltre, opportuno sottolineare che l'efficienza finale del SiPM sarà influenzata anche da altri fattori, quali, ad esempio, il profilo esatto del drogaggio, le regioni di deriva, la distribuzione del campo elettrico e la profondità della giunzione.

2.4.2 SPAD come elemento circuitale all'interno del SiPM

Come si è visto nella sezione precedente, gli SPAD sono strutturalmente molto simili ad una giunzione pn e vengono utilizzati nel range di polarizzazione inversa. Per queste due ragioni, esiste una semplice schematizzazione circuitale di questi detector, che consiste in un collegamento in parallelo tra la resistenza interna dello SPAD R_d (dell'ordine del $k\Omega$) ed un condensatore, rappresentante la proprietà di immagazzinare energia all'interno della depletion region, di capacità $C_d \sim 10 \text{ fF}$. R_d è collegata in serie ad uno switch S , la cui chiusura rappresenta il passaggio e la rivelazione di un fotone, e con un generatore esterno di tensione V_{BD} , che polarizza inversamente la giunzione. Questi elementi, che rappresentano il nucleo dello SPAD, sono poi collegati in serie ad un *quenching circuit*, costituito da una resistenza R_q , che può assumere diversi valori (dai $10 \text{ k}\Omega$ ai $10 \text{ M}\Omega$), collegata in parallelo ad un condensatore con capacità di qualche fF , il cui compito è quello di fermare l'effetto a valanga una volta che il segnale del detector è stato raccolto,

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

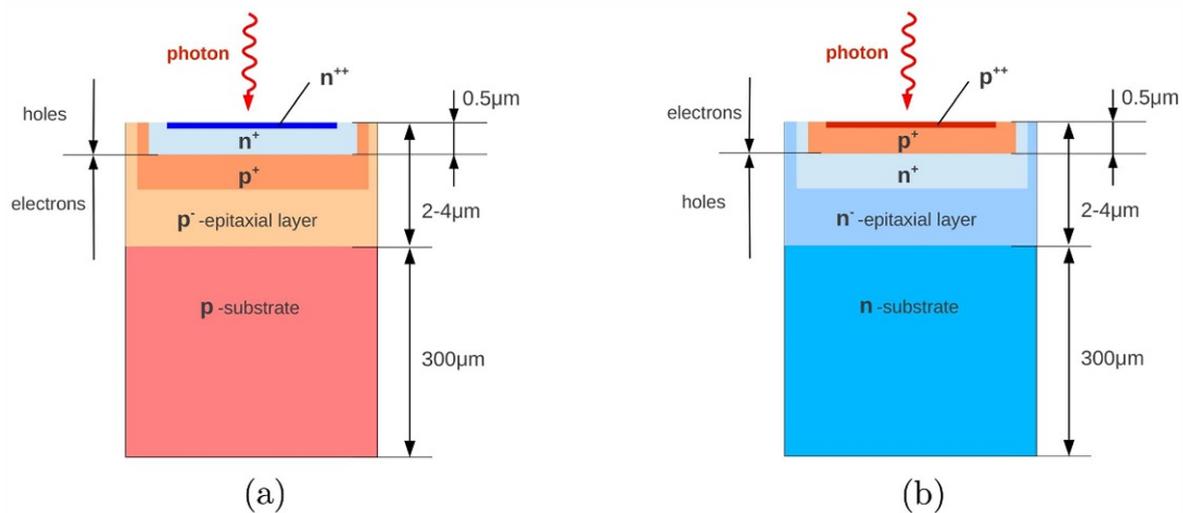


Figura 2.10: Schemi delle due possibili configurazioni di uno SPAD di un SiPM: $n-on-p$ (a) e $p-on-n$ (b) [21].

evitando la rottura del pixel. Infine, nel circuito di misura, è presente un condensatore C_m che permette il trasferimento del segnale generato dallo SPAD (Figura 2.11).

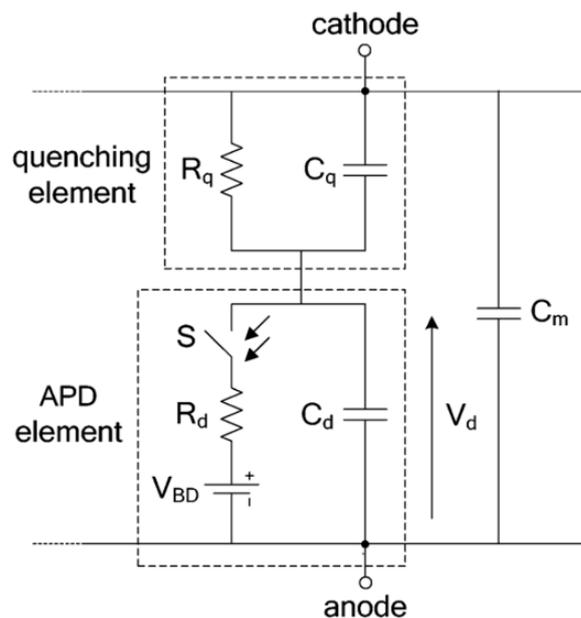


Figura 2.11: Schema del circuito equivalente di uno SPAD [22].

Nel momento in cui lo SPAD è colpito da un fotone, il circuito si chiude e C_d si scarica su R_d , mentre C_q si carica sempre su R_d . Il tempo in cui ciò avviene è dato da:

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

$$\tau_d = R_d(C_d + C_q) \quad (2.4)$$

Il processo viene interrotto (con l'apertura del circuito) quando la corrente raggiunge un valore di soglia, dato da:

$$I_d \simeq \frac{V_{ov}}{R_d + R_q} \sim \frac{V_{ov}}{R_q} \quad (2.5)$$

dove V_{ov} prende il nome di *tensione di overvoltage*, data dalla differenza tra la tensione che si viene a creare tra catodo e anodo V_d e V_{BD} . In tali condizioni, si ottiene un gain molto elevato ($\sim 10^6$), il quale può essere determinato con la seguente formula, che esprime il rapporto tra la carica totale del processo a valanga e la carica elementare q :

$$Gain = \frac{V_{ov}(C_d + C_q)}{q} \quad (2.6)$$

Una volta che S si apre, C_d si carica mediante R_q , mentre C_q si scarica su di essa. Il circuito è così pronto a rivelare un altro fotone. Il tempo di rilassamento dopo l'apertura di S è dato da:

$$\tau_r = R_q(C_d + C_q) \quad (2.7)$$

In un circuito di questo tipo, quindi, in fase iniziale il segnale ha una crescita esponenziale, ma una volta che lo switch viene aperto, questo decade come la somma di due esponenziali legati a due transienti che hanno scale temporali diverse, uno più rapido e uno più lento (Figura 2.12):

$$V_{out} = V_{ov} \left(\frac{C_q}{C_d + C_q} e^{-\frac{t}{\tau_d}} + \frac{R_{load}}{R_q} \frac{C_d}{C_d + C_q} e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right) \quad (2.8)$$

dove il parametro R_{load} rappresenta la resistenza di carico del circuito, ossia la resistenza attraverso la quale viene misurato il segnale di output. Tutte le proprietà appena discusse per gli SPAD e il loro funzionamento, descrivono bene anche il SiPM che è, come si è già visto in Figura 2.8, realizzato come una matrice di SPAD. Riportiamo infine, per completezza, la rappresentazione circuitale di SiPM analogico, in cui gli SPAD condividono gli stessi anodo e catodo, permettendo in questo modo di raccogliere i segnali di tutti i pixel (Figura 2.13).

2.4.3 Photon Detection Efficiency (PDE)

Nel paragrafo 2.4.1 si sono viste due possibili configurazioni per la realizzazione di SPAD, le quali hanno una diversa efficienza per differenti range dello spettro elettromagnetico. Abbiamo già citato che una delle ragioni per cui questo avviene è che in base alla lunghezza d'onda λ incidente, l'elettrone liberato può percorrere un percorso più o meno lungo all'interno del volume del sensore. Maggiore è il percorso che deve fare per raggiungere

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

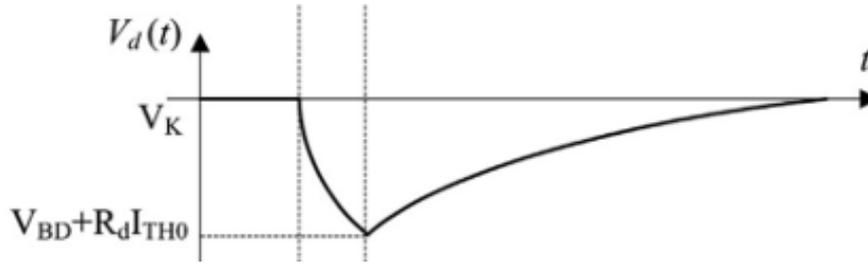


Figura 2.12: Andamento in funzione del tempo del segnale di output di un singolo SPAD [22].

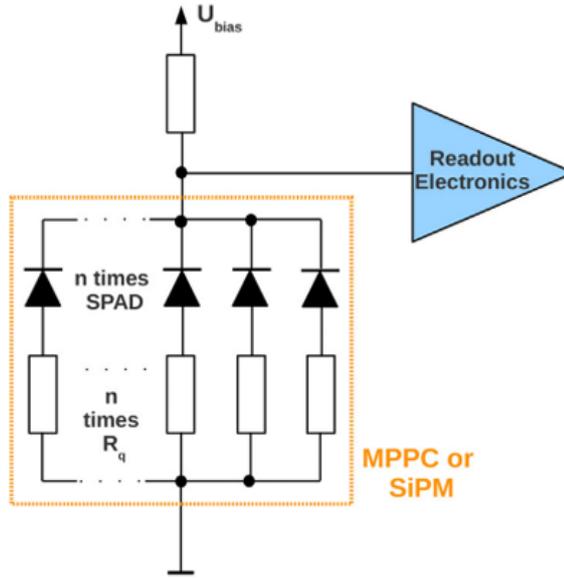


Figura 2.13: Schema circuitale di un SiPM analogico [22].

la regione drogata n , maggiore sarà la probabilità di innescare l'effetto a valanga. Ma questa non è l'unica ragione a cui si deve la differenza tra le due configurazioni $n - on - p$ e $p - on - n$. Questo perché, affinché la rivelazione del fotone avvenga, esso deve essere assorbito all'interno della depletion region. È evidente, quindi, che la rivelazione abbia una natura probabilistica. Perciò, per descrivere il fenomeno, si introduce la *Photon Detection Efficiency (PDE)*, una funzione di distribuzione di probabilità che indica l'efficienza del rivelatore, ovvero la probabilità che un fotone interagente con lo SPAD generi effettivamente un segnale. Per sensori SiPM, la PDE ha la forma generale di:

$$PDE(V_{ov}, \lambda) = QE(\lambda) \cdot P_T(V_{ov}, \lambda) \cdot FF(V_{ov}, \lambda) \quad (2.9)$$

In questa relazione QE indica l'efficienza quantistica, e quantifica la probabilità che il fotone incidente riesca a generare una coppia elettrone-lacuna all'interno della depletion region. QE è dipendente dalla lunghezza d'onda λ della radiazione incidente e può

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

essere ottimizzata con l'applicazione sullo SPAD di rivestimenti protettivi. P_T indica la probabilità di innescare una valanga e questa dipende sia dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente, sia dal potenziale di overvoltage V_{ov} . Il valore teorico di P_T è 1, ma negli esperimenti spesso non viene raggiunto per disomogeneità del campo all'interno del sensore, dovute principalmente a fluttuazioni nel drogaggio del Silicio, per ragioni costruttive. L'ultimo fattore che compare nella forma generale della PDE, FF indica la *Fill Factor*, conosciuto anche con il nome di *fattore geometrico*, che è definito come il rapporto tra l'area attivabile di tutti gli SPAD e l'area totale del SiPM. Questa definizione deriva dal fatto che non tutta l'area di uno SPAD è fotosensibile. Ogni SPAD è a sua volta caratterizzato da un *fill factor*, che è il rapporto tra l'area fotosensibile e la sua area totale. L'area inattiva in uno SPAD è necessaria affinché questo sia elettricamente e otticamente separato dagli altri. Il fill factor è un parametro costruttivo che varia a seconda del tipo di detector con cui ci si trova a lavorare. Per esempio, se si considerano SPAD di grandi dimensioni ($50 \times 50 \mu m^2$), il fill factor può arrivare fino a 80%, mentre per quelli di dimensioni minori ($10 \times 10 \mu m^2$) si riduce fino al 30%. In Figura 2.14, sono riportati gli andamenti della PDE in diversi regimi operativi per un NUV-HD (Near-UV high-density) SiPM. Osservando, in particolare, la dipendenza dell'efficienza da V_{ov} , si nota che questa aumenta rapidamente, fino a saturare attorno ai 5–7 V. Questo avviene poiché una maggiore tensione di overvoltage migliora la probabilità di ottenere l'effetto a valanga, ma non ha effetto sul termine di QE .

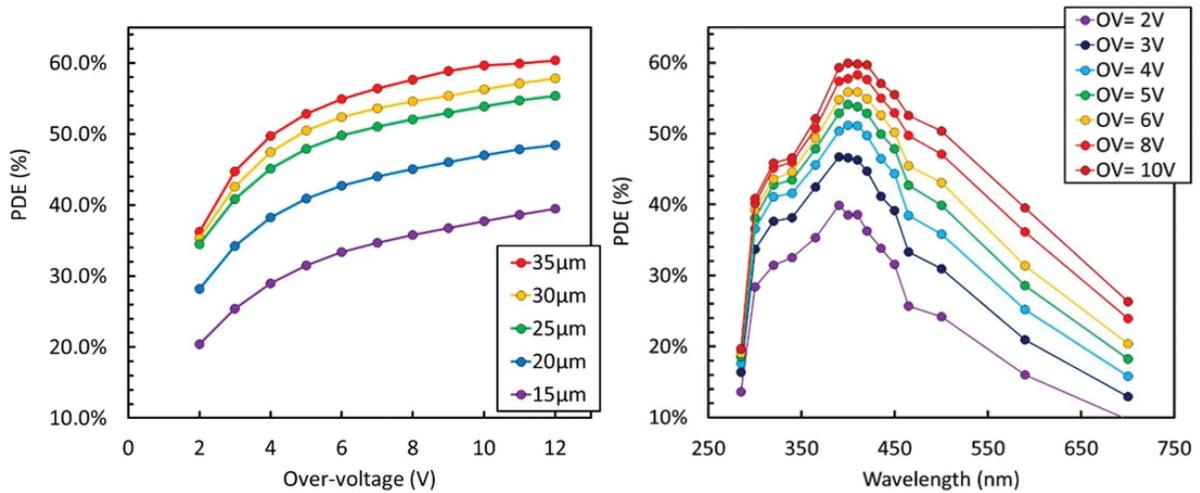


Figura 2.14: Due immagini rappresentative della dipendenza della PDE dalla tensione di overvoltage. A sinistra si evidenzia la dipendenza dalla tensione di overvoltage V_{ov} , fissata una lunghezza d'onda incidente $\lambda = 420 \text{ nm}$, per SPAD di dimensioni differenti. A destra, invece, è mostrata la dipendenza dalla lunghezza d'onda incidente, fissate le dimensioni di uno SPAD, per diverse tensioni di overvoltage V_{ov} [23].

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

2.4.4 Rumore nei SiPM

La primaria fonte di rumore nelle rivelazioni di fotoni con SiPM è dovuta al *dark count*. Questo fenomeno è principalmente dovuto alla temperatura, in quanto può accadere che l'agitazione termica degli elettroni del cristallo possa generare una coppia elettrone-lacuna in grado di scatenare l'effetto a valanga. Quindi, anche se lo SPAD si trova in un ambiente buio e privo di fotoni, c'è una probabilità non nulla che esso si attivi. Si definisce il *dark count rate* (*DCR*) come la media del segnale di output su un intervallo di tempo in cui il rivelatore non è sottoposto a radiazione. In analogia a quanto accade con i fotodiodi, il dark count rate aumenta all'aumentare della temperatura, ma, inoltre, presenta una dipendenza dal valore di overvoltage, poiché un valore maggiore di V_{ov} rende più probabile l'innesco dell'effetto a valanga (Figura 2.15).

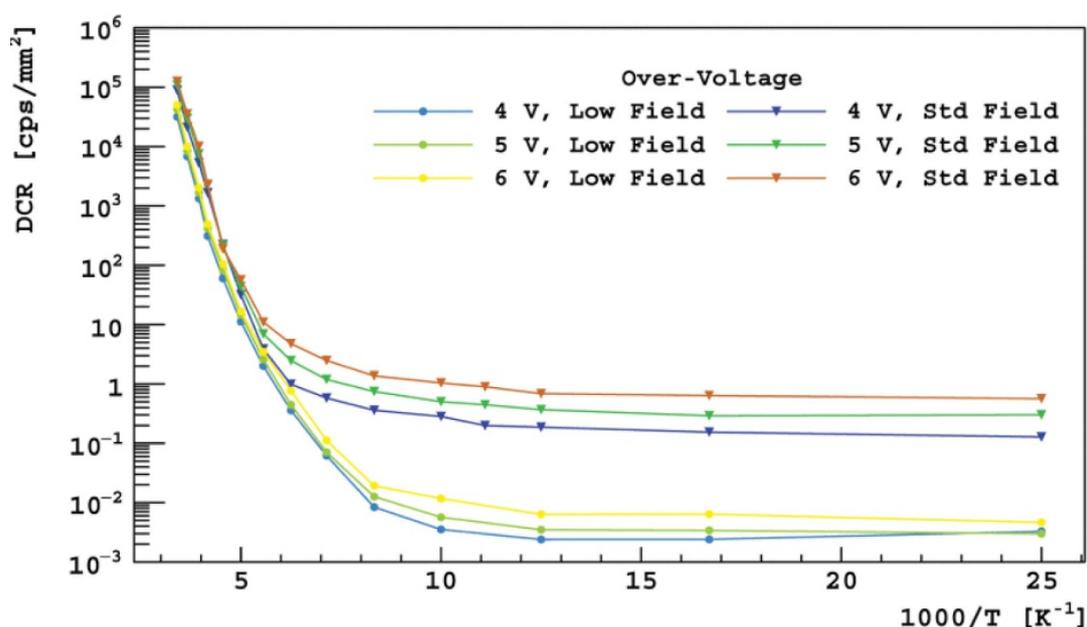


Figura 2.15: *Dark count rate per SiPM NUV-HD-SF (Standard Field) e NUV-HD-LF (Low Field), in funzione dell'inverso della temperatura, a diversi valori di tensione di overvoltage [21].*

Esiste una seconda fonte di rumore, che prende il nome di *afterpulse*, ed è causato da imperfezioni nella struttura cristallina. Tali imperfezioni possono intrappolare i portatori di carica, per poi rilasciarli con un delay esponenziale [22]. C'è la possibilità che il rilascio avvenga dopo la fase di rilassamento, provocando così un secondo effetto a valanga, generando così del rumore che influenza anche il DCR. Ci sono due modi possibili per ridurre la probabilità di afterpulse e il suo impatto sul DCR. Il primo metodo è quello di utilizzare semiconduttori drogati con un bassissimo numero di difetti nel cristallo. Il secondo consiste, invece, nell'aumentare volutamente il tempo di recupero τ_r , in modo

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

tale che il rilascio di queste cariche intrappolate avvenga quando lo SPAD non è ancora pronto a rilevare nuovamente dei fotoni. L'efficacia di questa seconda soluzione è rappresentata in Figura 2.16.

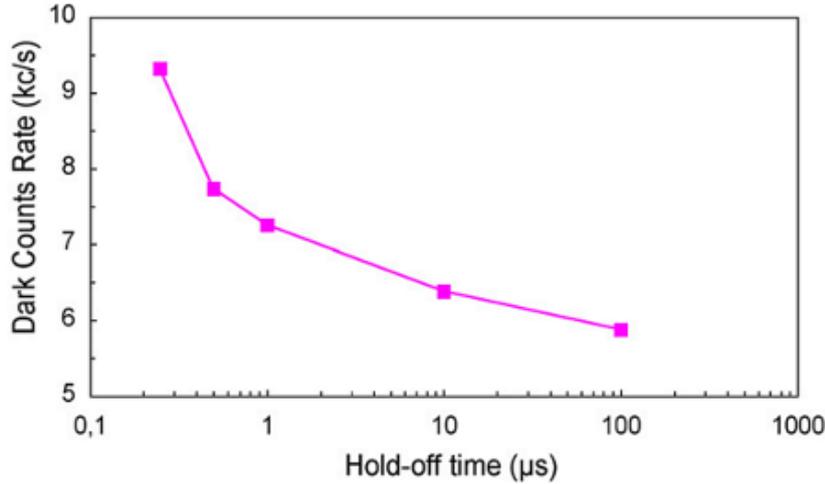


Figura 2.16: Effetto dell'aumento del tempo di recupero sul DCR. Valori maggiori portano ad una minore influenza dell'afterpulse, diminuendo così il DCR [22].

L'afterpulse è, a volte, causato dal riassorbimento di fotoni secondari generati da ricombinazione radiativa o da Bremsstrahlung, i quali si formano al di sotto della depletion region. Aggiungendo un substrato di drogaggio in questa zona del detector, formando una nuova giunzione pn , si impedisce la diffusione delle cariche generate da questi fotoni verso la depletion region [5], evitando l'attivazione del detector.

Un terzo contributo al rumore viene dal fenomeno del *cross-talk*, ed è una conseguenza dell'interazione tra due SPAD. Quando in uno SPAD si attiva l'effetto a valanga, può esserci la formazione di fotoni a causa della luminescenza (si parla di $\sim 3\gamma$ ogni 10^5 portatori), i quali possono colpire i pixel adiacenti, creando un segnale erroneo, soprattutto se hanno una lunghezza d'onda compresa tra $850 - 1100 \text{ nm}$. Formalmente, il cross-talk è definito come:

$$CT = \frac{DCR \text{ con } \geq 2 \text{ SPAD accesi}}{DCR \text{ con } \geq 1 \text{ SPAD accesi}} \quad (2.10)$$

Si possono distinguere tre tipi di cross-talk (Figura 2.17):

- **Direct cross-talk:** In questo caso il fotone generato nello SPAD principale va a colpire direttamente la depletion region di un sensore adiacente, generando così l'effetto a valanga;
- **Delayed cross-talk:** Può accadere che il fotone generato nello SPAD principale possa andare a colpire uno SPAD adiacente nella zona neutra, al di sotto della depletion region. In questa zona può formarsi una coppia elettrone-lacuna che,

2.4. Silicon PhotoMultiplier (SiPM)

arrivando alla depletion region, può generare l'effetto a valanga, ma su scale di tempo maggiori rispetto al direct cross-talk a causa del percorso addizionale che la coppia elettrone-lacuna deve percorrere prima di arrivare alla depletion region;

- **External cross-talk:** Questo tipo di cross-talk si ha quando un fotone generato nella valanga principale esce dallo SPAD per poi venire riflesso dalla resina protettiva che lo ricopre, andando così a colpire un altro SPAD, attivandolo.

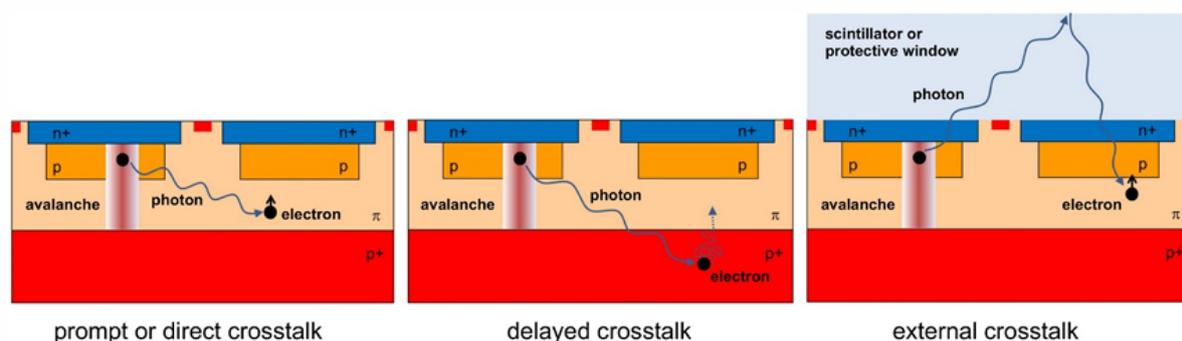


Figura 2.17: Possibili tipi di cross-talk all'interno di un SiPM [21].

Ricordando che il segnale in output cresce molto rapidamente per poi decadere secondo l'equazione 2.4.2, si possono visualizzare gli effetti di rumore appena descritti, riportati in Figura 2.18:

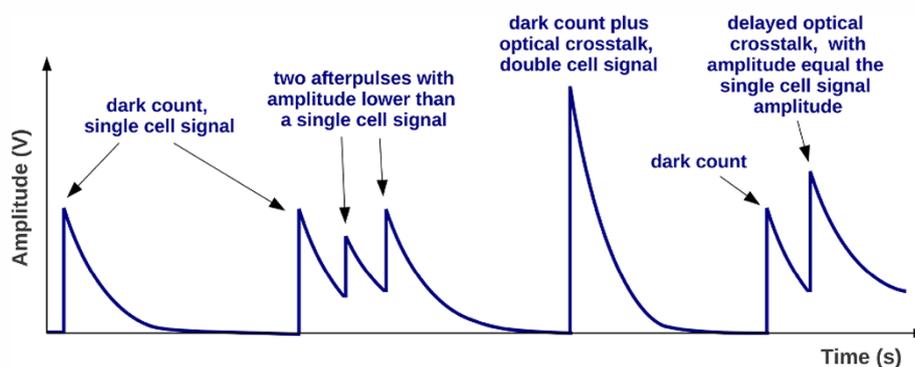


Figura 2.18: Rappresentazione degli effetti del rumore sul segnale di output di un SiPM [21].

Capitolo 3

Identificazione di elettroni attraverso SiPM

Come già accennato nei capitoli precedenti, numerosi studi, tra cui [10], [13], [14], hanno evidenziato come sia possibile identificare particelle cariche mediante l'utilizzo di SiPM, sfruttando la radiazione Cherenkov che queste generano nella resina protettiva dei rivelatori. Questo effetto si ha quando una particella carica attraversa un mezzo dielettrico con velocità $v = \beta c$ maggiore della velocità della luce in quel materiale, pari a $v_n = c/n$ con n indice di rifrazione del mezzo. La particella carica polarizza le molecole del mezzo e queste, una volta che essa è passata, ritornano nel loro stato originario, emettendo radiazione elettromagnetica coerente (*fotoni Cherenkov*) in un cono che ha per asse la direzione della particella. Il cono d'onda prodotto è caratterizzato da una semiapertura angolare descritta dall'angolo Cherenkov θ_c , definito come:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}} \quad (3.1)$$

dove m e p rappresentano la massa e il momento della particella.

All'interno di questa tesi si approfondirà l'aspetto di identificazione di elettroni mediante l'uso di SiPM e sfruttando l'effetto Cherenkov. Sappiamo che, per proteggerli da sollecitazioni meccaniche, i SiPM sono ricoperti da uno strato di resina protettiva. Se questa viene rimossa, le particelle cariche come protoni e pioni non produrranno più effetto Cherenkov e quindi, interagendo con il SiPM, accenderanno solo lo SPAD che colpiscono (questo in prima approssimazione, non considerando DCR e cross-talk). Questo non è vero, però, per gli elettroni, i quali sono gli unici che possono generare fotoni Cherenkov in aria anche a bassi impulsi (al di sotto di $5 - 6 \text{ GeV}/c$, come mostrato in Figura 3.1). I dati utilizzati per l'analisi che seguirà in questo capitolo, sono stati acquisiti con un fascio di particelle contenente pioni, protoni ed elettroni, ad ottobre 2023 nella facility PS-T10 del CERN.

3.1. Apparato sperimentale

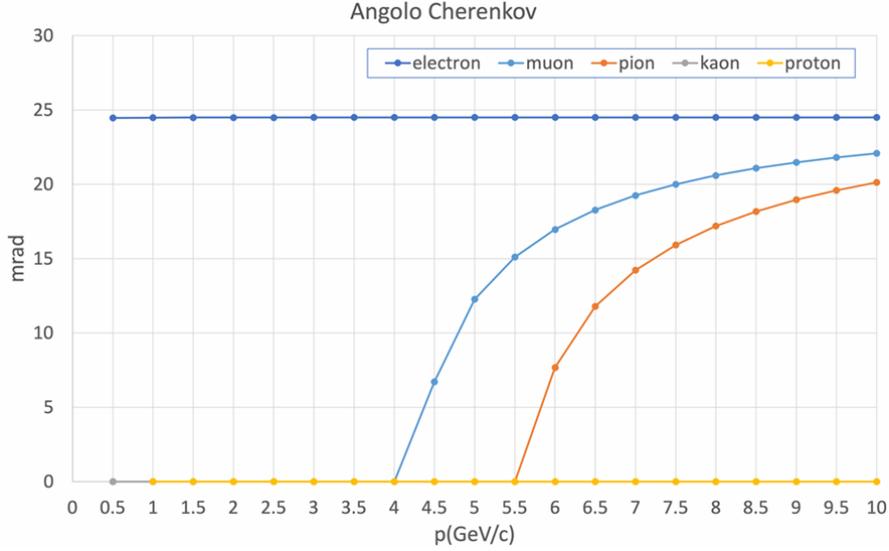


Figura 3.1: *Angolo Cherenkov per diverse particelle cariche in aria in funzione dell'impulso [5].*

3.1 Apparato sperimentale

Per la raccolta dati si è utilizzato l'apparato sperimentale mostrato in Figura 3.2. Esso è costituito da due sensori LGAD, di area di 1 mm^2 e spessi $25 \text{ }\mu\text{m}$ e $35 \text{ }\mu\text{m}$, che si trovano all'inizio e alla fine del telescopio. Questi hanno il compito di dare il riferimento temporale all'esperimento, tracciare il fascio di particelle, fornire il segnale di trigger per l'acquisizione dei dati e informazioni sull'identità delle particelle del fascio [14]. Tra questi due LGAD sono posizionati due rivelatori SiPM, di cui uno (il secondo ad essere attraversato dal fascio, collegato al terzo canale di presa dati, come visibile in Figura 3.2) è privo della sua resina protettiva, in modo tale da poter rivelare gli elettroni mediante effetto Cherenkov in aria. Nel proseguo di questa tesi, saranno analizzati i dati raccolti su questo rivelatore. I SiPM utilizzati nell'esperimento sono i WR 3x3-40, prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK), basati sul prototipo della tecnologia NUV-HD (Near-UV high-density) [10] [13] [14].

Questi SiPM hanno un'area totale $A = 3.2 \times 3.12 \text{ mm}^2$, un fill factor dell'83%, una tensione di breakdown $V_{BD} = 32.2 \pm 0.1 \text{ V}$ e sono composti da 6200 SPAD quadrati di lato $40 \text{ }\mu\text{m}$ [13]. I quattro sensori appena descritti sono posti ad una distanza di 7 cm l'uno dall'altro, e possono essere collocati in varie posizioni del piano perpendicolare al fascio incidente, con una precisione, su entrambi gli assi, di circa $10 \text{ }\mu\text{m}$. Ciò garantisce che SiPM, LGAD e fascio siano sempre allineati.

Per evitare che il telescopio sia esposto alla luce ambientale e al rumore elettromagnetico dovuto all'alimentazione dell'area sperimentale, esso è posto all'interno di una scatola metallica rivestita internamente da materiale nero in grado di assorbire fotoni che possono

3.1. Apparato sperimentale

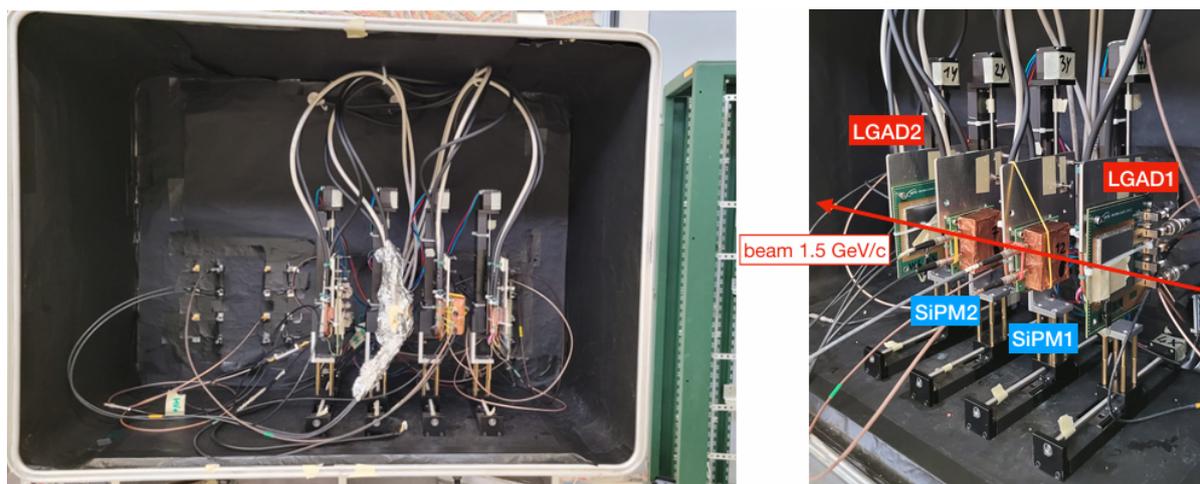


Figura 3.2: Due immagini che riportano la struttura del telescopio utilizzato all'interno dell'esperimento [5].

diffondere (Figura 3.2 e Figura 3.3). Questa ha la funzione di Gabbia di Faraday, e, inoltre, permette di mantenere l'apparato ad una temperatura di $20 - 25 \text{ }^\circ\text{C}$ con un sistema di raffreddamento criostatico e celle di Peltier. La temperatura di funzionamento è particolarmente importante poiché, come visto nel paragrafo 2.4.4, il DCR è fortemente dipendente dalla temperatura operativa del SiPM.

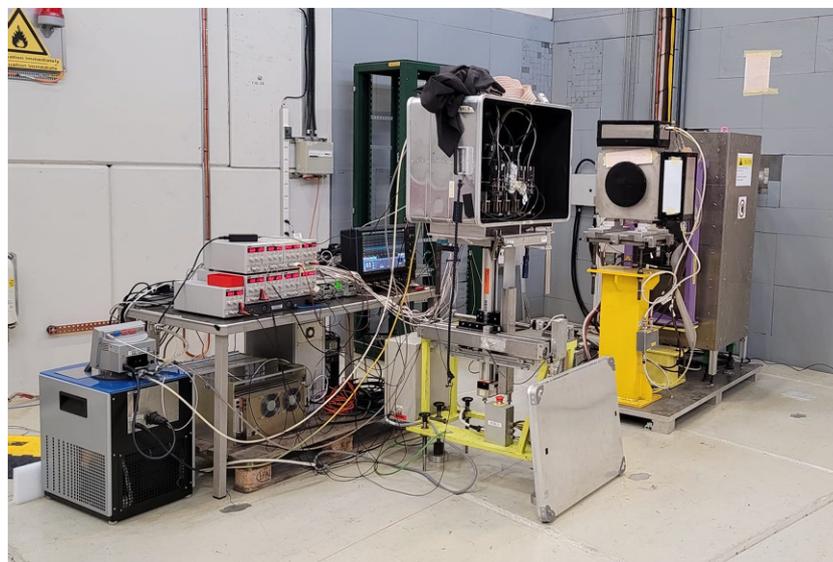


Figura 3.3: Visione complessiva di tutto l'apparato sperimentale, comprendente il telescopio all'interno della scatola metallica, gli alimentatori ad alta e bassa tensione, l'oscilloscopio utilizzato per la presa dati e il criostato [5].

3.1. Apparato sperimentale

I due SiPM sono collegati a degli amplificatori di segnale X-LEE, caratterizzati da un fattore di gain di circa 40 dB . I quattro sensori sono collegati ad altrettanti canali analogici di un oscilloscopio digitale (Lecroy Wave-Runner 9404M-MS con 4 GHz di bandwidth), che raccoglie i dati di ogni singolo canale come waveform. Tutto l'apparato è controllato da un programma di LabView, dedito alla raccolta dati e alla gestione dei parametri di temperatura e di V_d .

I dati analizzati nel seguito di questo capitolo sono stati raccolti con un fascio di particelle cariche di impulso $1.5 \text{ GeV}/c$ e con una tensione di overvoltage $V_{ov} = 2 \text{ V}$. La composizione del fascio varia in base al suo impulso (Figura 3.4) e a $1.5 \text{ GeV}/c$ è composto al 60% da elettroni, al 28% da pioni e al 12% da protoni.

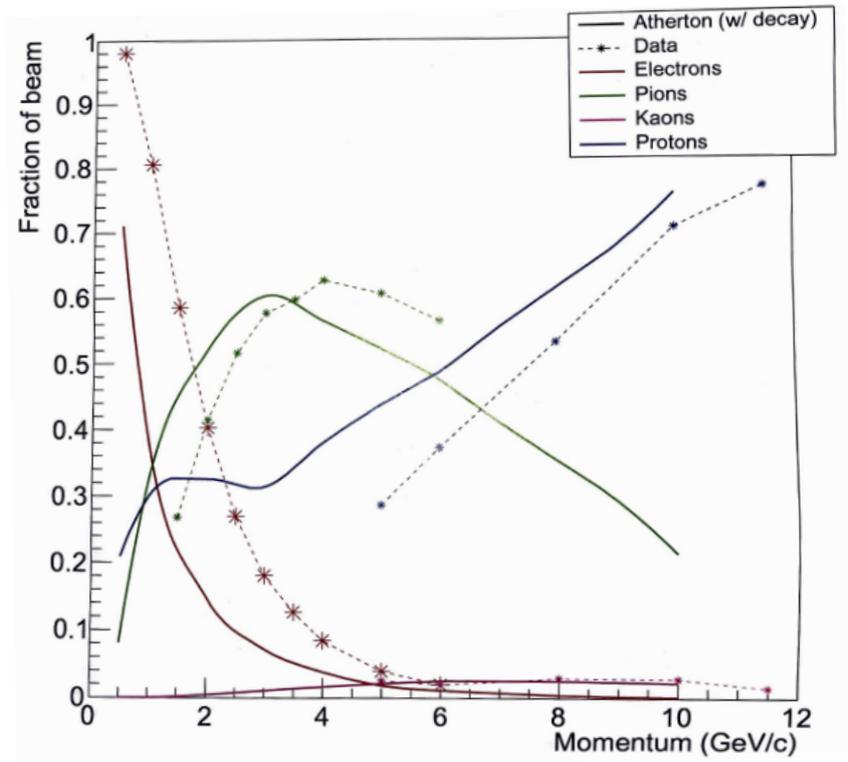


Figura 3.4: *Composizione del fascio di protoni, pioni ed elettroni in funzione del suo impulso [5].*

In queste condizioni, gli elettroni sono le uniche particelle in grado di generare fotoni Cherenkov (Figura 3.1). Per cui il principale numero di attivazioni degli SPAD sarà dovuto al passaggio di elettroni. In particolare, simulazioni (paragrafo 3.4) mostrano che, per impulsi di $1.5 \text{ GeV}/c$, l'emissione di un fotone Cherenkov da parte di un elettrone avviene circa ogni 24 mm (in aria), per cui, visto che entrambi i SiPM sono distanti 7 cm dal rivelatore che li precede, in media ci si aspetta che un elettrone attivi 3 SPAD

3.2. Selezione del segnale

all'interno di un SiPM. Impulsi di questo ordine di grandezza, inoltre, permettono ai sensori LGAD di identificare (e quindi separare grazie alla loro risoluzione temporale) elettroni, pioni e protoni. In tale modo è possibile fare una prima separazione tra gli elettroni e i pioni che hanno TOF (e velocità) simili e i protoni.

3.2 Selezione del segnale

Prima di procedere all'analisi dei dati, è necessario elaborarli, soprattutto per eliminare fonti di rumore che potrebbero alterare i risultati dell'analisi stessa. I sensori di TOF LGAD sono in grado, a questi impulsi, di misurare l'intervallo temporale che le particelle cariche impiegano ad attraversare il telescopio. Per la misura del tempo mediante LGAD si è utilizzata la tecnica del *Constant Fraction Discriminator (CFD)*, con una soglia di discriminazione del 60% dell'ampiezza massima del segnale. In particolare, per migliorare la separazione tra il picco di protoni e quello di elettroni e pioni, si sono valutate e graficate (Figura 3.5) $t_{LGAD1} + t_{LGAD2}$ e $t_{LGAD1} - t_{LGAD2}$, dove t_{LGADi} indica il tempo di arrivo di una particella sul sensore LGAD i -esimo. Si distinguono: sulla destra un raggruppamento di protoni e sulla sinistra un raggruppamento di elettroni e pioni che, in questa fase dell'esperimento, non sono distinguibili in base al loro Time of Flight perché hanno velocità molto simili. Le box in Figura 3.5 rappresentano i tagli rettangolari applicati ai dati, prima della loro analisi. In particolare, per elettroni e pioni il taglio comprende particelle caratterizzate da $0 \text{ ns} < t_{LGAD1} - t_{LGAD2} < 0.16 \text{ ns}$ e da $-1.2 \text{ ns} < t_{LGAD1} + t_{LGAD2} < -0.7 \text{ ns}$, mentre i protoni sono caratterizzati da $0.2 \text{ ns} < t_{LGAD1} - t_{LGAD2} < 0.4 \text{ ns}$ e da $-1.2 \text{ ns} < t_{LGAD1} + t_{LGAD2} < -0.95 \text{ ns}$. Notiamo che gli eventi di raccolta del segnale da parte dei SiPM si trovano in un intervallo di $\pm 2 \text{ ns}$ centrato nel trigger t_0 .

Una volta isolati i dati, su questi può essere fatta un'analisi che evidenzia i due picchi attesi, uno per i protoni e uno per pioni ed elettroni (Figura 3.6), che conferma, qualitativamente, le informazioni che abbiamo sul fascio di particelle.

Nonostante il telescopio sia installato all'interno di una gabbia di Faraday, non è completamente immune al rumore elettromagnetico. Questo fa in modo che non tutti i segnali analogici dei SiPM abbiano la stessa linea di fondo (o baseline). Risulta necessario, quindi, correggere il segnale prima dei picchi dati dal passaggio di una particella. Per fare ciò, si calcola prima una media della baseline (nel nostro caso analizzando il segnale tra -10 ns e -2 ns). Una volta fatto ciò, bisogna rimuovere il rumore proveniente da eventi precedenti dovuti al passaggio di MIP o da DC, effettuando un taglio di tutti gli eventi la cui baseline ha una RMS maggiore di 0.005 rispetto alla baseline media. Si può, a questo punto, ricalcolare una nuova baseline media che si va a sottrarre al segnale, ottenendo così una buona riduzione del rumore (Figura 3.7).

3.3. Analisi dati e risultati

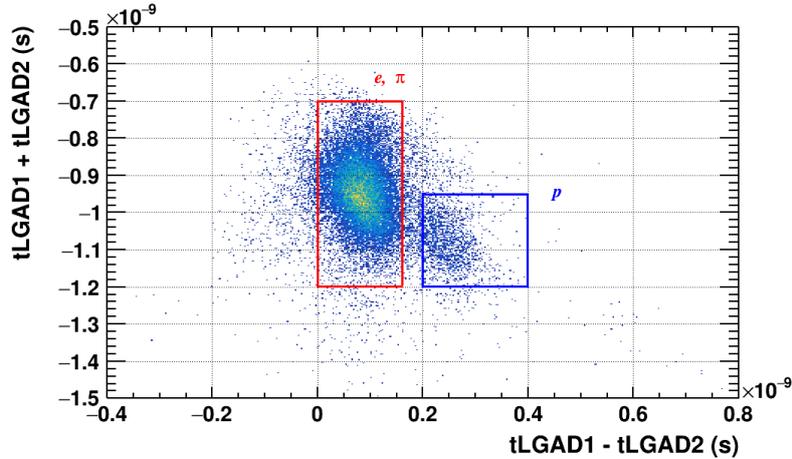


Figura 3.5: *Tempi di volo delle particelle rilevati tramite LGAD, mediante i quali si possono identificare le particelle rivelate. Il riquadro rosso indica su quali pioni ed elettroni si è svolta l'analisi dati, mentre quello blu è per i protoni analizzati.*

3.3 Analisi dati e risultati

Una volta ridotto l'impatto del rumore di fondo, si può procedere con l'analisi dati. Il suo scopo è andare a ricavare lo spettro di ampiezza massima degli elettroni, e confrontarlo con quello dei pioni, per confermare che la loro rivelazione mediante effetto Cherenkov sia efficace e che i due spettri siano differenti. Questo perché ci aspettiamo che gli elettroni accendano, in media, più di uno SPAD, mentre pioni e, analogamente, protoni uno solo. Il primo passo consiste nel separare, utilizzando una macro di ROOT e le informazioni dei rivelatori LGAD, i segnali legati alla rivelazione di elettroni e pioni da quelli della rivelazione di protoni nel SiPM. Così facendo, e graficando insieme i segnali provenienti dallo stesso tipo di particelle, si ottiene la Figura 3.8.

Una volta fatto ciò, possiamo ricavare lo spettro di ampiezza massima del segnale per protoni e per pioni ed elettroni, sempre sfruttando una macro di ROOT (Figura 3.9).

Per ricavare lo spettro di ampiezza massima dei soli elettroni, dobbiamo fare una considerazione su come queste particelle cariche vengano rivelate. Infatti, sia protoni che pioni ad un impulso di 1.5 GeV non producono effetto Cherenkov in aria e, per questa ragione, possiamo supporre che i singoli spettri di queste particelle siano identici, poiché, in media, queste particelle attivano solamente uno SPAD. Quindi, per trovare una stima dello spettro degli elettroni, sotto queste ipotesi, è necessario normalizzare lo spettro dei protoni per il numero atteso di pioni e poi sottrarlo allo spettro contenente sia elettroni che pioni. Per poter normalizzare lo spettro dei protoni è necessario conoscere la composizione del fascio. Facendo riferimento alla Figura 3.4, si vede che, per un impulso di $1.5 \text{ GeV}/c$, il fascio è composto al 60% da elettroni, al 28% da pioni e al 12% da

3.3. Analisi dati e risultati

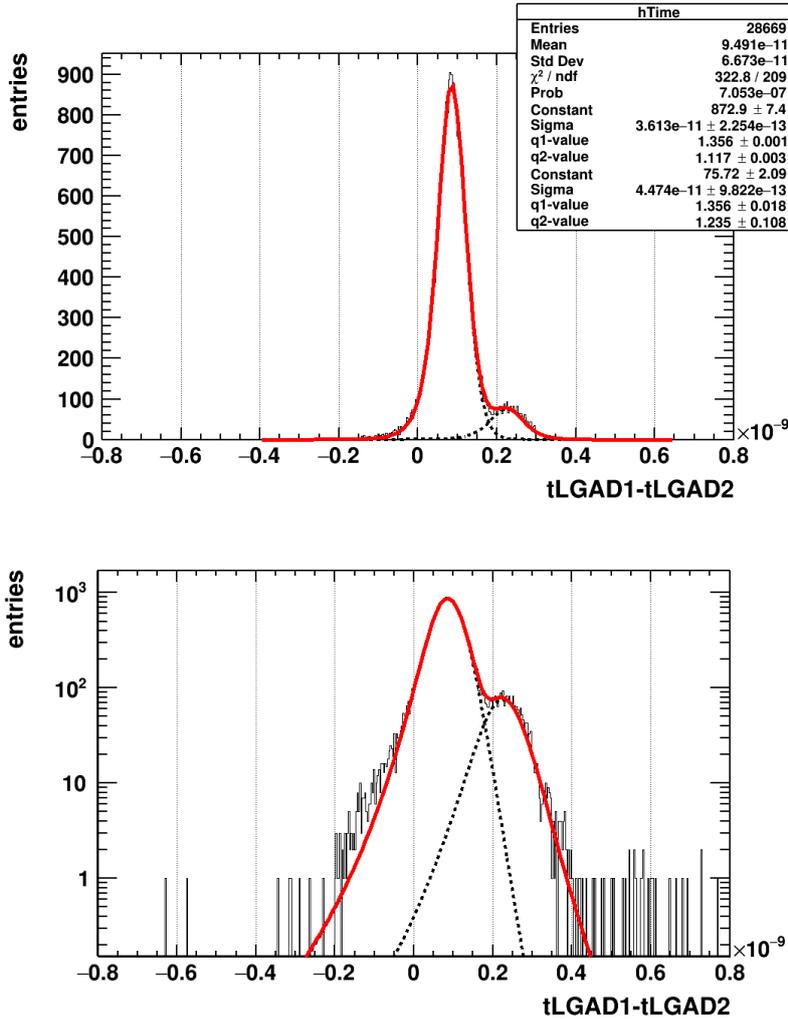


Figura 3.6: *Fit, eseguito con due q-gaussiani, degli intervalli temporali delle varie particelle misurati dai rivelatori LGAD, in scala lineare (in alto) e logaritmica (in basso). Il picco più pronunciato è legato all'identificazione di elettroni e pioni, mentre l'altro ai protoni.*

protoni. Quindi, considerando solamente gli eventi di elettroni e pioni, ci aspettiamo che il 68% di questi siano legati ad elettroni, mentre il restante 32% siano legati ai pioni. Per ottenere la distribuzione dei pioni, dunque, bisogna dividere la distribuzione di ampiezza dei protoni per il numero di eventi rilevati come protoni, per poi moltiplicarla sia per il numero di eventi rilevati come pioni ed elettroni, sia per un fattore di scala 0.32. Una volta ottenuta, la si sottrae alla distribuzione di ampiezza di pioni e elettroni, ottenendo così quella per soli elettroni (Figura 3.10).

Per valutare la qualità della stima dello spettro di ampiezza massima degli elettroni, si può fare un confronto tra questo e lo spettro che caratterizza i protoni. Questo, infatti,

3.3. Analisi dati e risultati

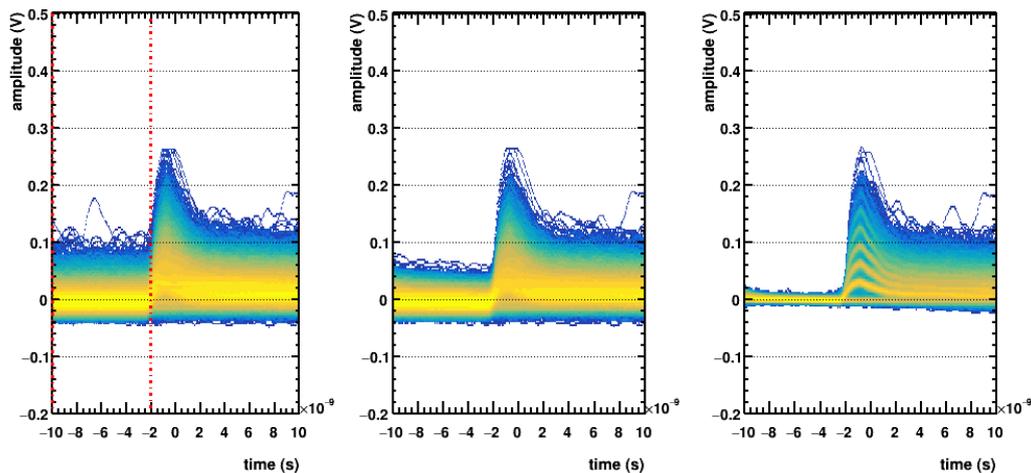


Figura 3.7: Visualizzazione grafica del processo di pulizia del segnale. A sinistra sono presenti i segnali registrato dall'oscilloscopio. Nella figura centrale sono stati eliminati gli eventi con $RMS > 0.005$ e nella figura di destra sono rappresentati i segnali a cui è stata sottratta la nuova baseline media.

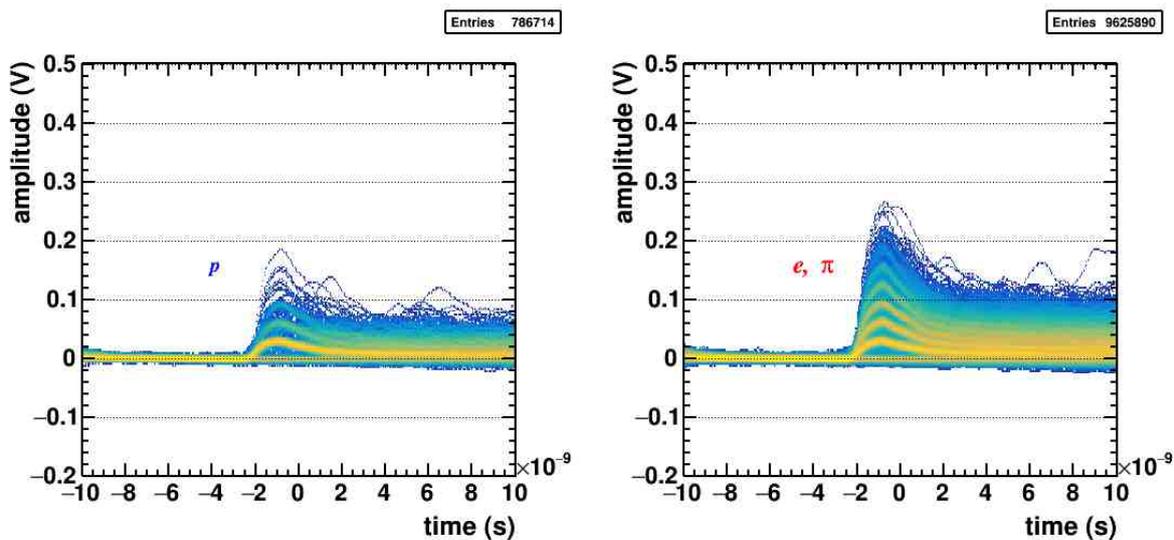


Figura 3.8: Grafici dei segnali di eventi identificati come passaggio di protoni (a sinistra) e di elettroni e pioni (a destra).

risulta essere estremamente simile allo spettro prodotto dai pioni poiché entrambe le particelle non producono effetto Cherenkov in aria. Confrontando i due spettri si nota che i protoni (e , analogamente i pioni o qualsiasi altra particella non producente effetto

3.3. Analisi dati e risultati

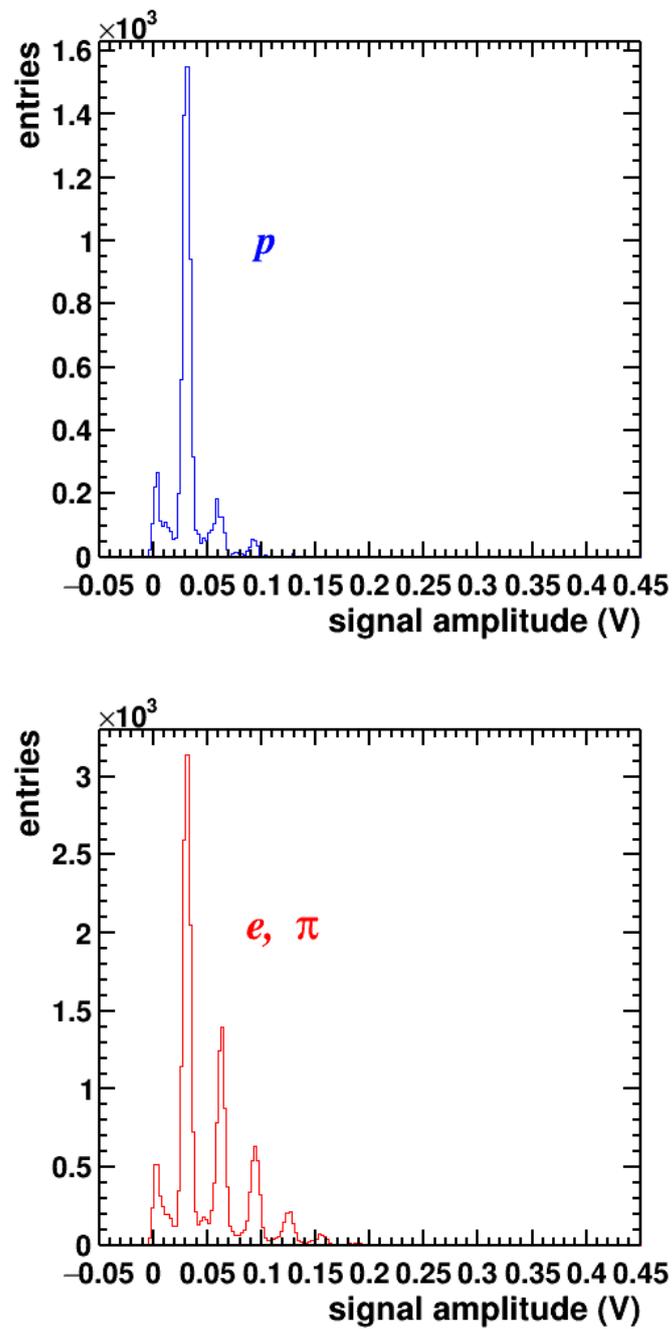


Figura 3.9: In figura sono riportati gli spettri di ampiezza massima per i protoni (in alto) e per l'insieme di pioni ed elettroni (in basso).

3.3. Analisi dati e risultati

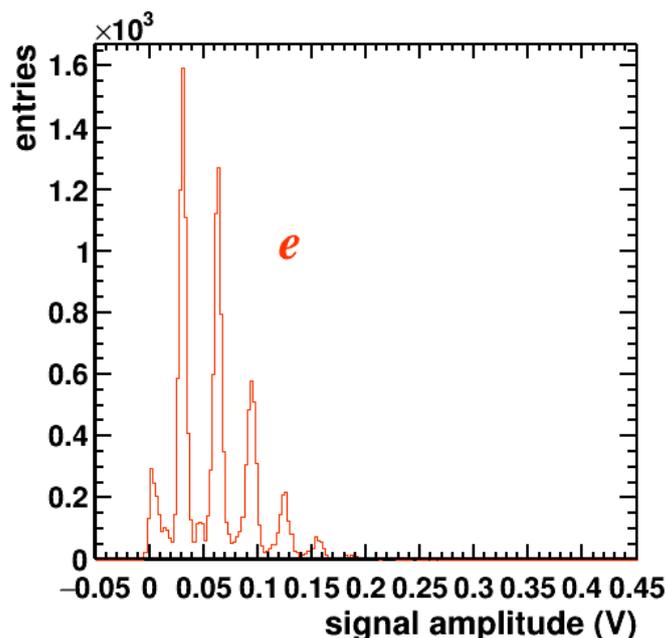


Figura 3.10: Spettro di ampiezza massima per gli elettroni ricavato per sottrazione dello spettro dei protoni normalizzato dallo spettro di elettroni e pioni.

Cherenkov) accendono, dopo il loro passaggio solamente uno SPAD, mentre gli elettroni spesso ne accendono due o tre. Questo è in accordo con quanto ci aspettiamo, poiché, come già detto nel paragrafo 3.1, gli elettroni emettono più di un fotone Cherenkov, attivando più SPAD contemporaneamente. Osservato questo fatto, si può decidere di applicare un taglio ed eliminare i dati di ampiezza per tensioni minori di 0.05 V. Se si procede in questa maniera, si tagliano tutti gli eventi legati all'attivazione di un singolo SPAD (che genera un segnale di circa 0.035 V) eliminando così il rumore di protoni e pioni (Figura 3.11). Agire in questa maniera comporta che l'apparato sperimentale abbia un'efficienza di rivelazione degli elettroni del 58%, con una background rejection molto buona (85%).

Possiamo vedere, quindi, come questo metodo possa rivelarsi efficace per la rivelazione di elettroni tramite effetto Cherenkov. Ci sono, però, delle considerazioni da fare. La prima è che alcuni elettroni possano in realtà essere trattati come protoni, ma fare una distinzione migliore di quella presentata in Figura 3.5 non è possibile con questi strumenti di misura. La seconda riguarda la composizione del fascio. È infatti fondamentale conoscerla con grande precisione per poter applicare correttamente il metodo della normalizzazione ed evitare di ottenere una stima sbagliata degli elettroni che hanno attraversato il telescopio.

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

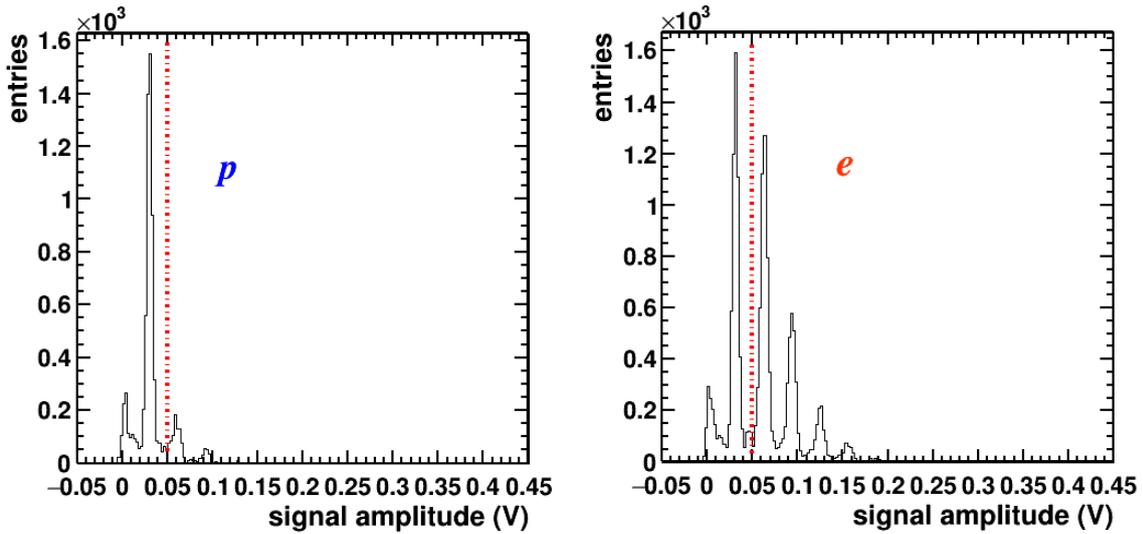


Figura 3.11: Visualizzazione grafica del taglio applicato alle tensioni, in modo tale da aumentare la background rejection.

3.4 Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

Le considerazioni appena espresse pongono dei quesiti sull'attendibilità dei risultati ottenuti e sulla loro riproducibilità. Per verificarli, si è deciso di confrontarli con una simulazione in cui vengono riprodotti sia il meccanismo di produzione dei fotoni Cherenkov nel volume d'aria di fronte al sensore, sia la risposta del sensore SiPM stesso al passaggio delle particelle cariche e degli eventuali fotoni. Questa simulazione è stata realizzata con una macro ROOT, che, se in grado di confermare i dati sperimentali, potrà essere utilizzata anche per prevedere il comportamento dei SiPM rispetto alla rivelazione di elettroni in condizioni sperimentali differenti.

L'idea principale della MACRO è simulare cosa succede nei 7 cm che si trovano davanti ai SiPM nell'apparato sperimentale. Come prima cosa si vanno a generare due punti sugli LGAD, i quali definiranno la traccia con cui il fascio attraverserà il telescopio (Figura 3.12). Una volta fatto ciò, si vanno a simulare il passaggio delle particelle cariche e la loro identificazione mediante il metodo *hit or miss* che sfrutta numeri generati pseudo-randomicamente in ROOT tramite la classe TRandom3. In questo modo, si otterranno degli spettri di ampiezza massima di protoni ed elettroni da confrontare con quelli ottenuti dall'analisi dati descritta nel paragrafo 3.3. La macro permetterà, inoltre, di fare delle previsioni su cosa accada a valori di impulso diversi da 1.5 GeV/c.

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

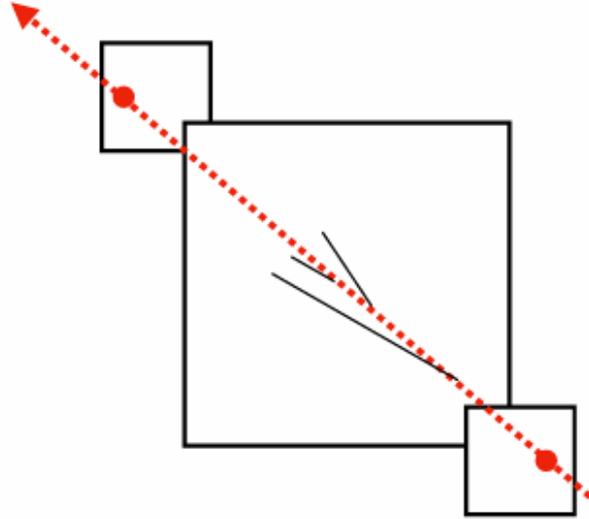


Figura 3.12: *Rappresentazione schematica di come è strutturato l'apparato sperimentale su cui si basa la simulazione.*

3.4.1 Parametri fondamentali della simulazione

Prima di discutere i dettagli della macro di ROOT utilizzata per la simulazione, è utile elencare i parametri fisici fondamentali necessari a descrivere l'identificazione di particelle cariche nel SiPM. Alcuni di questi sono già stati citati in fase di descrizione del funzionamento del SiPM, ma verranno comunque riportati.

Iniziamo introducendo il numero medio di fotoni Cherenkov prodotti $N(\gamma)$. Questa quantità indica la media di fotoni prodotti da una particella che si muove a velocità superluminale in un tratto di lunghezza L , e ci permette di calcolare ogni quanto è emesso, in media, un fotone Cherenkov. La stima di $N(\gamma)$ è data da una forma approssimata della formula di *Frank – Tamm*, la quale deve il suo nome ai fisici che per primi la svilupparono:

$$N(\gamma) = 2\pi\alpha\sin^2\theta_c \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) L \quad (3.2)$$

dove $\alpha \sim 1/137$ è la costante di struttura fine, θ_c è l'angolo Cherenkov, già definito nell'equazione 3.1, λ_{min} e λ_{max} sono rispettivamente la lunghezza d'onda minima e massima dei fotoni rilasciati nel processo ed L indica la lunghezza del percorso durante il quale la particella carica rilascia gli $N(\gamma)$ fotoni Cherenkov. Nel nostro caso, L indica la distanza che una particella carica può percorrere prima di entrare in contatto con il SiPM, ovvero $L = lenght = 70 \text{ mm}$ (*lenght* è la variabile che nella macro indica questa distanza). Poiché nell'esperimento si è lavorato con SiPM WR 3x3-40 basati su tecnologia NUV-HD, si è scelto di fare girare la simulazione con fotoni caratterizzati da lunghezze d'onda comprese tra $\lambda_{min} = 300 \text{ nm}$ e $\lambda_{max} = 550 \text{ nm}$. All'interno di tale range, infatti, questo

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

tipo rivelatore è particolarmente efficace, per le ragioni discusse in 2.4.1. La simulazione prevede (almeno per la primaria fase di confronto) che si lavori con un fascio di particelle dotato di momento pari a $1.5 \text{ GeV}/c$, che attraversa l'aria, con indice di rifrazione $n = 1.0003$. Altri parametri importanti sono quelli legati alla tipologia di SiPM. Come già riportato nel paragrafo 3.1, i SiPM WR 3x3-40 sono caratterizzati da un fill factor $FF = 83\%$, un'area $A = 3.2 \times 3.12 \text{ mm}^2$, e un pitch $40 \mu\text{m}$. Per quanto riguarda i parametri di rumore, si ha un valore di cross-talk di 0.05.

Una particolare attenzione merita la PDE. Come visto nel paragrafo 2.4.3, nell'equazione 2.9 e in Figura 2.14, questa può avere forme differenti che variano a seconda del materiale, della lunghezza d'onda incidente e della tensione di overvoltage V_{ov} . Per semplificare la macro, che per ora ha solo una funzione di conferma della correttezza dell'approccio operativo e presenta varie approssimazioni, è sensato cercare un modo meno complesso per implementare la PDE. La maniera più semplice è utilizzare una funzione costante. Quello che si fa è calcolare l'integrale della PDE nell'intervallo tra λ_{min} e λ_{max} per $V_{ov} = 2 \text{ V}$ (che è la tensione operativa usata nell'esperimento). Fatto ciò, si crea una PDE costante tra λ_{min} e λ_{max} il cui integrale sull'intervallo di lunghezze d'onda abbia la stessa area sottesa dalla PDE originale tra quei valori di λ . Si ottiene così un valore costante per la PDE di 0.35. Il procedimento di semplificazione appena esposto è visualizzato in Figura 3.13.

3.4.2 Descrizione dettagliata della simulazione

Prima di entrare nei dettagli del codice utilizzato è necessario fare una precisazione. Infatti, possiamo permetterci di semplificare ulteriormente il modello presentato in Figura 3.12, assumendo che le particelle cariche percorrano una distanza sempre pari a $length = 70 \text{ mm}$, senza dover calcolare eventuali correzioni alla distanza dovute alla direzione del fascio (che sarebbero comunque molto ridotte) potendo così simulare solamente gli eventi di generazione Cherenkov e di rivelazione, ottenendo comunque una precisione compatibile con i dati sperimentali.

Iniziamo quindi ora a descrivere la macro di ROOT con cui è stata eseguita la simulazione, introducendo la funzione principale:

```
void dummyPoissonSimulation(Float_t p, Int_t itype, Int_t  
    ↪ imaterial, Int_t isipm, Int_t inoise)
```

la quale ha come parametri di ingresso, nell'ordine: il momento del fascio, in GeV/c , il tipo di particella di cui si vuole simulare il passaggio nell'apparato, il materiale usato come radiatore nel SiPM, il tipo di SiPM e un parametro di noise. Tipo di particella, materiale e tipo di SiPM sono descritti mediante dei numeri interi, che vanno ad attivare all'interno del resto della macro degli *switch statements*. Le particelle disponibili sono le stesse analizzate nell'esperimento, ovvero protoni, pioni ed elettroni, implementati in

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

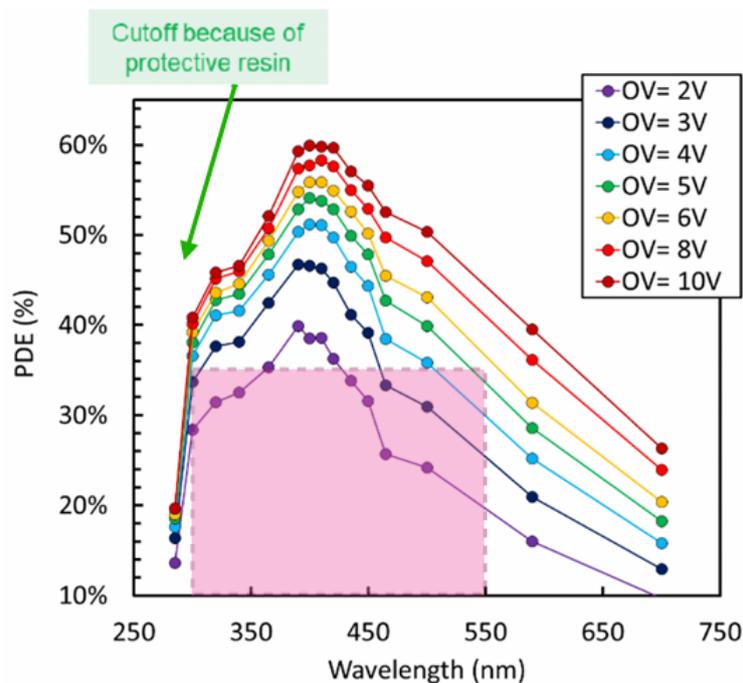


Figura 3.13: Visualizzazione dell'approssimazione della PDE come funzione costante. Il rettangolo rosa ha la stessa area sottesa dalla PDE originale tra gli estremi di lunghezza d'onda considerati. Forma della PDE e immagine originale sono stati forniti da [23].

uno switch che determina il valore del parametro di massa a riposo (in GeV/c^2) utilizzato nella simulazione:

```
switch(itype){
case 0:
  Printf("Simulation with electrons\n");
  mass = 0.000511;
  break;

case 1:
  Printf("Simulation with pions\n");
  mass = 0.1396;
  break;

case 2:
  Printf("Simulation with protons\n");
  mass = 0.9383;
  break;
}
```

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

La simulazione ci dà la possibilità di avere un radiatore di materiali differenti davanti al SiPM. Questa scelta viene implementata ancora una volta mediante uno switch statement, che permette di scegliere tra acqua, aria e silice, materiali dal diverso indice di rifrazione e con diverso spessore *length*, parametro che influenza il numero di fotoni Cherenkov prodotti, come si vede nell'equazione 3.2:

```
switch(imaterial){
case 0:
  Printf("Simulation in water\n");
  n = 1.33;
  length = 1; // in mm
  break;

case 1:
  Printf("Simulation in air\n");
  n = 1.0003;
  length = 70; // in mm
  xmin = -0.05;
  xmax = 0.45;
  break;

case 2:
  Printf("Simulation in silica protection layer\n");
  n = 1.52;
  length = 0.45; // in mm
  xmin = -0.05;
  xmax = 0.95;
  break;
}
```

Un terzo switch ci permette di scegliere il tipo di SiPM con cui vogliamo simulare l'identificazione di particelle. Il rivelatore è associato ai suoi parametri fisici: dimensioni, ampiezza del segnale generato, pitch, fill factor e numero di SPAD da cui è formato. Si noti che l'origine del sistema di riferimento necessario per raccogliere i dati su quale sia stato lo SPAD ad essere attivato è posto al centro del SiPM, infatti la coordinate x e y possono muoversi tra -1.56 e 1.56 (ricordiamo che il lato è lungo 3.12 mm, approssimando il SiPM come un quadrato). Sono anche riportati parametri legati al DCR e al rumore in generale, che variano se il rivelatore è dotato del rivestimento protettivo. Lo switch permette di scegliere tra un SiPM SR1-1x1-20 e un SiPM SR1-3x3-40. Nell'esperimento si è lavorato con il secondo, per cui anche nella simulazione sarà utilizzato solamente quello. Di seguito si riporta la sua implementazione, che è uguale per entrambi i modelli, anche se questi presentano valori numerici differenti per i loro parametri:

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

```
switch(isipm){
case 0:
/* ....simulation of SiPM SR1-1x1-20....*/
case 1:
  Printf("SiPM SR1-3x3-40\n");
  xlimDown = -1.56;
  xlimUp = 1.56;
  charge = 0.031; // max amplitude single SPAD
  pitch = 0.04;
  ff = 0.83; // Fill Factor
  cellN = 78;
  cellhalfN = 39;
  spread = 0.004;
  noise[0] = 0.003;
  noise[1] = 0.003;
  if(imaterial == 2){ // silica protection layer
    spread = 0.0065;
    noise[0] = 0.015;
    noise[1] = 0.01;
    custom = 0;
  }
  break;
}
```

Una volta che questi switch sono stati definiti, si va ad implementare la parte della macro che è comune a tutte le combinazioni dei casi appena elencati. Si inseriscono, quindi, la PDE uniforme (0.35), il cross-talk a $V_{ov} = 2 V$ (0.05), $\lambda_{min} = 300 nm$, $\lambda_{max} = 550 nm$ e si calcolano il β relativistico e il numero medio di fotoni Cherenkov emessi in un millimetro, assieme al suo reciproco (variabile *mean*), ovvero ogni quanti millimetri viene emesso un fotone. Si creano poi quattro istogrammi: tre monodimensionali, che conterranno il numero di SPAD attivati, il segnale in uscita dal SiPM (che andrà confrontato con gli spettri di carica ricavati sperimentalmente), il numero di fotoni Cherenkov generati dalle cariche in funzione della distanza dal SiPM, e uno bidimensionale che crea un plot, chiamato *hit map*, di quali punti del SiPM sono stati colpiti dal maggior numero di fotoni (e di particelle nel caso in cui non ci sia effetto Cherenkov):

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

```
TH1F *hist = new TH1F("hist", "hist; hit number; entries", 50,
    ↪ 0, 50);
TH1F *histCell = new TH1F("histCell", "histCell; signal
    ↪ amplitude (V); entries", nbins, xmin, xmax);
TH1F *histX = new TH1F("histX", "histX; distance from SiPM (mm)"
    ↪ , 100, 0, 100);
TH2F *hist2D = new TH2F("hist2D", "hist2D; x(mm); y(mm)", 100,
    ↪ -2, 2, 100, -2, 2);
```

Dopo aver dichiarato alcune variabili utili alla simulazione, si esegue un ciclo *for*, che simula il passaggio di 100000 particelle all'interno dell'apparato sperimentale. La prima parte di questo simula l'accensione di uno SPAD da parte di una particella attraverso l'energia trasmessa in un urto, non attraverso fotoni Cherenkov. Per prima cosa, si settano a zero tutti gli elementi di un vettore chiamato *hit* (gli elementi uguali ad uno indicano che uno SPAD si è attivato), il cui scopo è contare quanti SPAD siano attivati dalla particella e da fotoni Cherenkov che essa può generare, e poi, mediando su due numeri generati randomicamente, si calcola la posizione in *x* e in *y* in cui il SiPM è stato colpito, per poter determinare quale SPAD sia entrato in contatto con la particella:

```
memset( hit, 0, (cellN*100 + cellN)*sizeof(int) );
x1 = rnd->Uniform(-0.5,0.5);
y1 = rnd->Uniform(-0.5,0.5);
x2 = rnd->Uniform(-0.5,0.5);
y2 = rnd->Uniform(-0.5,0.5);
x0 = 0.5*(x1+x2);
y0 = 0.5*(y1+y2);
Int_t x0cell = cellhalfN + int(x0/pitch);
Int_t y0cell = cellhalfN + int(y0/pitch);
```

Dopo aver determinato ciò, è necessario simulare l'accensione dello SPAD stesso, che è un fenomeno, come già accennato, di natura probabilistica. Per fare questo, si utilizzano dei numeri generati randomicamente e si sfrutta il già citato metodo hit or miss. Si genera, quindi, randomicamente un *float* tra zero e uno e, se questo risulta minore del fill factor, è come se la particella avesse colpito l'area sensibile dello SPAD, attivandolo. Quindi, si va ad aumentare il counter degli eventi e a registrare la posizione in cui il SiPM è stato colpito. Si genera, poi, un secondo numero casuale, sempre tra zero e uno. Se questo risulta minore del valore di cross-talk, allora si ha cross-talk, quindi si aumenta nuovamente il counter e si conta come colpito anche un secondo SPAD, adiacente al primo, sull'asse *y*. Se, invece, il primo numero generato randomicamente risulta maggiore del fill factor, ovvero se la particella colpisce al di fuori della zona sensibile dello SPAD,

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

allora esso non si accende. In questo secondo caso potrebbe comunque verificarsi il cross-talk, che viene simulato in maniera analoga a quanto descritto poco sopra:

```
if(eff < ff){
  counter = 1;
  hist2D->Fill(x0,y0);
  hit[x0cell*100 + y0cell] = 1;
  eff = rnd->Uniform(0,1);
  if(eff < crosstalk) { // crosstalk: additional hit on y axis
    counter++;
    hit[x0cell*100 + y0cell + 1] = 1;
  }
}else{
  eff = rnd->Uniform(0,1);
  if(eff < crosstalk) { // crosstalk: additional hit on y axis
    counter++;
    hit[x0cell*100 + y0cell - 1] = 1;
  }
}
```

Successivamente, si entra in un ciclo *while* che simula l'emissione dei fotoni Cherenkov. Si usa un parametro l , per indicare quanti dei 70 *mm* prima del rivelatore siano stati percorsi dalla particella (la distanza della particella dal SiPM sarà data da $lenght - l$). Il ciclo *while* va avanti finché $l < lenght$, poiché ci interessano solo i fotoni generati prima del SiPM. Il punto dello spazio in cui il fotone viene rilasciato è dato da un valore generato casualmente da una distribuzione esponenziale il cui parametro di scala è $mean = 1/N(\gamma)$ calcolato con $L = 1\text{ mm}$ (mediante l'equazione 3.2). Una volta fatto questo, si mette il valore di distanza dal SiPM in cui il fotone è stato generato all'interno di dell'istogramma *histX*:

```
while(l <= lenght){
  Float_t x = rnd->Exp(mean);
  l += x;
  if(l > lenght) continue;
  histX->Fill(lenght - l);
}
```

Si calcola poi a quale distanza r dalla traccia della particella carica (assunta, in prima approssimazione, perpendicolare al SiPM) cade il fotone Cherenkov. Si genera casualmente poi un angolo phi per stabilire dove esso colpirà il rivelatore. Questo controllo viene fatto passando per le coordinate polari del piano, che definiscono due coordinate cartesiane xr e yr . Se questi due valori (ricordiamo che il sistema di riferimento del piano del SiPM ha l'origine nel suo centro geometrico) sono contenuti nei limiti del rivelatore,

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

allora si simula l'attivazione dello SPAD identificato tramite le coordinate xr e yr . Tale attivazione è implementata in maniera analoga a quanto visto in precedenza: si genera un numero casuale e se questo risulta essere minore del valore della PDE costante (0.35), allora lo SPAD si accende, viene registrato in *hist2D*, viene aumentato il counter degli SPAD accesi e si simula il cross-talk, ma questa volta sull'asse x . Dopodiché, il while termina un'iterazione e può ripartire:

```
Float_t r = (length - 1)*(TMath::Sqrt(1 - 1./(n*n*beta*beta)
↪ ))/(1./(n*beta));
Float_t phi = rnd->Uniform(0, 2*TMath::Pi());
Float_t xr = x0 + r*TMath::Cos(phi);
Float_t yr = y0 + r*TMath::Sin(phi);
if (xr >= xlimDown && xr <= xlimUp && yr >= xlimDown && yr
↪ <= xlimUp){
    eff = rnd->Uniform(0,1);
    if(eff <= effCut){ // cherenkov photons , efficiency = PDE
        counter++;
        hist2D->Fill(xr, yr);
        Int_t k = cellhalfN + int(xr/pitch);
        Int_t w = cellhalfN + int(yr/pitch);
        hit[k*100 + w] = 1;
        eff = rnd->Uniform(0,1);
        if(eff < crosstalk){//crosstalk: additional hit on x
            ↪ axis
            counter++;
            if (eff < 0.5*crosstalk) hit[(k+1)*100 + w] = 1;
            else hit[(k-1)*100 + w] = 1;
        }
    }
}
```

Finita questa fase di simulazione, si riempiono gli ultimi istogrammi. Per prima cosa si riempie quello che rileva il numero di SPAD attivati:

```
hist->Fill(counter);
```

L'ultimo passo, prima della visualizzazione e del salvataggio degli istogrammi, è riempire l'istogramma che simula lo spettro di ampiezza del fascio di particelle simulato. Per fare questo nel nostro caso, in cui il rivestimento protettivo non è presente, è necessario andare a prendere il numero delle celle attivate per ogni singola interazione (che non coincide con il *counter* sopra citato e viene calcolato a parte dal vettore *hit* una volta che la

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

simulazione del passaggio di una particella è completato) moltiplicarlo per l'ampiezza del segnale generato da uno SPAD, a cui si somma una quantità generata randomicamente da una gaussiana centrata in zero e con radice della varianza pari al parametro di spread, che è dipendente dal tipo di SiPM che si vuole simulare. Si può inoltre, andare ad aggiungere un ulteriore rumore gaussiano, il cui valore è determinato in base al tipo di SiPM scelto per la simulazione. Fatto ciò e riempito l'ultimo istogramma, il ciclo for è pronto per ricominciare e simulare il passaggio di una nuova particella. Una volta che il ciclo è stato eseguito su tutte le particelle, gli istogrammi vengono salvati su un file .root:

```
switch(custom){  
  
case 0:  
    sum = cell_counter*charge + rnd->Gaus(0, spread);  
    if(inoise == 1) {  
        eff = rnd->Uniform(0,1);  
        if(eff <= 0.33) sum += rnd->Gaus(noise[0], noise[1]);  
    }  
    break;  
case 1:  
    /* ....case with silicon coating....*/  
}  
histCell->Fill(sum);  
} // end of for loop  
/* .... drawing and saving histograms....*/  
}
```

Prima di terminare, la macro fa una stima dell'efficienza di rivelazione. Questa può essere fatta calcolando il numero totale di eventi che si trovano alla destra del taglio presentato nel paragrafo 3.3 e in Figura 3.11 e dividendolo per il numero totale di eventi rivelati come il tipo di particella selezionato per la simulazione:

```
Float_t efficiency;  
efficiency = histCell->Integral(histCell->FindBin(0.05),1000)  
↔ /histCell->Integral();
```

Un ragionamento analogo può essere applicato alla background rejection, solo che a numeratore del rapporto ci sarà il numero di eventi che si trova a sinistra del taglio:

```
Float_t rej;  
rej = histCell->Integral(0, histCell->FindBin(0.05))/histCell  
↔ ->Integral();
```

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

3.4.3 Risultati della simulazione e confronto con i dati sperimentali

Si possono, a questo punto, andare a discutere i risultati della simulazione, confrontandoli con i dati sperimentali misurati in laboratorio. Consideriamo un fascio di elettroni con impulso $1.5 \text{ GeV}/c$, in aria, che colpiscono il SiPM SR1-3x3-40 e attiviamo (ponendolo uguale a 1) il parametro di *inoise*. I risultati, mostrati in Figura 3.14, si rivelano visivamente in accordo con quanto ottenuto dall'analisi dei dati dell'esperimento. Si vede, infatti che, per elettroni a $1.5 \text{ GeV}/c$, vengono generati fotoni Cherenkov in maniera uniforme nello spazio prima del rivelatore, e c'è un'attivazione consistente di un numero di SPAD maggiore di uno (Figura 3.10).

La simulazione, inoltre, mostra, mediante una hit map, quale sia la distribuzione spaziale dei fotoni e delle particelle sugli SPAD del SiPM (Figura 3.15).

Infine, se si osserva il segnale dello spettro massimo di ampiezza simulato e lo si confronta con lo spettro reale (Figura 3.16), si vede un ottimo accordo tra i dati simulati e quelli sperimentali. Si notano, infatti, più picchi in entrambe le distribuzioni, le quali si sovrappongono bene. Questo ci porta una prima conferma del fatto che la fisica considerata nell'esperimento è adeguata per la precisione dei risultati ottenuti, che non ci sono fenomeni fisici che sono stati trascurati, e che questo sistema di rivelazione per gli elettroni sia consistente.

Per valutare ulteriormente la precisione con cui il programma riesce a riprodurre i dati sperimentali, si possono fare ulteriori simulazioni, per esempio utilizzando un fascio di protoni con impulso di $1.5 \text{ GeV}/c$ e gli stessi parametri di simulazione utilizzati per gli elettroni (quindi in aria, utilizzando SiPM WR 3x3-40 e tenendo conto del parametro *inoise*). In queste condizioni, l'istogramma del numero fotoni Cherenkov prodotti è vuoto, perché i protoni ad impulsi così bassi non hanno velocità superluminali. Per queste ragioni, la regione colpita del SiPM (Figura 3.17) è molto minore rispetto a quanto accadeva per gli elettroni (Figura 3.15), perché non ci sono i fotoni che si diffondono su un fronte d'onda conico. Si trova, in accordo con i dati sperimentali, che in media si accende solamente uno SPAD, quello colpito dal protone (Figura 3.17).

Anche per i protoni, il confronto tra gli spettri di ampiezza massima dà risultati positivi. Infatti, si vede che entrambi gli spettri di carica, sia quello simulato, sia quello rivelato, hanno un unico picco attorno a quella che è la tensione di output di uno SPAD, e presentano due picchi minori dovuti al DCR e al cross-talk. Anche in questo caso, le due distribuzioni si sovrappongono molto bene (Figura 3.18).

Un'ulteriore confronto, che testa anche le capacità predittive della simulazione, può essere fatto simulando il passaggio nel telescopio di un fascio di impulso $10 \text{ GeV}/c$ e confrontarlo con i dati raccolti. L'analisi di questi dati segue il filo logico di quella presentata per gli elettroni in questa tesi, poiché, ad impulsi così alti, i pioni sono soggetti ad effetto Cherenkov, mentre i protoni no (poiché il rapporto tra la loro velocità e quella della luce non è maggiore di $1/n$, dove $n = 1.0003$ è l'indice di rifrazione dell'aria), ma non

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

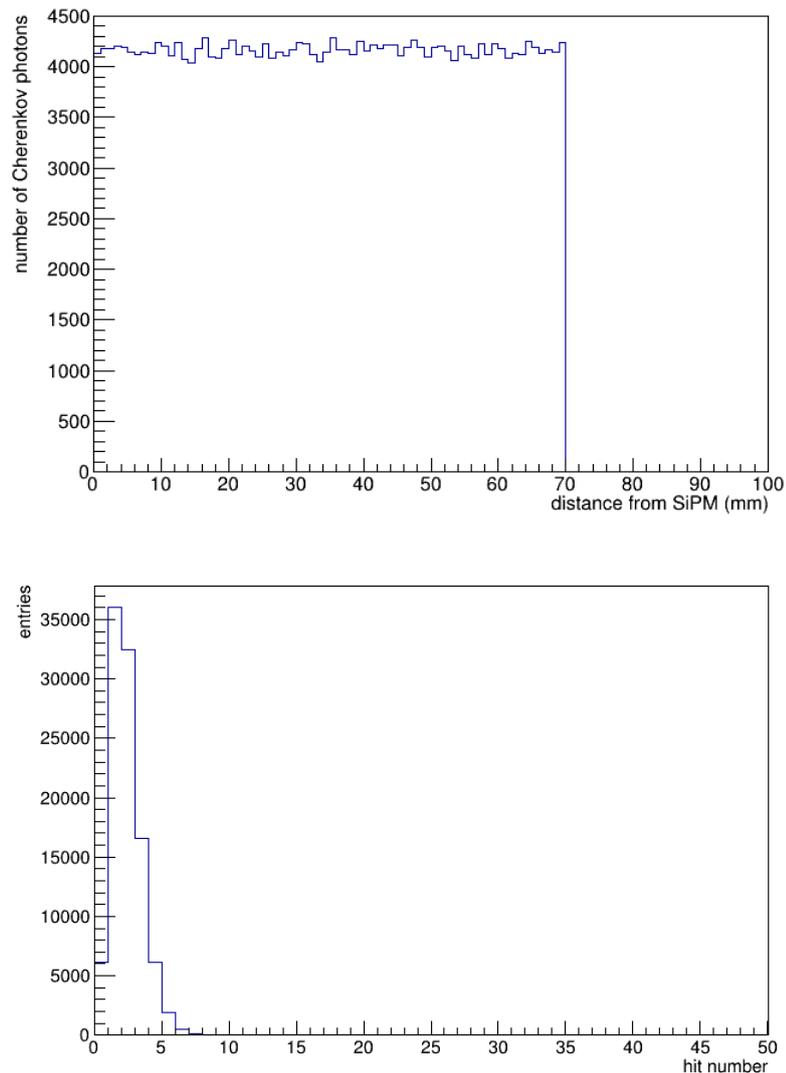


Figura 3.14: Gli istogrammi presentano il numero di fotoni Cherenkov generati dagli elettroni in funzione della distanza (in alto) e il numero di SPAD attivati in funzione delle occorrenze (in basso).

è stata oggetto di questo lavoro di tesi. I dati per il fascio a $10 \text{ GeV}/c$ erano già stati analizzati in precedenza. Quello che a noi interessa, però, è confrontare lo spettro del fascio globale, con quello simulato.

Per fare ciò, è necessario conoscere la composizione del fascio. Osservando la Figura 3.4, si vede che, per impulsi $10 \text{ GeV}/c$, esso è composto al 30% da pioni e al 70% da protoni. Per simulare il fascio composito e il suo spettro, si inizia col produrre gli spettri singoli

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

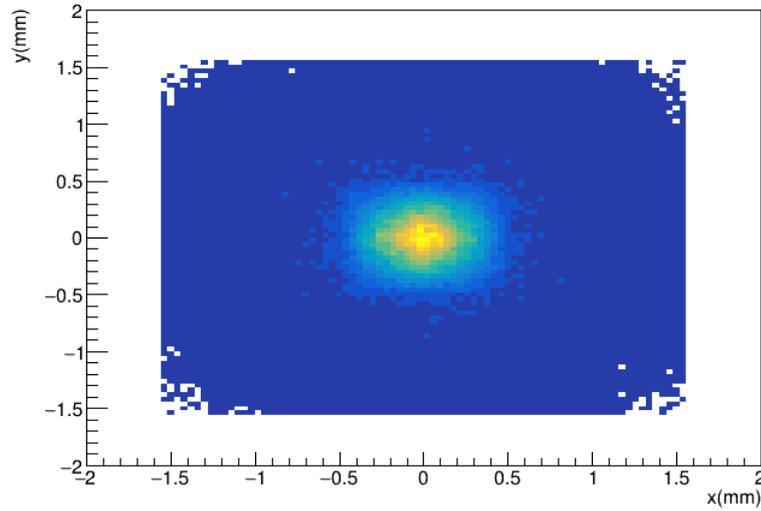


Figura 3.15: *Hit map delle zone maggiormente colpite del SiPM. Gli spazi bianchi dentro il quadrato di lato 1.56 mm rappresentano zone del rivelatore non colpite. Le zone blu e azzurre sono le zone colpite con minore frequenza, mentre quelle più colpite, verso il centro del SiPM, sono di colore giallo.*

di pioni e protoni, con un impulso di $10 \text{ GeV}/c$, mantenendo invariati i parametri della simulazione già elencati in precedenza, tranne, ovviamente, quello descrivente il tipo di particella. Si ottengono così i due spettri riportati in Figura 3.19:

Si nota che i risultati di questa fase preliminare sono consistenti con quanto atteso, poiché, i pioni, che generano fotoni Cherenkov, attivano, in media, più di uno SPAD, mentre i protoni uno solo. A questo punto, bisogna generare lo spettro composto del fascio. Questo può essere fatto facilmente, normalizzando lo spettro dei pioni al 30%, quello dei protoni al 70% e poi sommandoli insieme, con un procedimento simile a quello utilizzato nel paragrafo 3.3 per separare lo spettro di elettroni da quello di elettroni e pioni. Così facendo, si ottiene lo spettro composto del fascio. Il passo successivo è andare a confrontare lo spettro generato dalla simulazione con quello ottenuto dall'analisi dei dati (Figura 3.20).

Il confronto tra gli spettri, conferma ulteriormente che l'esperimento e il meccanismo di rivelazione di particelle cariche mediante effetto Cherenkov funziona come atteso, almeno a livello qualitativo, non solo per gli elettroni, ma anche per i pioni. Si possono poi eseguire stime più precise e quantitative di quanto i SiPM siano adatti a rivelare elettroni, ma va oltre l'obiettivo di questa tesi, il cui scopo è fare un'analisi qualitativa di questi dati, per capire se abbia senso investigare ulteriormente questo metodo di rivelazione.

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

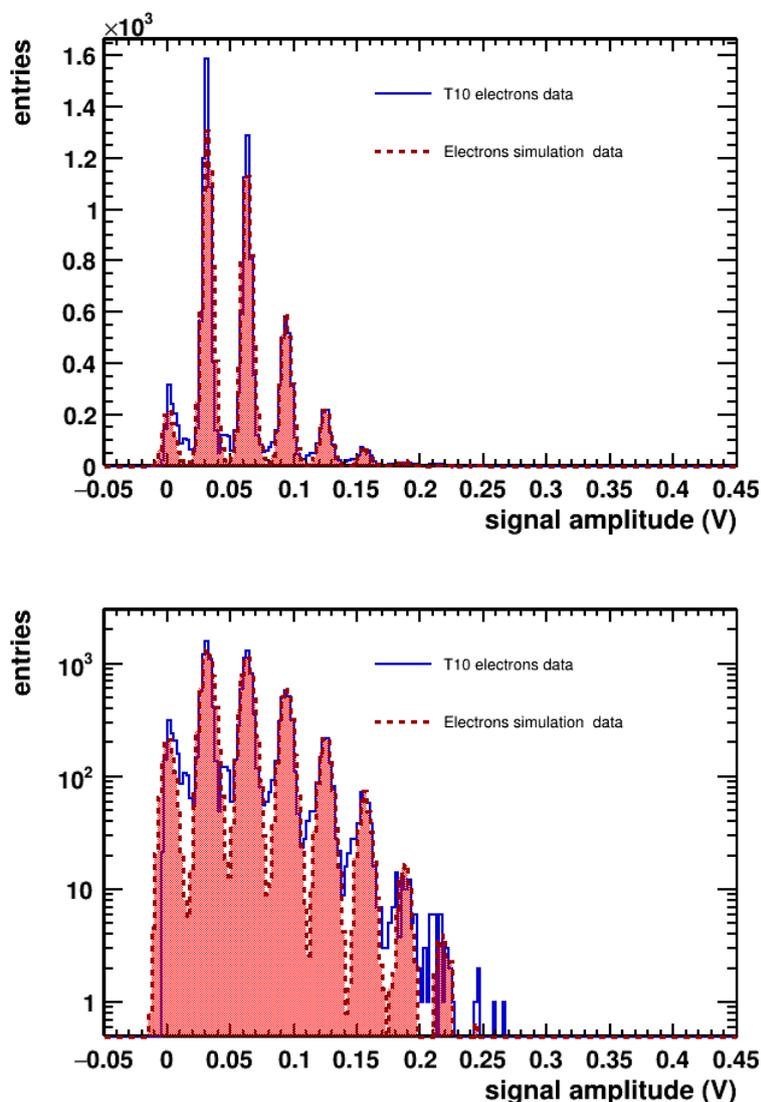


Figura 3.16: Sovrapposizione e confronto dello spettro di ampiezza per gli elettroni (in blu) e quello simulato (in rosso) per un impulso di $1.5 \text{ GeV}/c$. Il grafico è riportato sia in scala lineare (in alto), sia in scala logaritmica (in basso).

Prima di concludere, si è deciso di utilizzare la macro di simulazione per fare una previsione sul comportamento del rivelatore. Durante l'analisi dati nel paragrafo 3.3 si è visto che, ponendo un taglio nello spettro a 0.05 V , si può migliorare l'efficienza di rivelazione, avendo una buona background rejection. Il taglio, infatti, permette di eliminare gli spettri di attivazione degli SPAD dovuti ai singoli protoni e pioni, che, ad impulsi di $1.5 \text{ GeV}/c$ non producono effetto Cherenkov. Può essere interessante analizzare cosa

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

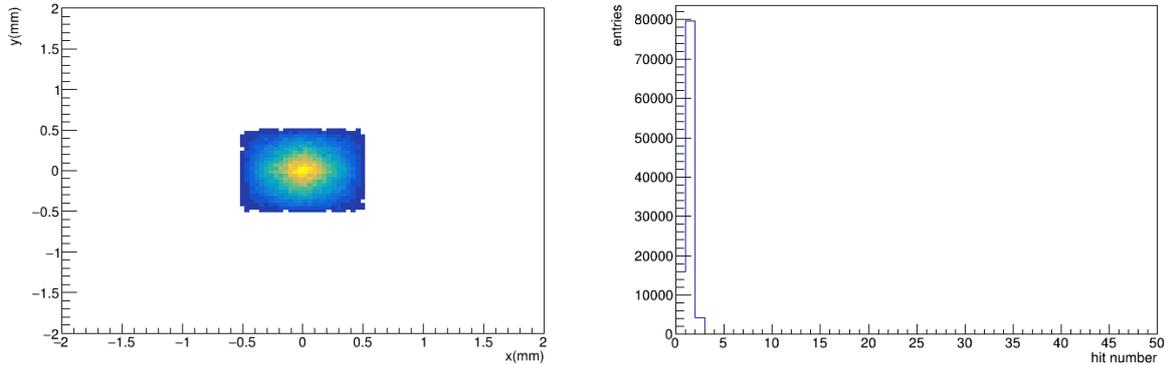


Figura 3.17: *Hit map (a sinistra) e istogramma del numero di SPAD accesi (a destra) per protoni con impulso di 1.5 GeV/c. Come per la hit map degli elettroni, le zone meno colpite sono colorate di blu, mentre quelle più colpite sono in giallo.*

accada all'efficienza di rivelazione degli elettroni e alla background rejection dei pioni, poiché questi, per impulsi maggiori di $\sim 5.5 \text{ GeV}/c$ sono in grado di produrre fotoni Cherenkov. Ci si aspetta quindi che intorno a questo valore di impulso, la background rejection diminuisca. Nel caso dell'esperimento considerato, l'efficienza si calcola simulando il passaggio di un fascio di elettroni, mentre la background rejection simulando un fascio di pioni, poiché ci interessa sapere quanti eventi si scartano in questo modo. I risultati di questa simulazione sono riportati in Figura 3.21, in cui i valori di queste grandezze sono riportati in funzione dell'impulso del fascio. Osservando questi risultati, si vede che l'efficienza degli elettroni ha un leggero aumento, fino a saturare a $2 \text{ GeV}/c$, con un valore di efficienza di rivelazione di $\sim 58\%$. Differente è il discorso per la background rejection. Questa, infatti, a bassi impulsi ha un valore di $\sim 96\%$ e rimane costante fino a $5 \text{ GeV}/c$, dove inizia a calare rapidamente. Questo avviene perché, a tale valore dell'impulso, i pioni iniziano a produrre fotoni Cherenkov, e quindi il rumore nelle misure dovuto a fotoni non prodotti dagli elettroni aumenta. Questo però, è in linea con quanto atteso. Prima di concludere, è opportuno sottolineare due fatti legati a questa simulazione. Per prima cosa, si vede che il valore di background rejection non sia stato simulato con i protoni. Questo è dovuto al fatto che anche ad impulsi di $10 \text{ GeV}/c$, i protoni non danno effetto Cherenkov, data la loro massa elevata e, inoltre, il loro spettro non va a confondersi con quello di protoni e pioni, se, come visto in questo lavoro di tesi, si utilizzano anche dei sensori di TOF per identificare le particelle. Quindi, la background rejection per i protoni si manterrà costante nell'intervallo mostrato su cui si è svolta la simulazione ($0.2 - 10 \text{ GeV}/c$). Il secondo fatto è legato all'efficienza di rivelazione degli elettroni al di sopra del valore di impulso di $8 \text{ GeV}/c$. Tale grandezza può essere simulata e calcolata per impulsi così alti, ma, all'interno dell'esperimento descritto in questa tesi, non ha molto valore, poiché al di sopra di $8 \text{ GeV}/c$ il fascio di particelle

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

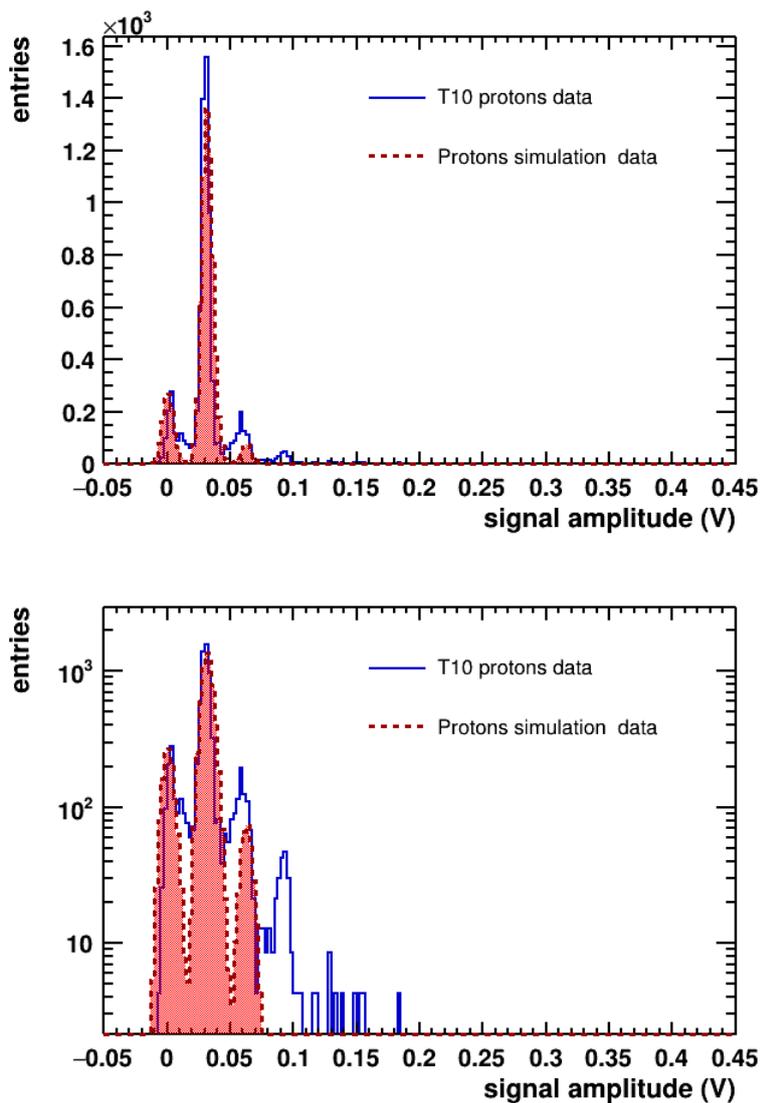


Figura 3.18: Sovrapposizione e confronto dello spettro di ampiezza per protoni (in blu) e quello simulato (in rosso) per un impulso di $1.5 \text{ GeV}/c$. Il grafico è riportato sia in scala lineare (in alto), sia in scala logaritmica (in basso).

presenta una frazione di elettroni prossima allo zero. Ciò nonostante, per completezza, i dati per questo intervallo di impulso sono stati riportati in Figura 3.21.

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

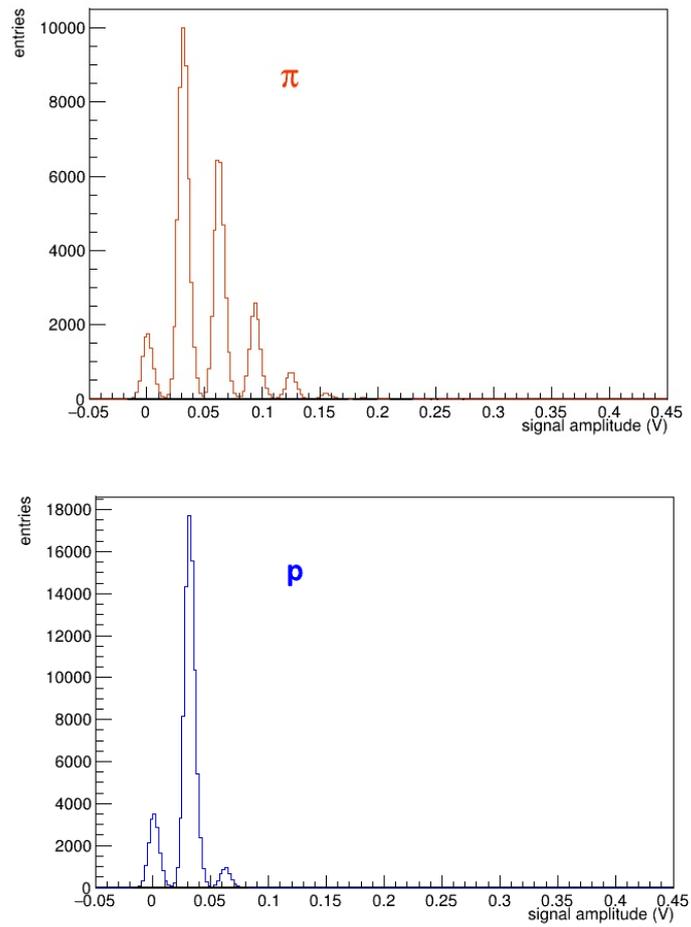


Figura 3.19: Spettri di ampiezza a $10 \text{ GeV}/c$, generati mediante la simulazione, per pioni (in alto) e protoni (in basso).

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

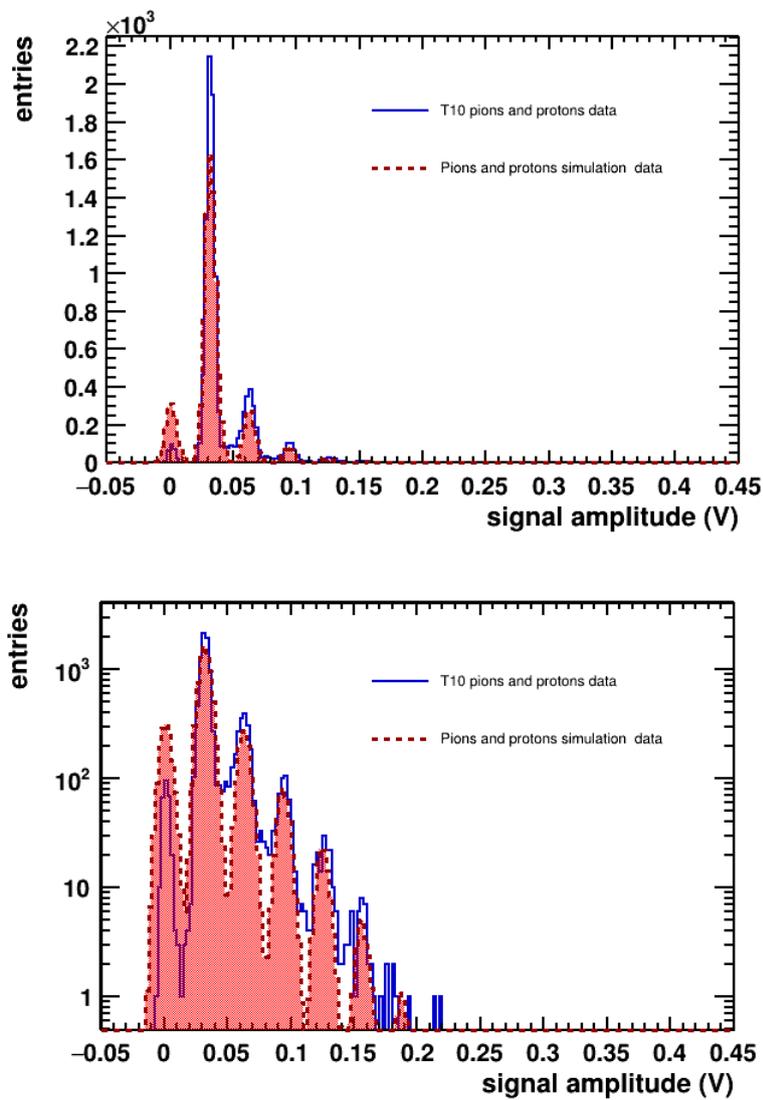


Figura 3.20: Sovrapposizione e confronto dello spettro di ampiezza composto al 30% da pioni e al 70% da protoni (in blu) e quello simulato (in rosso) ad un impulso di 10 GeV/c. Il grafico è riportato sia in scala lineare (in alto), sia in scala logaritmica (in basso).

3.4. Simulazione di rivelazione di elettroni mediante SiPM

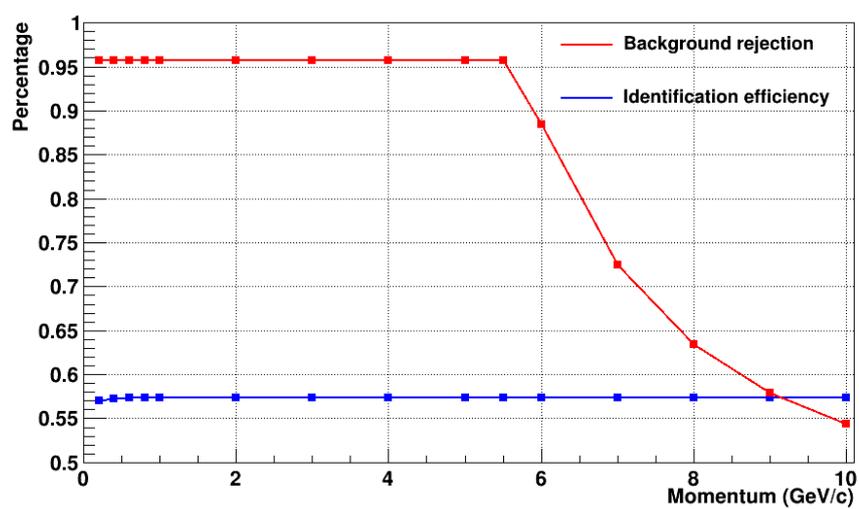


Figura 3.21: Grafico dell'andamento dell'efficacia di rivelazione di elettroni e della background rejection in funzione dell'impulso del fascio ottenuto dalla simulazione.

Conclusioni

All'interno di questo lavoro di tesi si è analizzata la possibilità di rivelare elettroni mediante l'utilizzo di fotorivelatori SiPM. Ciò è reso possibile dal fatto che, per bassi impulsi, gli elettroni sono le uniche particelle in grado di generare fotoni Cherenkov in aria, a causa del valore ridotto della loro massa. I dati presentati e analizzati in questa tesi sono stati raccolti alla beam facility PS-T10 al CERN, utilizzando di un fascio di protoni, pioni ed elettroni con un impulso di $1.5 \text{ GeV}/c$ e un rivelatore SiPM di area $3 \times 3 \text{ mm}^2$ prodotto dalla foundry FBK.

Il funzionamento di questo metodo si basa sul fatto che gli elettroni, grazie ai fotoni Cherenkov generati, provocheranno l'attivazione in più di uno SPAD, a differenza delle altre particelle cariche più massive. Ciò significa che lo spettro di ampiezza del segnale generato dagli elettroni e misurato con un oscilloscopio deve essere sostanzialmente diverso da quello che caratterizza pioni e protoni. Il primo confronto tra questi spettri, è stato effettuato utilizzando i dati sperimentali. Una volta selezionato, mediante il tempo di volo misurato con dei sensori LGAD, il campione di dati di elettroni e pioni e quello di protoni, lo spettro dei soli elettroni si ottiene tramite differenza con lo spettro dei protoni normalizzato al numero di pioni atteso nei dati. Questo approccio ha dato buoni risultati. Applicando un taglio nello spettro del segnale a 0.05 V , infatti, si ottiene un'efficienza di rivelazione di elettroni del 58% e una background rejection pari all'85%. Questo metodo però, presenta una grande incertezza, dovuta alla difficoltà nel conoscere effettivamente la vera composizione del fascio. In questa tesi si sono verificati i risultati ottenuti mediante i dati del test beam utilizzando un programma di simulazione scritto ed eseguito nel framework di analisi ROOT. Questo simula sia la produzione di fotoni Cherenkov nello strato d'aria antecedente al sensore, sia la risposta del SiPM, che viene parametrizzato utilizzando la sua PDE, anche se semplificata, il suo fill factor e il suo cross-talk. Il confronto qualitativo tra i dati e la simulazione, è risultato molto buono, confermando sia l'attendibilità dei risultati ottenuti nell'esperimento, sia la possibilità di utilizzare la simulazione per prevedere la risposta dei SiPM in condizioni sperimentali differenti da quelle trattate.

In conclusione si può affermare che i risultati dell'analisi sui dati raccolti con fasci di particelle cariche al CERN e il confronto con la simulazione, confermino la possibilità di utilizzare i fotorivelatori SiPM come rivelatori Cherenkov a soglia per elettroni, utilizzan-

Conclusioni

do l'aria come radiatore. In queste condizioni, infatti, il SiPM è in grado di identificare e separare elettroni e pioni con una buona efficienza fino ad impulsi di qualche GeV/c ($\sim 6 GeV/c$).

Bibliografia

- [1] Lyn Evans and CERN Lucie Linssen. The super-lhc is on the starting blocks, 2008. URL: <https://cerncourier.com/a/the-super-lhc-is-on-the-starting-blocks/>.
- [2] ALICE collaboration et al. Letter of intent for alice 3: A next-generation heavy-ion experiment at the lhc. *arXiv preprint arXiv:2211.02491*, 2022.
- [3] Esperimento ALICE. Simulazione dell'evoluzione dell'universo. URL: <http://www-alice.gsi.de/fsp201/qgp.html>.
- [4] nLab. quark-gluon plasma, 2024. URL: <https://ncatlab.org/nlab/show/quark-gluon+plasma>.
- [5] Silvia Iannetta. Studio delle performance di fotomoltiplicatori al silicio (sipm) per l'identificazione di elettroni. 2024.
- [6] ALICE Collaboration. A ten-year journey through the quark-gluon plasma and beyond, 2022. URL: <https://home.cern/news/series/feature/ten-year-journey-through-quark-gluon-plasma-and-beyond>.
- [7] Marek Lewitowicz. Nupecc long range plan 2024 for european nuclear physics. *Bulletin of the American Physical Society*, 2024.
- [8] Sofia Strazzi. Study of first thin lgad prototypes for the alice 3 timing layers, 2021.
- [9] Barbarino Giancarlo. URL: https://people.na.infn.it/~barbarin/MaterialeDidattico/0+approfondimenti%20corso%20Fisica%20astroparticellare/8-raggi%20cosmici/Lezioni_2008_6-7_IIa_parte.pdf.
- [10] F Carnesecchi, G Vignola, N Agrawal, A Alici, P Antonioli, S Arcelli, F Bellini, D Cavazza, L Cifarelli, M Colocci, et al. Direct detection of charged particles with sipms. *Journal of Instrumentation*, 17(06):P06007, 2022.
- [11] INFN CERN. URL: <https://www.bo.infn.it/delphi/html/nt/delphi/cap3.pdf>.

Bibliografia

- [12] V. Riabov. Ecal tutorial. e_t and e/p studies. URL: https://indico.jinr.ru/event/3016/contributions/16038/attachments/12209/20418/MPD-EMC_RiabovVG.pdf.
- [13] F Carnesecchi, B Sabiu, S Strazzi, G Vignola, N Agrawal, A Alici, P Antonioli, S Arcelli, F Bellini, D Cavazza, et al. Measurements of the cherenkov effect in direct detection of charged particles with sipms. *The European Physical Journal Plus*, 138(9):788, 2023.
- [14] F Carnesecchi, G Vignola, N Agrawal, A Alici, P Antonioli, S Arcelli, F Bellini, D Cavazza, L Cifarelli, M Colocci, et al. Understanding the direct detection of charged particles with sipms. *The European Physical Journal Plus*, 138(4):1–4, 2023.
- [15] Arvin Grabel Jacob Millman. *Microelectronics*. McGraw-Hill Education, 1987.
- [16] University of Illinois Urbana-Champaign. Semiconductors. URL: <https://courses.physics.illinois.edu/phys525/sp2025/units/Semiconductors.pdf>.
- [17] Physics and radio electronics. P-n junction semiconductor diode. URL: <https://www.physics-and-radio-electronics.com/electronic-devices-and-circuits/semiconductor-diodes/pnjunctionsemiconductorodiode.html>.
- [18] Gian-Franco Dalla Betta. Principles of semiconductor detectors, 2019. URL: https://agenda.infn.it/event/17226/contributions/87527/attachments/62033/74211/Monday-01_04_DallaBetta_GF.pdf.
- [19] Gunnar Lindstroem, E Fretwurst, G Kramberger, and Ioana Pintilie. Toward super radiation tolerant semiconductor detectors for future elementary particle research. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 6:23–38, 04 2004.
- [20] F. Carnesecchi. *Experimental study of the time resolution for particle detectors based on MRPC, SiPM and UFSD technologies*. PhD thesis, Università di Bologna, Bologna, 2018. URL: https://amsdottorato.unibo.it/8538/1/Carnesecchi_PhD2018.pdf.
- [21] Stefan Gundacker and Arjan Heering. The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector. *Physics in Medicine & Biology*, 65(17):17TR01, 2020.
- [22] A. Zeman. Design of readout system for silicon photomultipliers. Master’s thesis, Czech Technical University, Prague, 2023.

Bibliografia

- [23] Alberto Gola, Fabio Acerbi, Massimo Capasso, Marco Marcante, Alberto Mazzi, Giovanni Paternoster, Claudio Piemonte, Veronica Regazzoni, and Nicola Zorzi. Nuv-sensitive silicon photomultiplier technologies developed at fondazione bruno kessler. *Sensors*, 19(2):308, 2019.