

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

**Simulazione della risposta di
fotomoltiplicatori al silicio utilizzati come
rivelatori di elettroni**

Relatore:
Prof. Andrea Alici

Presentata da:
Simone Piraccini

Anno Accademico 2023/2024

Sommario

In questa tesi viene studiata la risposta dei Silicon Photomultipliers (SiPM) utilizzati come rivelatori di elettroni, con particolare riferimento al loro possibile impiego nell'esperimento ALICE 3 presso il Large Hadron Collider (LHC).

Questa possibilità si basa sull'utilizzo della radiazione Cherenkov per distinguere gli elettroni dalle altre particelle cariche a bassi/medi impulsi, creando quindi un rivelatore Cherenkov a soglia.

Dopo una panoramica sui rivelatori al silicio e sul funzionamento dei SiPM, viene presentata un'analisi sperimentale condotta presso la facility PS-T10 del CERN, dove alcuni SiPM sono stati testati esponendoli a fasci di particelle cariche. I dati raccolti sono stati utilizzati per validare una simulazione Monte Carlo in C++, che modella la produzione di fotoni Cherenkov e la risposta del sensore in diverse configurazioni.

Grazie a tale programma di simulazione sono state studiate le prestazioni dei SiPM al variare di alcuni parametri come l'indice di rifrazione o il volume del gas utilizzato come radiatore Cherenkov, dimostrando che un rivelatore di questo tipo può essere in grado di fornire una hadron rejection prossima al 100% con un'efficienza di rivelazione per elettroni compresa tra il 50% e il 90%, dipendente dal tipo di setup simulato.

Indice

Introduzione	5
1 L'esperimento ALICE 3 a LHC	7
1.1 Nascita di ALICE 3 come evoluzione di ALICE	7
1.2 Principali obiettivi fisici di ALICE 3	8
1.3 Configurazione dell'apparato sperimentale	9
1.3.1 Vertexing e tracking	9
1.3.2 Particle identification	10
1.4 RICH e TOF in un unico rivelatore	12
2 Rivelatori al silicio	15
2.1 Semiconduttori e giunzione p-n	15
2.2 Sensori al silicio	17
2.3 Risoluzione temporale	19
2.4 SiPM	20
2.4.1 Lo SPAD	21
2.4.2 Circuito elettrico equivalente	23
2.4.3 Dark count rate	24
2.4.4 Afterpulse	25
2.4.5 Crosstalk	26
2.4.6 Photon Detection Efficiency	26
3 SiPM come rivelatori di elettroni	29
3.1 Apparato sperimentale	30
3.2 Selezione del segnale	32
3.3 Analisi dati	35
3.4 Simulazione C++	37
3.5 Confronto con i dati sperimentali	43
3.6 Sensori a basso crosstalk	47
3.7 Studio di un migliore setup	48
3.7.1 Volume di gas	48

3.7.2	Separazione degli elettroni	49
3.7.3	Risultati ottenuti	51
	Conclusioni	55
	Ringraziamenti	59

Introduzione

ALICE è un esperimento di fisica alle alte energie, che ha luogo al Large Hadron Collider (LHC) del CERN, il cui obiettivo principale è lo studio del Quark Gluon Plasma (QGP), uno stato della materia che si manifesta ad altissime temperature e densità, raggiungibili solo tramite collisioni tra ioni pesanti ultrarelativistici. La Collaborazione ALICE ha proposto un upgrade dell'apparato sperimentale, denominato ALICE 3, per proseguire e ampliare gli studi sul QGP anche dopo il Long Shutdown 4 di LHC. Per poter raggiungere gli ambiziosi programmi di fisica di ALICE 3, in numerose analisi è richiesta l'identificazione degli elettroni in un range di impulsi che spazia da pochi MeV/c fino a qualche GeV/c.

In questa tesi viene studiata possibilità di utilizzare fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) come rivelatori di elettroni altamente performanti, leggeri e a basso costo, in ALICE 3. Questa possibilità si basa sull'utilizzo della radiazione Cherenkov per distinguere gli elettroni dalle altre particelle cariche più pesanti a bassi/medi impulsi, creando quindi un rivelatore Cherenkov a soglia. Lo scopo di questa tesi è quello di valutare, grazie ad una simulazione, le migliori condizioni per cui i SiPM possano essere utilizzati per questo scopo.

Il Capitolo 1 è incentrato sull'esperimento ALICE 3, e illustra il suo progetto di costruzione e le finalità scientifiche che ne hanno motivato la proposta.

Il Capitolo 2 si focalizza sui rivelatori al silicio ed in particolar modo sui fotomoltiplicatori al silicio, descrivendone le caratteristiche di funzionamento e le peculiarità. Vengono descritti anche i loro aspetti più problematici, come i contributi del rumore di fondo e l'efficienza di rivelazione.

Nel Capitolo 3 viene presentata un'analisi sperimentale su dati raccolti presso la facility PS-T10 del CERN, dove alcuni SiPM sono stati testati esponendoli a fasci di particelle cariche. Viene poi descritta nei dettagli una simulazione Monte Carlo in C++, che modella la produzione di fotoni Cherenkov e la risposta del sensore in diverse configurazioni. L'attendibilità della simulazione è stata verificata confrontando le sue previsioni con i dati raccolti in diversi beam test. Grazie a tale programma di simulazione sono state infine studiate le prestazioni dei SiPM al variare di alcuni parametri come l'indice di rifrazione o il volume del gas utilizzato come radiatore Cherenkov.

Capitolo 1

L'esperimento ALICE 3 a LHC

1.1 Nascita di ALICE 3 come evoluzione di ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) è un esperimento a LHC progettato per studiare la fisica della materia capace di interazione forte, descritta dalla cromodinamica quantistica (QCD) nel Modello Standard [1]. Viene qui studiato il cosiddetto QGP (plasma di quark e gluoni), uno stato della materia dove quark e gluoni si comportano come se fossero quasi liberi. Questo avviene ad altissime temperature e densità, ricreabili tramite collisioni tra nuclei pesanti, con annessa un'abbondante produzione di adroni heavy-flavour (contenenti quark charm e beauty). In particolare ALICE mira a studiare a fondo i meccanismi che spingono la materia fortemente interagente verso l'equilibrio, l'adronizzazione nelle fasi di raffreddamento del QGP e la differenza dalla formazione di adroni nelle collisioni elementari, così come i meccanismi che stanno dietro al ripristino della simmetria chirale nel plasma di quark e gluoni.

Nonostante i risultati raggiunti finora (e nelle prossime run previste), alcune questioni chiave rimangono aperte: qui entra in gioco ALICE 3 [2].

Lo scopo è quello di migliorare la precisione delle misure con un apparato sperimentale pensato con un basso material budget (per interferire il meno possibile con le particelle da misurare), ma capace di sostenere un elevato readout rate, eccellenti capacità di identificazione e tracciamento delle particelle su un ampio range di impulsi e di pseudorapidità ($-4 < \eta < +4$). Per l'identificazione delle particelle verranno usati un rivelatore di tempo di volo e un rivelatore Cherenkov basati su sensori al silicio; un calorimetro elettromagnetico ed un rivelatore di muoni serviranno per fotoni e leptoni ad impulsi ancora superiori.

ALICE 3 permetterà di studiare collisioni pp e AA con luminosità anche 20-50 volte maggiori rispetto a quelle raggiunte da ALICE. Le proiezioni ci dicono che, durante la run 5 di LHC, l'esperimento sarà in grado di raccogliere luminosità integrata di $\sim 35 \text{ nb}^{-1}$ per le collisioni Pb-Pb e 18 fb^{-1} per le collisioni pp. [3].

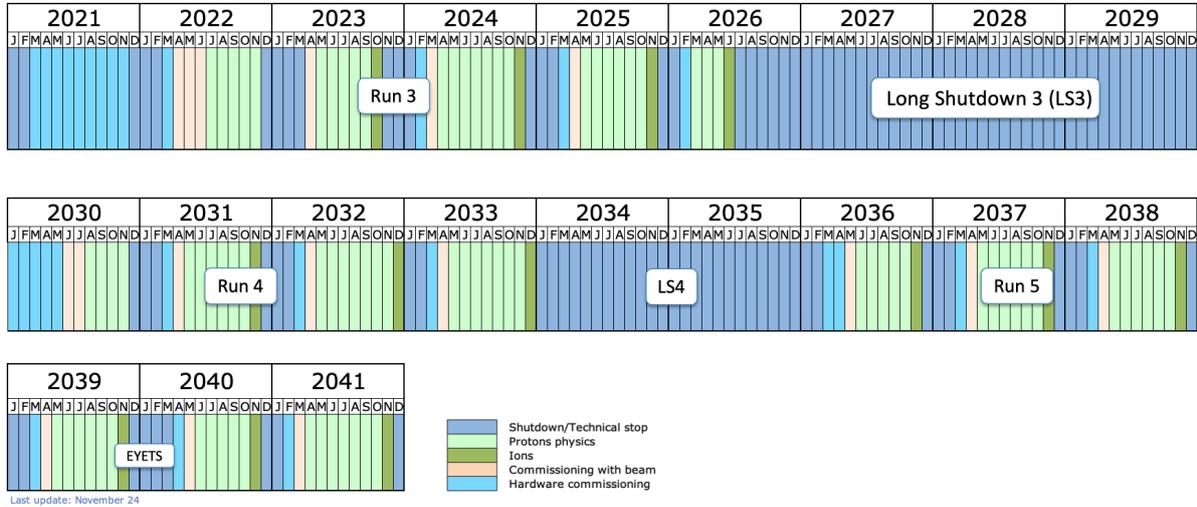


Figura 1.1: Schedule di LHC nel lungo periodo: ALICE 3 verrà installato durante il 'long shutdown 4' [4].

Tutto ciò è in programma per gli upgrade durante il Long Shutdown 4 (fig. 1.1).

1.2 Principali obiettivi fisici di ALICE 3

L'obiettivo principale di ALICE 3, come già detto, è comprendere i meccanismi che regolano le collisioni tra ioni pesanti, investigando le proprietà del QGP.

Possiamo riassumere gli ambiti di interesse principale:

- Propagazione di quark pesanti e adronizzazione - nello studio sulle collisioni di ioni pesanti ad alte energie i partoni prodotti negli scattering duri forniscono informazioni cruciali sul mezzo deconfinato (QGP). Partoni con grande impulso trasverso, insieme a quark pesanti, sono prodotti in processi con grande trasferimento di impulso che possono essere descritti da calcoli perturbativi e che avvengono su scale temporali brevi rispetto alla formazione del QGP. Una volta creati interagiscono con il QGP, portando a perdita di energia e dispersione della quantità di moto perpendicolarmente alla direzione di propagazione. Misurando gli effetti sulla propagazione di questi partoni si possono ricavare proprietà fondamentali del QGP e caratterizzare la sua struttura interna.
- Radiazione elettromagnetica - fotoni e dileptoni (fotoni virtuali) emessi durante tutte le fasi della collisione non interagiscono fortemente con il mezzo. Essendo il rate di emissione termica proporzionale alla temperatura, la sua analisi porta informazioni sulla temperatura e sulla velocità di espansione radiale del QGP. Anche

lo studio del flusso ellittico dei dileptoni permette di ricavare parametri descrittivi del fluido QGP: la viscosità di taglio e la viscosità di volume, in funzione del tempo e di conseguenza della temperatura.

- Ripristino della simmetria chirale - una proprietà fondamentale della QCD è la simmetria chirale, che si prevede venga ripristinata ad altissime temperature, come quelle raggiunte dal QGP. Questo può essere osservato studiando le coppie di leptoni (l^+l^- con $l = e, \mu$) prodotte dal decadimento di mesoni vettori come ρ a temperature vicine alla transizione: la simmetria chirale dovrebbe portare ad una modifica nello spettro di massa di questi mesoni.
- Studio dei fotoni ultra soft - ALICE 3 avrà l'opportunità di verificare alcune teorie di fisica fondamentale, come il teorema di Low sull'emissione di fotoni ultra soft all'interno delle teorie di campo quantizzato. Tramite la misurazione di radiazione elettromagnetica con impulso trasverso compreso tra 1 MeV/c e 100 MeV/c si possono ottenere informazioni relative all'impulso degli adroni prodotti nelle collisioni ad alte energie. Questo livello di precisione sarà reso possibile dal nuovo apparato di misurazione di ALICE 3 (finora si è lavorato con fotoni fino a 1 GeV/c).
- Studio della fisica oltre il modello standard - le collisioni tra ioni pesanti (in particolare le collisioni ultra periferiche) offrono la possibilità di indagare i processi mediati da fotoni, come ad esempio lo scattering light-by-light. L'elevato range di pseudorapidità di ALICE 3 lo rende in grado di ampliare gli studi a bassi impulsi trasversi, inaccessibili dagli altri esperimenti di LHC.

1.3 Configurazione dell'apparato sperimentale

Per ALICE 3 viene proposto un rivelatore compatto e multifunzionale per soddisfare le richieste degli obiettivi fisici sopra descritti (precisione elevata per vertexing, tracciamento ed identificazione delle particelle). Il design proposto è mostrato in fig. 1.2.

Sarà basato su sensori al silicio ultra sottili, combinati con un magnete superconduttore e diversi sistemi dedicati all'identificazione delle particelle per ampi range di pseudorapidità ($\eta < 4$) [5].

1.3.1 Vertexing e tracking

Il cuore di ALICE 3 è un tracker pensato per raggiungere una risoluzione di puntamento di 10 μm per impulsi trasversi maggiori di 200 MeV/c. Ciò può essere raggiunto solo usando sensori al silicio ultra sottili, dal bassissimo material budget per ridurre al minimo le interazioni con le particelle.

Lo strato più interno sarà piazzato il più vicino possibile al punto di collisione, ovvero a 5

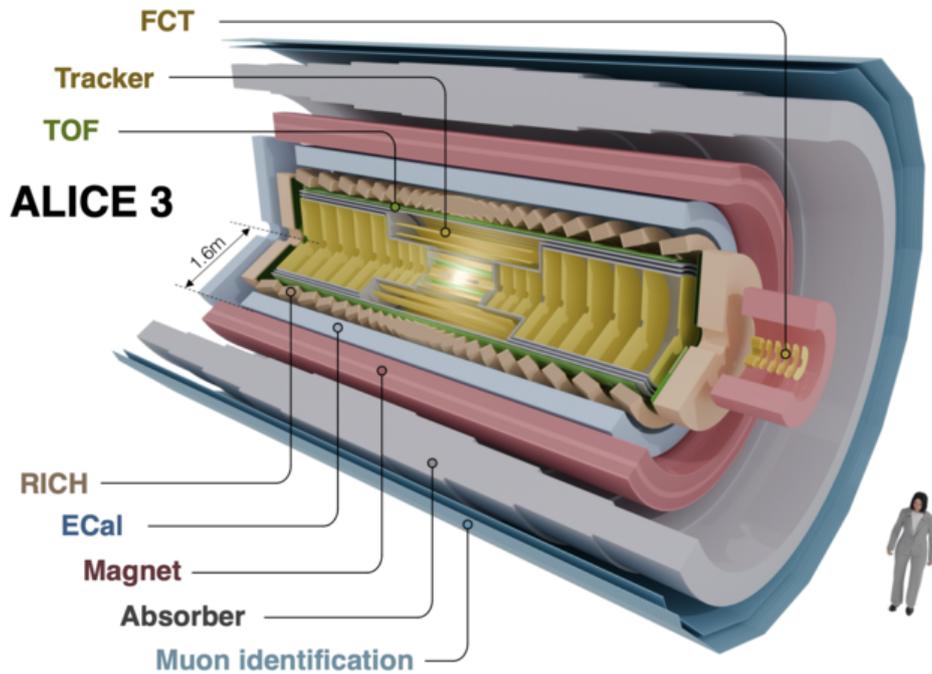


Figura 1.2: Layout previsto per ALICE 3.

mm da esso. Può essere posizionato così vicino solo per la collisione (15 mm di distanza sono necessari durante la fase di iniezione di energia), quindi è necessario che questa parte interna sia retrattile. Per fare ciò l'idea consiste nell'utilizzare MAPS (Monolithic Active Pixel Sensors) curvi e organizzati in 3 strati cilindrici e 3 dischi per ogni lato, installati in un vuoto secondario dentro il tubo a vuoto principale e poi inseriti solo per la presa dati vicino al punto di interazione.

La parte di vertexing interna è complementare ad un tracker esterno composto da 8 strati cilindrici e 9 dischi per lato, sempre equipaggiati con MAPS, e installato in un volume di 80 cm di raggio e ± 4 m di lunghezza attorno al punto di interazione.

Grazie alla curvatura imposta da un campo magnetico solenoidale di 2 T, generato da un magnete superconduttore posto intorno al tracker, verrà misurato l'impulso delle particelle, con grande efficienza di tracking a poche decine di MeV/c di momento trasverso e con una buona risoluzione ($\sim 2\%$) pure per alti valori di momento trasverso (~ 30 GeV/c).

1.3.2 Particle identification

L'apparato è completato da diversi dispositivi dedicati all'identificazione delle particelle. È presente un rivelatore TOF (Time Of Flight) composto di tre strati: uno interno con un raggio di 20 cm, uno esterno con raggio 85 cm e poi dischi perpendicolari all'asse del

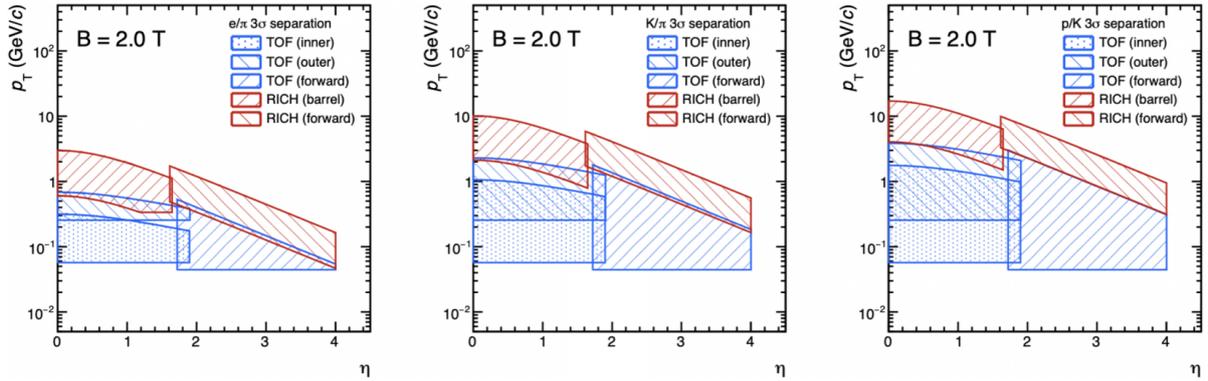


Figura 1.3: Regioni $\eta - p_T$ dove le particelle possono essere separate di almeno 3σ dai rivelatori TOF e RICH. Elettroni/pioni, pioni/kaoni e kaoni/protoni in ordine da sinistra a destra [5].

fascio, posti a circa ± 405 cm dal punto di interazione. Questi devono poter separare elettroni e pioni, pioni e kaoni, kaoni e protoni rispettivamente fino a 0.5, 2 e 4 GeV/c, come mostrato in fig. 1.3. Tre tecnologie per i sensori sono state individuate e sono in fase di studio per raggiungere la risoluzione di 20 ps richiesta: fully depleted MAPS, LGAD (Low Gain Avalanche Diodes) e SiPM (Silicon Photomultipliers).

In aggiunta al rivelatore TOF è presente un rivelatore RICH (Ring Imaging Cherenkov) composto da uno strato cilindrico di raggio interno pari a 90 cm e da dischi perpendicolari all'asse del fascio sempre a ± 405 cm dal punto di interazione. Questo è basato su uno strato di aerogel con indice di rifrazione uguale a 1.03 e uno strato di SiPM come fotorivelatori, permettendo una risoluzione angolare Cherenkov ~ 1.5 mrad.

Così viene estesa la separazione di elettroni/pioni, pioni/kaoni e kaoni/protoni rispettivamente ad oltre 2, 10, 16 GeV/c (come mostrato in fig. 1.3).

Per l'identificazione di fotoni ed elettroni ad alta energia (fino a centinaia di GeV) è previsto dietro al RICH un calorimetro elettromagnetico.

Per lo studio dei fotoni ultra-soft, con impulso trasverso che può scendere fino a 1 MeV/c, è necessario analizzare la loro conversione in coppie e^+e^- tramite un FCT (Forward Conversion Tracker): questo consiste in 9 dischi con MAPS ultra sottili e copre la regione $3 < \eta < 5$.

Per quanto riguarda l'identificazione dei muoni, al di fuori del magnete è previsto un blocco assorbitore di ferro (di spessore 70 cm), seguito da due strati di rivelatori di muoni.

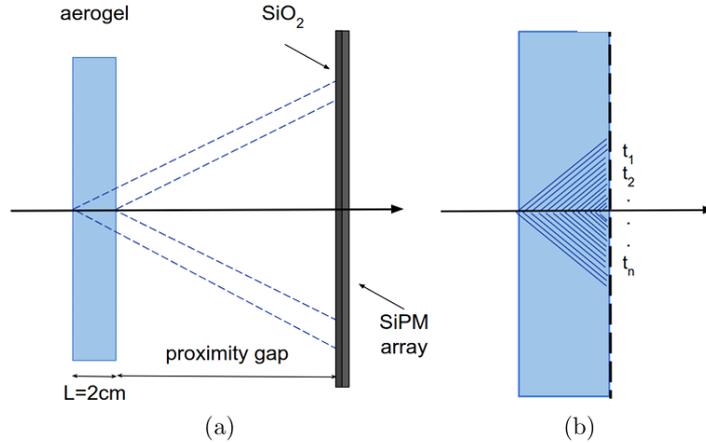


Figura 1.4: (a) Possibile setup per i rivelatori RICH e TOF combinati; (b) l'array di SiPM con l'informazione temporale per ogni sensore [8].

1.4 RICH e TOF in un unico rivelatore

Visti gli studi sulla rivelazione di particelle cariche effettuati sui SiPM [6], è emersa la possibilità di sfruttare il rivelatore RICH per l'identificazione di particelle tramite l'angolo Cherenkov anche come rivelatore TOF creandone di fatto uno unico.

Una scelta di questo genere porterebbe a miglioramenti nelle performance di entrambi: la distanza del TOF dall'asse del fascio passerebbe da 0.85 a 1.1 m, mentre l'aumento del proximity gap da 20 a 25 cm permetterebbe una misura più precisa dell'angolo dei fotoni Cherenkov.

Ci sarebbe anche un impatto sui costi di realizzazione unificando i due rivelatori, potendone più che dimezzare l'area. Un esempio di come potrebbe essere realizzata questa idea è mostrata in fig. 1.4.

Il concetto del sistema TOF basato su Cherenkov prevede un sottile strato (1-2 mm) di radiatore Cherenkov solido (ad esempio SiO_2 , MgF_2 o vetro ad alto indice di rifrazione) collocato a contatto con la superficie dei SiPM in cui avviene la produzione di diversi fotoni.

Il passaggio di una particella carica sarebbe quindi caratterizzato dalla presenza di un cluster di hit, e si potrebbero sfruttare le informazioni temporali dei fotoni Cherenkov per misurare il TOF della particella carica con una risoluzione temporale proporzionale a $1/N$, dove N è il numero di celle SiPM attivate. Questa tecnica potrebbe raggiungere l'obiettivo richiesto di 20 ps per i valori attesi di $N > 5$ [7].

Data l'enorme importanza che l'identificazione degli elettroni fino ad impulsi trasversi di qualche GeV/c riveste in ALICE 3, è fortemente aumentato in questi anni l'interesse verso tecnologie che possano effettuare questa misura su aree estese ma con costi e problematiche di installazione moderate.

Nel Capitolo 3 di questa tesi verrà investigata la fattibilità di un rivelatore Cherenkov a soglia per elettroni (o hadron blind) che utilizza sensori SiPM e la proprietà degli elettroni di essere le uniche particelle cariche a produrre effetto Cherenkov in alcuni gas o miscele di gas (come ad esempio l'aria) ad impulsi bassi e intermedi.

Capitolo 2

Rivelatori al silicio

Come illustrato nel capitolo precedente, negli esperimenti di fisica delle alte energie come ALICE 3 la scelta dei rivelatori è fondamentale per garantire la possibilità di acquisire dati con grande efficienza e precisione. I sensori al silicio sono una delle tecnologie più avanzate in questo ambito, offrendo elevate prestazioni in termini di risoluzione spaziale, sensibilità e compattezza.

Tra questi, i Silicon Photomultipliers (SiPM) si distinguono per la loro capacità di rilevare fotoni con un'ottima risoluzione temporale e grande efficienza. Grazie alla loro struttura a matrice di fotodiodi a valanga, i SiPM combinano i vantaggi dei tradizionali fotomoltiplicatori con quelli dei rivelatori a stato solido, garantendo robustezza, basso consumo e insensibilità ai campi magnetici.

In questo capitolo viene presentata una panoramica sui sensori al silicio, con focus particolare sui SiPM. Vengono illustrati il loro principio di funzionamento e le principali caratteristiche, la cui comprensione è fondamentale per lo studio sull'identificazione diretta di elettroni presentata nel capitolo 3.

2.1 Semiconduttori e giunzione p-n

Una banda di energia per gli elettroni è definita come un insieme di livelli energetici molto vicini tra loro, tanto da poterli considerare continui: la banda di valenza raccoglie i livelli energetici più bassi, ed è quella che risulta occupata dagli elettroni alla temperatura di 0 K, mentre la banda di conduzione è formata da livelli energetici più alti ed è solitamente vuota. Queste sono separate da un gap di livelli proibiti; l'ampiezza di questo gap determina le proprietà di un solido: nei conduttori (metalli in generale) il gap è assente e le due bande si toccano oppure si sovrappongono, mentre negli isolanti il gap energetico è molto alto (dell'ordine di diversi eV) e gli elettroni sono saldamente legati agli atomi, tanto che anche applicando un forte campo elettrico non riescono a

saltare da una banda all'altra. I materiali semiconduttori presentano un gap minore, dell'ordine dell'eV, ad esempio nel silicio a 300 K misura 1.12 eV.

I semiconduttori come silicio e germanio sono del quarto gruppo e presentano quattro elettroni di valenza per formare legami covalenti con gli altri atomi. Nonostante quindi a $T = 0$ K la banda di conduzione sia vuota come nel caso degli isolanti, all'aumentare della temperatura alcuni legami possono rompersi per agitazione termica: un elettrone passa quindi dalla banda di valenza a quella di conduzione, lasciando una lacuna (considerabile come una carica positiva) nella banda di valenza. Applicando un campo elettrico, il semiconduttore è dunque attraversato da una corrente che ha due contributi (uno prodotto dagli elettroni e uno dalle lacune).

Nei semiconduttori puri le coppie elettrone-lacuna si formano continuamente per agitazione termica, ma si ricombinano altrettanto velocemente, creando una situazione di equilibrio dove le concentrazioni di elettroni e lacune (indicate con n e p) sono uguali e sono chiamate concentrazioni intrinseche; per il silicio a 300 K valgono $n = p = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. La densità di corrente totale di elettroni (J_n) e di lacune (J_p) deve tenere conto dei processi di diffusione e di deriva:

$$\begin{aligned} J_n &= J_{n,drift} + J_{n,diff} = q(n\mu_n E + D_n \nabla n) \\ J_p &= J_{p,drift} + J_{p,diff} = q(p\mu_p E + D_p \nabla p) \end{aligned} \quad (2.1)$$

dove μ_n e μ_p sono rispettivamente le mobilità degli elettroni e delle lacune (per il silicio $\mu_n \sim 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ e $\mu_p \sim 450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$); definiscono la capacità dei portatori di carica di muoversi sotto l'azione di un campo elettrico E con la relazione $v_D = \mu E$.

La relazione tra velocità e campo elettrico è lineare fino al raggiungimento della condizione di saturazione, a valori molto alti di campo elettrico, dove la velocità di deriva diventa costante (l'energia persa con le collisioni con gli atomi del reticolo compensa l'energia acquisita); v_D assume un valore asintoticamente pari a 10^7 cm/s per campi elettrici dell'ordine di 10^4 V/cm .

D_n e D_p sono i coefficienti di diffusione per gli elettroni e per le lacune (tipicamente $D_n \sim 35 \text{ cm}^2/\text{s}$ e $D_p \sim 12.4 \text{ cm}^2/\text{s}$).

Solitamente i semiconduttori puri vengono drogati con atomi di impurità del terzo o del quinto gruppo, che vanno a sostituire gli atomi del silicio/germanio nel reticolo, perchè la concentrazione intrinseca di cariche è piccola. Gli elementi del terzo gruppo sono detti accettori, poichè tendono a catturare un elettrone per poter formare quattro legami covalenti con gli atomi adiacenti; gli elementi del quinto gruppo sono detti donatori, dal momento che hanno un elettrone in più che non partecipa ad alcun legame covalente. Si ottiene così un semiconduttore drogato p, con le lacune come portatori maggioritari, oppure drogato n, con gli elettroni come portatori maggioritari.

Quando si mettono a contatto un semiconduttore drogato p ed uno drogato n si ottiene quella che in gergo si chiama giunzione p-n. La differenza di concentrazione dei portatori

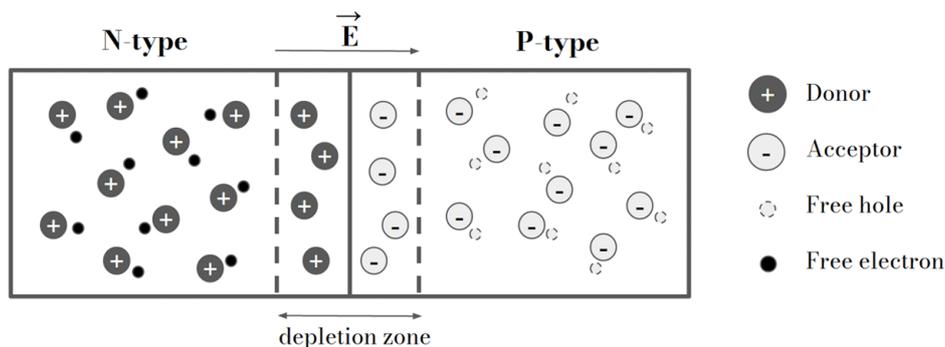


Figura 2.1: Schema di una giunzione p-n [9].

maggioritari genera una diffusione di lacune dalla zona drogata p alla zona drogata n, e una diffusione in verso opposto per gli elettroni.

Appena i portatori di carica attraversano la giunzione, iniziano processi di ricombinazione elettrone-lacuna. Durante la diffusione e successiva ricombinazione le lacune e gli elettroni lasciano delle cariche scoperte: ioni fissi positivi nella regione n e ioni fissi negativi nella regione p che danno origine ad un campo elettrico; questo si oppone alla migrazione di lacune ed elettroni oltre la giunzione. Allo stesso tempo si crea una differenza di potenziale ai capi della giunzione, detto potenziale di contatto.

La regione intorno alla giunzione che presenta cariche scoperte viene detta regione di transizione (comunemente depletion region). Quando il campo elettrico si fa abbastanza intenso (10^4 - 10^5 V/cm) si arriva ad una situazione di equilibrio, schematizzata in fig. 2.1. Quando una giunzione p-n viene polarizzata, si può apprezzare una variazione nella larghezza della depletion region fig. 2.2. Collegando il terminale positivo alla regione p e quello negativo alla regione n, i portatori maggioritari si allontanano dalla propria regione perchè attratti dal terminale nella regione opposta: la depletion region si restringe. Questa configurazione si dice polarizzazione diretta.

Nella configurazione opposta (polarizzazione inversa) si collega il terminale positivo alla regione n e quello negativo alla regione p: la depletion region qui si allarga poichè i portatori maggioritari sono attratti dal terminale nella propria regione. Se le regioni p ed n sono drogate con concentrazioni diverse, la giunzione p-n che si forma presenta una depletion region asimmetrica: più larga nella zona a basso drogaggio, più stretta nella zona di alto drogaggio. Giunzioni molto asimmetriche sono denominate come n^+p (se n è la zona molto drogata) e p^+n (se p è la zona molto drogata).

2.2 Sensori al silicio

Un rivelatore di particelle al silicio è solitamente formato da giunzioni p-n asimmetriche polarizzate inversamente. Risulta necessario drogare il silicio in quanto il numero di

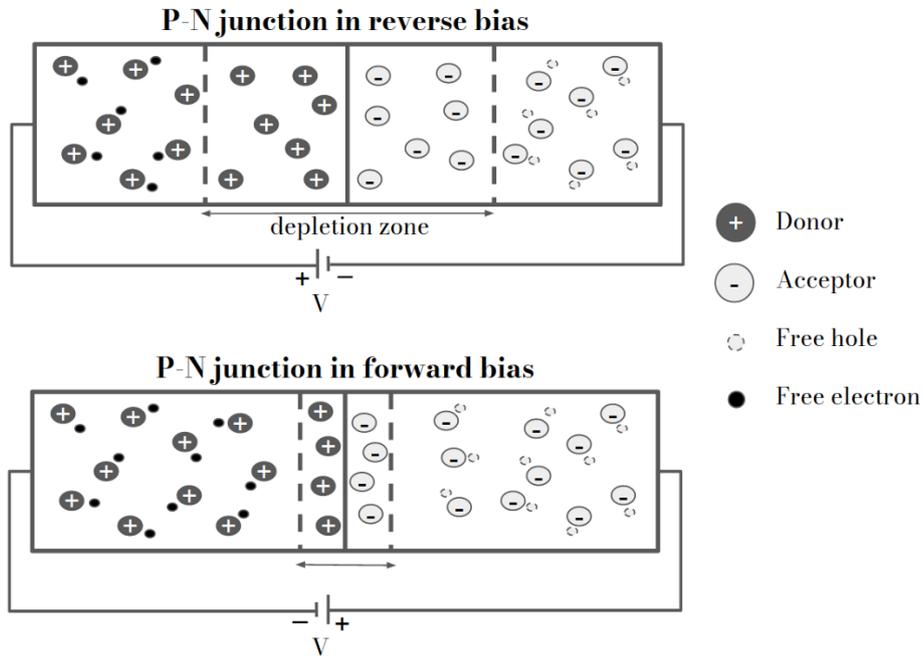


Figura 2.2: Schema di una giunzione p-n polarizzata inversamente (in alto) e direttamente (in basso) [9].

coppie elettrone-lacuna che si formano per agitazione termica nel silicio puro è molto più alto del numero di coppie che si formano al passaggio di una MIP (Minimum Ionizing Particle); si può invece sfruttare la depletion region che è priva di portatori di carica. La giunzione è tipicamente asimmetrica così che la depletion region nella zona più drogata sia trascurabile e l'effetto del passaggio della MIP si possa analizzare solo nella depletion region della zona meno drogata (che può anche arrivare ad estendersi su tutta la propria zona). La scelta della polarizzazione inversa è determinata dal fatto che in questo modo si può distinguere al meglio la corrente generata dal passaggio di una MIP e la corrente dei minoritari presente naturalmente nella giunzione (che è molto piccola).

Lo schema che illustra un tipico sensore al silicio p-on-n è riportato in fig. 2.3: consiste in una giunzione p-n dove si possono notare due elettrodi molto drogati p^+ e n^+ su un substrato poco drogato n^- . Dovendo lavorare in polarizzazione inversa, n^+ è collegato all'anodo mentre p^+ è collegato al catodo. Particelle cariche o fotoni interagiscono con il silicio creando coppie elettrone-lacuna, che essendo le uniche cariche libere, inducono una corrente che può essere misurata.

Le particelle cariche pesanti che attraversano il sensore interagiscono con gli elettroni atomici tramite la forza di Coulomb; in base all'impulso e alla distanza possono portare a fenomeni di eccitazione o di ionizzazione. Nella maggior parte dei casi avviene la

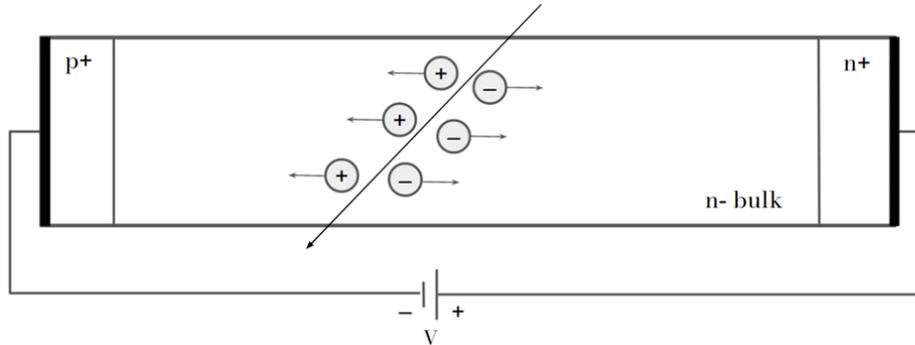


Figura 2.3: Schema di una giunzione p-on-n.

seconda; una sola particella spesso porta con il suo passaggio alla formazione di diverse coppie elettrone-lacuna.

Particelle leggere come elettroni e positroni perdono più energia durante le collisioni rispetto alle particelle pesanti; inoltre subiscono una perdita di energia a causa dei fotoni emessi quando vengono deflessi a causa dell'interazione elettromagnetica con i nuclei (Bremsstrahlung).

L'interazione dei fotoni con la materia invece dipende principalmente dalla loro energia: effetto fotoelettrico per fotoni a basse energie ($\gamma + \text{atomo} \rightarrow e^- + \text{ione}$), Compton scattering per fotoni ~ 1 MeV ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$) e creazione di coppie e^+e^- ad alte energie ($\gamma + \text{nucleo} \rightarrow e^+ + e^- + \text{nucleo}$).

2.3 Risoluzione temporale

Un tipico sistema di misura di tempo può essere rappresentato come in fig. 2.4. Il sensore al silicio può essere modellato come un generatore di corrente in parallelo ad una capacità, dove il segnale di corrente generato dalla raccolta delle cariche è amplificato e poi processato tramite un sistema di discriminazione a soglia.

Un Time to Digital Converter (TDC) misura l'intervallo di tempo tra un segnale trigger (proveniente ad esempio da un altro rivelatore) e il momento in cui il segnale del rivelatore supera la soglia prescelta.

La risoluzione temporale di un rivelatore al silicio è influenzata da diversi contributi che si sommano quadraticamente:

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{jitter}}^2 + \sigma_{\text{TDC}}^2 + \sigma_{\text{intrinsic}}^2 \quad (2.2)$$

Il termine di jitter deriva dal rumore elettronico e dal rumore del rivelatore. La presenza di rumore sovrapposto al segnale può far sì che il discriminatore a soglia reagisca in anticipo o in ritardo, a seconda delle fluttuazioni del rumore in quel momento.

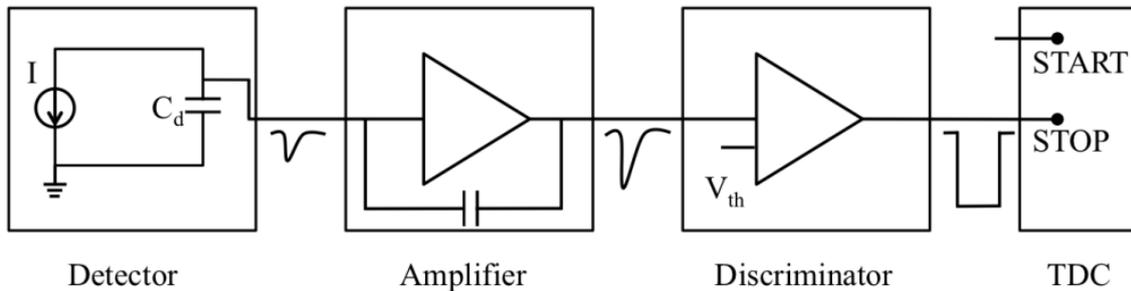


Figura 2.4: Schematizzazione di un sistema di misura di tempo [10].

Il termine legato al TDC è costante e dipende solo dalla risoluzione della sua misura. L'ultimo termine è legato alla risoluzione intrinseca del rivelatore, che dipende da diversi fattori: time slewing è un effetto che deriva dal fatto che ogni segnale ha un'ampiezza diversa, a causa delle variazioni di energia depositata dalla particella carica che attraversa il volume attivo del sensore.

Poiché i segnali di ampiezza maggiore hanno una pendenza più elevata nella fase di salita, superano la soglia prima rispetto a segnali più piccoli, che invece ci mettono più tempo. Le fluttuazioni del valore di energia sono legate alla distribuzione di Landau e dipendono dal tipo di particella ma anche ad esempio dallo spessore del sensore.

Un altro effetto che rientra negli effetti intrinseci del rivelatore può essere la disuniformità del campo elettrico interno.

Per poter migliorare la risoluzione temporale bisogna ottimizzare due aspetti chiave: il rapporto segnale/rumore deve essere elevato e il fronte di salita del segnale che deve essere veloce, in modo da ridurre gli effetti del jitter elettronico e del time slewing.

2.4 SiPM

Il Silicon Photomultiplier (SiPM) è un rivelatore a stato solido, composto da una matrice di centinaia o migliaia di SPAD (Single Photon Avalanche Diode) che sono integrati come microcelle o pixel.

Le sue caratteristiche lo rendono eccellente nella rivelazione della luce (dal singolo fotone fino a diverse migliaia di fotoni), soprattutto quando risulta necessaria una elevata risoluzione temporale. Trova applicazioni in vari ambiti, dalla medicina alla fisica delle particelle.

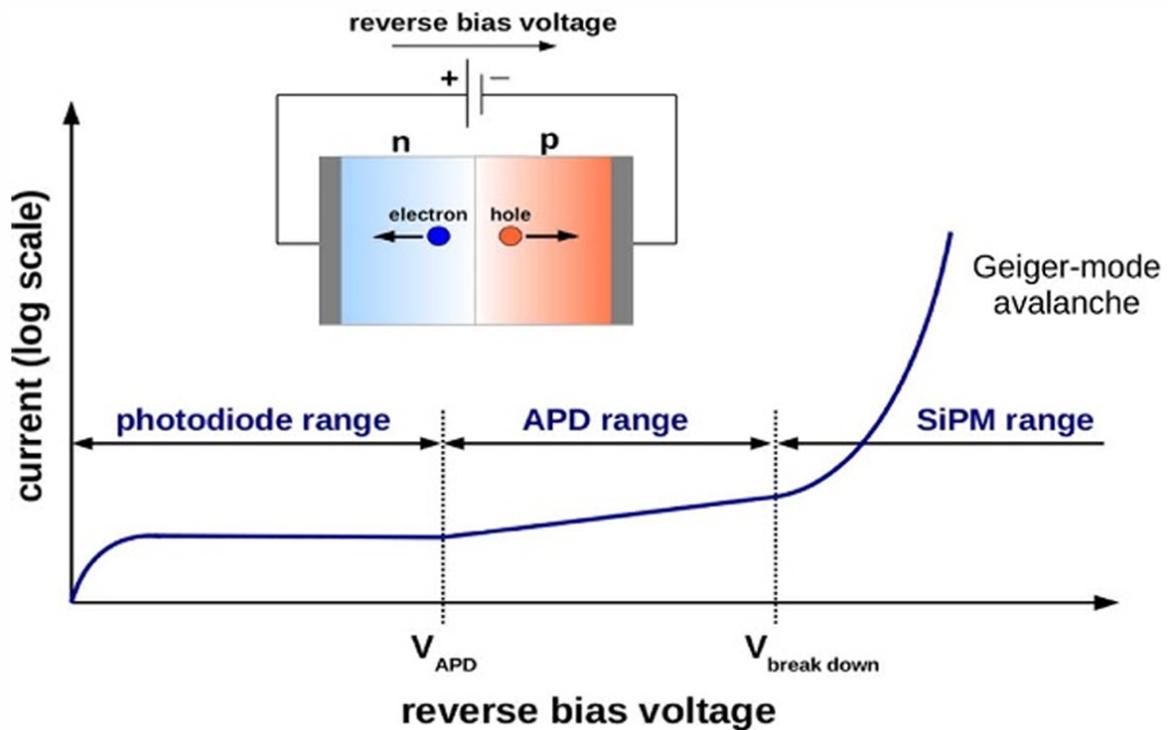


Figura 2.5: Range di tensione di bias che determinano il comportamento peculiare di un rivelatore di fotoni [11].

2.4.1 Lo SPAD

Lo SPAD è l'unità fondamentale del SiPM ed è essenzialmente un diodo (cioè una giunzione p-n), disegnato per essere polarizzato inversamente e lavorare in regime Geiger, ovvero sopra la tensione di breakdown [11]. Ogni diodo per la rivelazione dei fotoni presenta tre regioni di operatività, definite dalla tensione applicata ai suoi capi (fig. 2.5). A basso voltaggio, dove non avviene alcuna moltiplicazione della coppia elettrone-lacuna generata, il diodo opera in regime di fotodiode. Un fotone interagente genera una coppia elettrone-lacuna che viene subito separata dal campo elettrico e si misura una corrente proporzionale all'intensità della radiazione incidente.

Se il voltaggio applicato aumenta abbastanza, si può verificare una moltiplicazione a valanga: il campo elettrico accelera gli elettroni tanto da creare coppie secondarie tramite ionizzazioni da impatto. Un diodo in questo regime si chiama avalanche photodiode (APD).

Con questo livello di tensione solo gli elettroni riescono a generare coppie secondarie, quindi la valanga scorre solo in una direzione e si autospegne; questa moltiplicazione a valanga porta un guadagno che amplifica il segnale di un fattore 50-500.

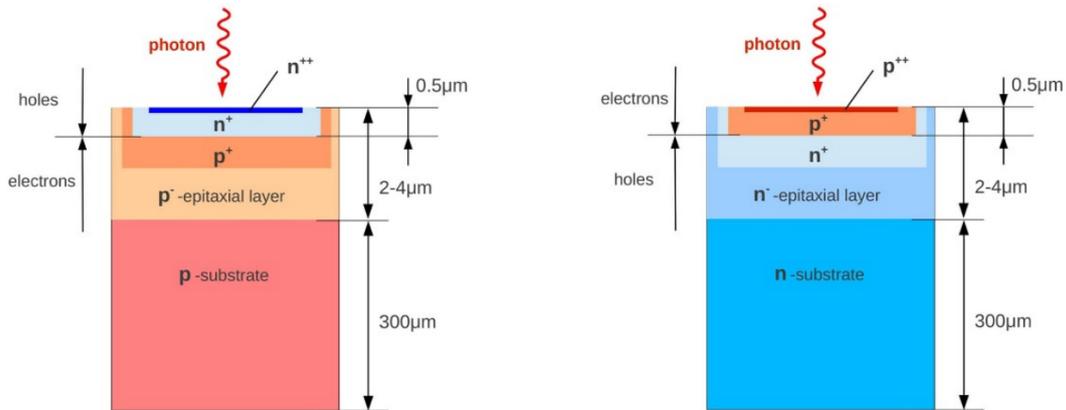


Figura 2.6: Struttura di uno SPAD n-on-p (a sinistra) e di uno p-on-n (a destra) [11].

Lo SPAD è un diodo a valanga che lavora, come detto prima, in regime Geiger, ovvero con tensioni superiori a quella di breakdown. A queste tensioni anche le lacune guadagnano abbastanza energia cinetica da rompere i legami covalenti degli elettroni e formare coppie elettrone-lacuna secondarie; il guadagno di uno SPAD è maggiore di quello di un APD. Il campo elettrico è abbastanza forte che un solo portatore può generare una valanga che si autoalimenta: è necessario fermare la valanga abbassando la tensione, riportandola sotto quella di breakdown (viene fatto con un circuito detto di quenching). Dopo essere ritornati alla tensione iniziale il diodo può rivelare un nuovo fotone.

Uno SPAD può essere concepito in due modi, detti n-on-p e p-on-n: sostanzialmente cambia solo la scelta del tipo di drogaggio del substrato (e di conseguenza degli elettrodi). Le due configurazioni sono illustrate in fig. 2.6.

La differenza tra le due può essere apprezzata nella PDE (Photon Detection Efficiency): il tipo n-on-p è più sensibile alla luce vicina al rosso, mentre al contrario il tipo p-on-n è più sensibile alla luce vicina al blu.

Questa differenza è da ricercare nella caratteristica dei fotoni di penetrare più o meno il sensore prima di essere assorbiti; le lunghezze d'onda più corte (blu o N-UV, near ultraviolet) vengono assorbite quasi subito (nel primo μm per fotoni di $\lambda = 450 \text{ nm}$), mentre quelle più lunghe (rosso o N-IR, near infrared) riescono a penetrare più in profondità (circa $10 \mu\text{m}$ per fotoni di $\lambda = 750 \text{ nm}$).

Visto che lo SPAD come tutti i fotodiodi è polarizzato inversamente, gli elettroni generati saranno spinti verso l'elettrodo n (collegato al terminale positivo); affinché venga innescata la valanga, è necessario che tali elettroni attraversino lo strato di guadagno (tipicamente gli elettroni hanno una maggiore probabilità di innescare rispetto alle lacune). Per questo motivo, uno SPAD n-on-p è più sensibile alla luce rossa in quanto le coppie elettrone-lacuna vengono prodotte più in profondità e attraversano lo strato di guadagno muovendosi verso il terminale positivo. Al contrario uno SPAD p-on-n risulta più sensi-

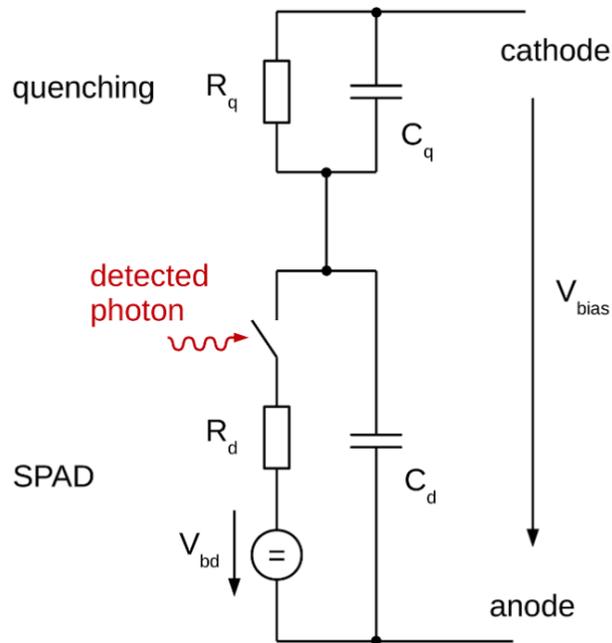


Figura 2.7: Circuito elettrico equivalente a uno SPAD, qui insieme al circuito di quenching [11].

bile alla luce blu perchè le coppie elettrone-lacuna sono create non appena la radiazione penetra nello SPAD e gli elettroni ancora una volta attraverseranno lo strato di guadagno nel loro moto di deriva.

Per quanto riguarda le lacune il ragionamento è esattamente l'opposto, ma il loro impatto sulla PDE è molto minore a causa della loro minore probabilità di generare effetti a valanga (per via della loro minore massa effettiva).

2.4.2 Circuito elettrico equivalente

Lo SPAD si può modellizzare (fig. 2.7) con una resistenza (indicata con R_d , tipicamente dell'ordine del $k\Omega$) collegata in parallelo ad una capacità (indicata con C_d , tipicamente di circa 10 fF). La resistenza rappresenta l'opposizione da parte del mezzo all'attraversamento da parte delle cariche elettriche, mentre la capacità rappresenta la depletion region (più eventuali capacità parassite).

Nella figura è riportato anche il circuito di quenching, collegato in serie, necessario per fermare la valanga. È formato anch'esso da una resistenza R_q (di 100 $k\Omega$ - 10 $M\Omega$) e una capacità C_q (dell'ordine del fF) collegati in parallelo.

L'inizio di una valanga nello SPAD, causata da un fotone incidente o da rumore, è identificata con la chiusura del circuito in fig. 2.7. C_d inizia a scaricarsi (era inizialmente carico

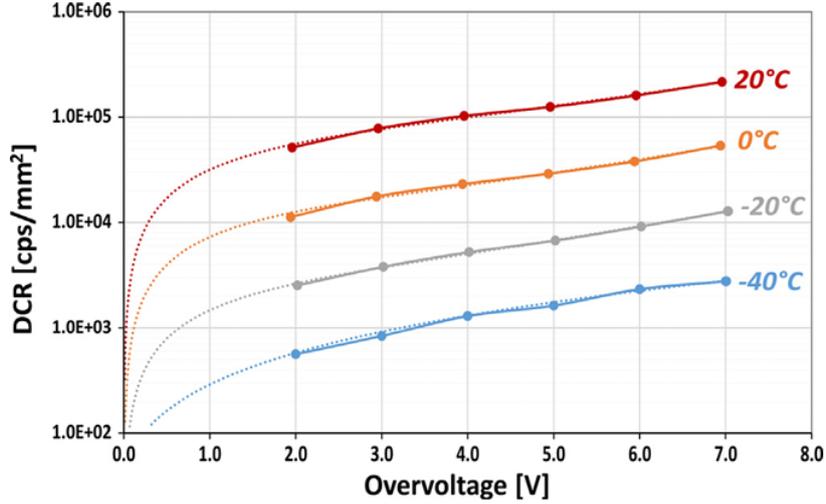


Figura 2.8: Dark count rate per unità di area in funzione dell’overvoltage; viene evidenziata anche la dipendenza dalla temperatura [12].

con V_{bias}) e allo stesso tempo C_q si carica su R_d , con un tempo dato da $\tau_d = R_d \cdot (C_q + C_d)$ (trascurando l’effetto di R_q che è molto resistiva). Il processo si interrompe nel momento in cui la corrente che passa per R_d raggiunge una ”corrente di soglia” (valore minimo di corrente per avere una valanga autoalimentante): $I_d = V_{ov} / (R_q + R_d) \sim V_{ov} / R_q$, dove V_{ov} è la tensione di overvoltage, pari alla differenza tra la tensione applicata ai capi del circuito V_{bias} e la tensione di breakdown V_{bd} . Una volta che la valanga si è arrestata il tempo necessario a ritornare alla condizione iniziale è $\tau_r = R_q \cdot (C_q + C_d)$.

Visto che il singolo SPAD presenta dei tempi morti tra una rivelazione e un’altra, per costruire un fotorivelatore bisogna combinare un elevato numero di SPAD. La struttura dell’intero SiPM è sostanzialmente un array di SPAD collegati in parallelo; tutti gli SPAD sono indipendenti, ma i loro segnali possono sovrapporsi in quanto sono collegati ad un unico sistema di readout.

In questo modo si può contare il numero di SPAD accesi integrando nel tempo la carica, proporzionale al numero di fotoni rivelati (finché il numero di fotoni rimane più piccolo del totale di SPAD disponibili). Con SPAD molto piccoli (fino a $10 \mu\text{m}$ di dimensione) si può aumentare il range dinamico, permettendo al SiPM di lavorare in condizioni di alta intensità luminosa senza andare incontro a saturazione.

2.4.3 Dark count rate

Il dark count è la fonte primaria di rumore dei sensori SiPM: un segnale viene generato dalla valanga causata da coppie termiche elettrone-lacuna. Questo fenomeno dipende

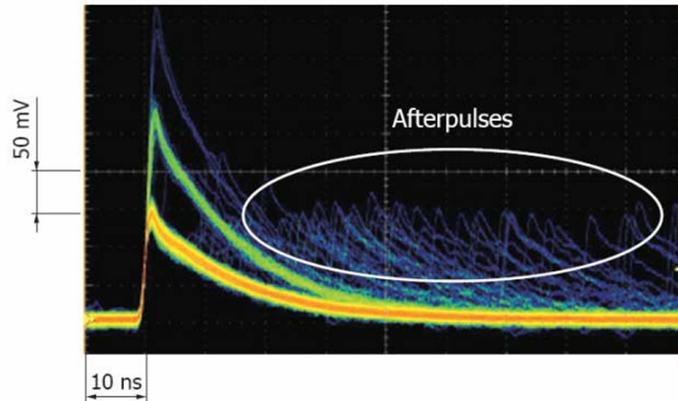


Figura 2.9: Segnale di un SiPM affetto da afterpulses [13].

dalla temperatura secondo una legge $1/T$; il dark count rate nel silicio si dimezza circa ogni $10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Questo però non va a zero a basse temperature se consideriamo un SiPM: a causa dei forti campi elettrici si verificano effetti di tunneling, che dominano a basse temperature (in un fotodiodo semplice, a guadagno 1, ciò non si verifica). Il dark count rate cresce con l'aumentare dell'overvoltage, come mostrato in fig. 2.8. È importante specificare che un segnale generato da una coppia termica è indistinguibile da quello generato dal passaggio di un fotone.

2.4.4 Afterpulse

Sopra ad un evento primario (fotone rivelato o dark count) può avvenire anche un evento secondario "a scoppio ritardato", con ampiezza o guadagno minore dell'evento primario: l'afterpulse.

La causa di questo rumore è da ricercare nell'intrappolamento di un portatore di carica nelle impurità della depletion region; quando questo viene rilasciato, genera una valanga secondaria molto vicina temporalmente alla prima.

La probabilità di afterpulse dipende dal numero di impurità presenti, dai tempi di rilascio e dalla velocità di ricarica dello SPAD. Un modo per ridurre gli effetti di afterpulse sarebbe quello di avere un maggiore tempo di ricarica, in modo che un'eventuale valanga secondaria avvenga a SPAD non ancora completamente ricaricato.

L'afterpulse può essere anche causato da fotoni secondari, prodotti durante la valanga, che vengono riassorbiti nella regione neutra al di sotto della depletion region. Il tempo che il portatore passa nella regione neutra dev'essere basso se si vuole evitare questo tipo di afterpulse; un'altra soluzione potrebbe essere quella di introdurre un substrato di drogaggio opposto, così da creare una seconda depletion region che bloccherebbe la diffusione delle cariche verso quella principale.

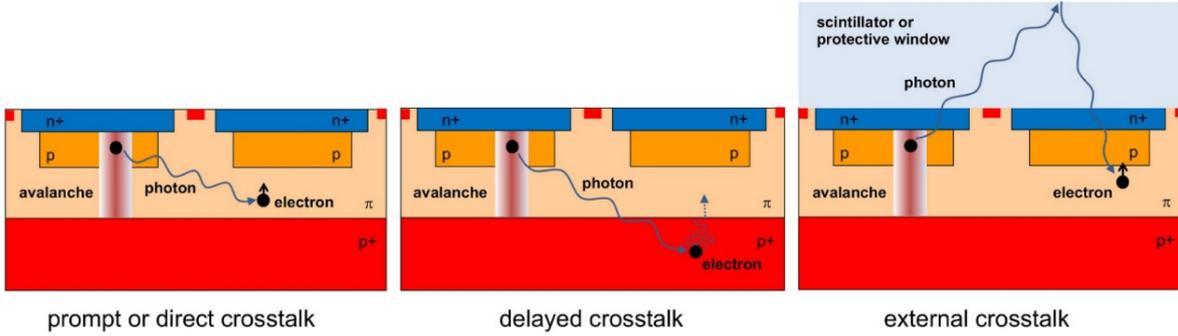


Figura 2.10: Tipi di crosstalk ottico osservabili nei SiPM [11].

2.4.5 Crosstalk

Un'altra fonte di rumore correlato è il crosstalk, che dipende dall'interazione tra SPAD adiacenti.

Come evidenziato prima, durante la valanga vengono emessi fotoni secondari; questa emissione è isotropa e porta all'assorbimento del fotone (ed emissione di portatori di carica) in celle vicine. Questo effetto si chiama crosstalk diretto e avviene quasi contemporaneamente alla valanga principale (il ritardo può essere quasi nullo fino ad un massimo di centinaia di picosecondi).

Il crosstalk ritardato si verifica quando un fotone viene assorbito nella regione neutra al di sotto della depletion region di un altro SPAD; i portatori generati possono arrivare alla depletion region per diffusione e creare una valanga.

Un ulteriore tipo di crosstalk è di natura esterna: uno dei fotoni generatisi nella valanga principale esce dal lato attivo del sensore e viene riflesso dalla resina protettiva verso un altro SPAD, portando ad una nuova valanga.

La quantità di crosstalk è definita come il rapporto tra il dark count rate con più di uno SPAD acceso e il dark count rate con almeno uno SPAD acceso.

2.4.6 Photon Detection Efficiency

In tutte le applicazioni dei SiPM è necessario ottimizzare la sua efficienza di rivelazione (Photon Detection Efficiency: PDE), che quantifica l'abilità di misurare effettivamente un evento avvenuto (in questo caso un fotone che produce un segnale). Viene definita come il quoziente tra il numero di fotoni registrati ed il totale di fotoni incidenti:

$$PDE(V_{ov}, \lambda) = QE(\lambda) \cdot P_t(V_{ov}, \lambda) \cdot FF(V_{ov}, \lambda) \quad (2.3)$$

QE è l'efficienza quantistica, che tiene conto della probabilità di un fotone di entrare nel sensore (senza essere riflesso) e poi essere assorbito nella parte "utile" del sensore (generando una coppia elettrone-lacuna). Dipende dalla lunghezza d'onda λ del fotone

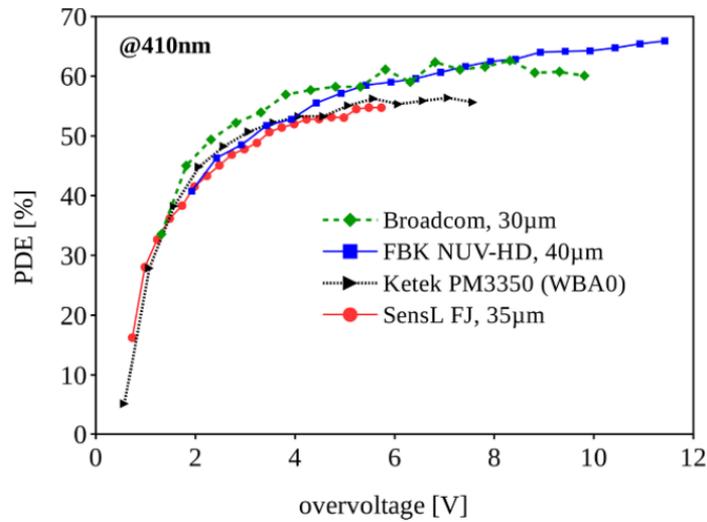


Figura 2.11: Grafico che mostra l'aumento della PDE con l'aumentare della tensione di overvoltage. Confronto tra SiPM di diversi produttori [11].

incidente [12].

P_T è la probabilità di avere una valanga e dipende dal campo elettrico, quindi dall'overvoltage e dalla posizione dove vengono generati i portatori; differisce anche tra elettroni e lacune, poichè come è già stato detto gli elettroni hanno un coefficiente di ionizzazione più alto.

FF è il fill factor e viene definito come il rapporto tra l'area attiva e l'area totale del sensore. La frazione di area inerte serve per separare gli SPAD tra di loro elettronicamente e otticamente; dipende essenzialmente solo dalle scelte di progettazione del SiPM. Per i sensori con gli SPAD più grandi ($50 \times 50 \mu\text{m}^2$) arriva fino a 80%, mentre per quelli con gli SPAD più piccoli ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$) si ferma solo al 30%.

Dato che il campo elettrico all'interno della giunzione aumenta con l'aumentare dell'overvoltage, anche la PDE aumenta rapidamente e poi satura intorno a 5-7 V di overvoltage (fig. 2.11). A un aumento dell'overvoltage è associato anche un aumento del dark count rate, e questo è da tenere in considerazione nell'utilizzo dei SiPM.

Capitolo 3

SiPM come rivelatori di elettroni

In questo capitolo si illustra la possibilità di utilizzare i SiPM come rivelatori di elettroni, separandoli dalle altre particelle cariche. L'idea è quella di sfruttare l'effetto Cherenkov che si manifesta quando una particella carica si muove attraverso un mezzo dielettrico con una velocità superiore a quella della luce nel medesimo mezzo. L'indice di rifrazione \mathbf{n} di un mezzo viene definito come il rapporto tra la velocità della luce nel vuoto c e la velocità della luce in quel mezzo v_n :

$$\mathbf{n} = \frac{c}{v_n}$$

Se una particella carica con velocità v soddisfa la condizione $v > v_n = \frac{c}{\mathbf{n}}$ essa induce una polarizzazione locale nel mezzo circostante. Nel processo di diseccitazione il sistema emette fotoni coerenti (un'onda d'urto elettromagnetica analoga al boom sonico prodotto da un corpo supersonico). L'angolo di emissione della radiazione Cherenkov rispetto al moto della particella è dato dalla relazione:

$$\cos\theta_C = \frac{1}{\beta\mathbf{n}}$$

dove θ_C è l'angolo Cherenkov.

L'idea per la costruzione di un rivelatore di questo tipo nasce dal fatto che gli elettroni sono le uniche particelle cariche in grado di produrre radiazione Cherenkov in aria anche a bassi impulsi. La risposta del sensore sarà quindi differente a seconda della particella in arrivo: per una particella carica qualsiasi il sensore accenderà uno SPAD, mentre un elettrone porta all'accensione di multipli SPAD a causa dei fotoni Cherenkov che porta con sé.

In questo capitolo viene descritto un programma che simula la risposta di questi sensori in modo da studiare la fattibilità del loro utilizzo (come rivelatori Cherenkov a soglia per elettroni) in campo sperimentale. Per poter validare il programma di simulazione è necessario il confronto con i dati sperimentali: tali dati su esperimenti con fasci di particelle cariche sono stati raccolti alla facility PS-T10 del CERN.

3.1 Apparato sperimentale

Il telescopio usato durante i test, svoltisi nell'ottobre 2023, è costituito da 4 sensori (fig. 3.1): due SiPM e due rivelatori LGAD. Gli LGAD hanno un'area 1 mm^2 e spessore di $25 \text{ }\mu\text{m}$ e $35 \text{ }\mu\text{m}$ [14]. Sono stati posizionati ai capi del telescopio per fungere da riferimento temporale ma anche come trigger per l'acquisizione del segnale delle particelle del fascio. I quattro sensori sono posizionati a circa 7 cm l'uno dall'altro.

Il loro allineamento è garantito dalla struttura mobile sulla quale sono collocati: essa è in grado di effettuare un posizionamento in entrambe le direzioni ortogonali all'asse del fascio, con una precisione di $10 \text{ }\mu\text{m}$.

L'intero sistema è racchiuso all'interno di una box metallica, utilizzata per isolare i sensori dalla luce ambientale e come gabbia di Faraday per il rumore elettromagnetico presente nell'area sperimentale. Un materiale nero la riveste internamente in modo da assorbire eventuali fotoni diffusi; la temperatura all'interno della scatola è continuamente monitorata e mantenuta ad una temperatura tra i 20 e i 25°C grazie ad un sistema di raffreddamento composto da un criostato e da celle di Peltier. I SiPM sono collegati ad amplificatori X-LEE, con un fattore di guadagno di circa 40 dB.

Ad ogni trigger, i segnali analogici dei 4 sensori sono acquisiti sotto forma di waveform con un oscilloscopio digitale Lecroy Wave-Runner 9404M-MS con 4 GHz di bandwidth. La discriminazione dei segnali analogici per l'analisi temporale dei sensori viene fatta offline nel programma di analisi dati. Tutti gli strumenti sono controllati da un programma LabVIEW che gestisce il trasferimento e l'acquisizione dei dati, oltre ad impostare e monitorare i valori di V_{bias} , di corrente e di temperatura (fig. 3.2).

Il tipo di sensore di cui vengono analizzati i dati è il WR-3x3-40, prodotto dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK) e basato sulla tecnologia NUV-HD (Near UV, High Density), di area pari a $3.12 \times 3.12 \text{ mm}^2$ e composto da SPAD quadrati di lato $40 \text{ }\mu\text{m}$. Non monta alcuno strato di resina protettiva e presenta un fill factor pari al 83%. È stato testato con un fascio da $1.5 \text{ GeV}/c$ la cui composizione è mostrata in fig. 3.3, applicando al sensore una tensione di overvoltage di 2 V.

Sono stati effettuati test anche con un fascio da $10 \text{ GeV}/c$, utili per una migliore validazione della simulazione, ma non per la separazione degli elettroni. Con questa configurazione è stato testato anche il sensore SR1-1x1-20, di area $1 \times 1 \text{ mm}^2$ e SPAD di lato $20 \text{ }\mu\text{m}$. Su di esso è montato uno strato protettivo di resina in silicone con $n=1.5$ e presenta un fill factor pari al 72%. La tensione di overvoltage è anche qui di 2 V.



Figura 3.1: Fulcro dell'apparato sperimentale: i due SiPM al centro, i due LGAD alle estremità.

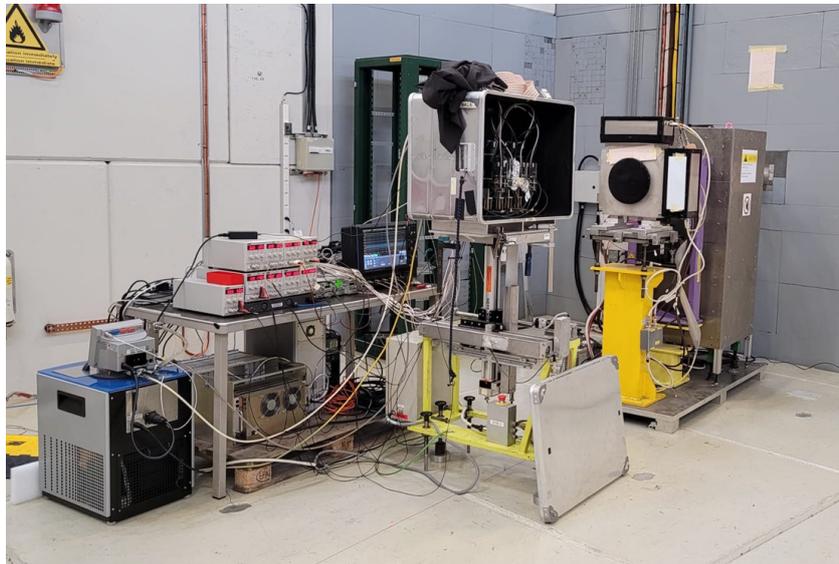


Figura 3.2: Apparato sperimentale completo di alimentatori, oscilloscopio e criostato.

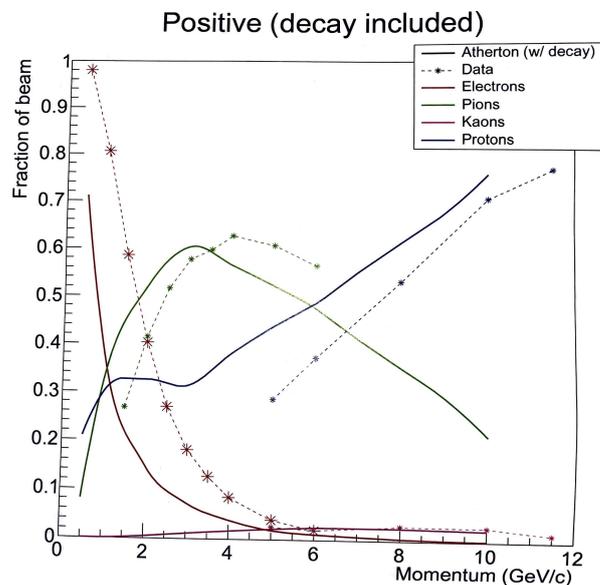


Figura 3.3: Composizione del fascio di particelle cariche nella zona sperimentale PS-T10 del CERN al variare dell'impulso.

3.2 Selezione del segnale

Selezionando particelle cariche con un impulso pari a 1.5 GeV/c, i due LGAD hanno una risoluzione temporale in grado di separare il segnale dei protoni da quello degli elettroni e dei pioni. Ciò viene mostrato nella fig. 3.4.

Per separare i segnali dei protoni da quelli degli elettroni e dei pioni, sono state valutate la somma $t_{LGAD1} + t_{LGAD2}$ e la differenza $t_{LGAD1} - t_{LGAD2}$ dei tempi di arrivo delle particelle nei due LGAD. In fig. 3.5 è riportato un grafico bidimensionale che presenta $t_{LGAD1} - t_{LGAD2}$ in ascissa e $t_{LGAD1} + t_{LGAD2}$ in ordinata, per ogni particella del fascio. Poichè i protoni sono più pesanti, questi dovrebbero trovarsi in una regione a destra di quella occupata da elettroni e pioni.

Il segnale dei protoni è stato identificato tramite un taglio rettangolare per $0.2 \text{ ns} < t_{LGAD1} - t_{LGAD2} < 0.4 \text{ ns}$ e $-1.2 \text{ ns} < t_{LGAD1} + t_{LGAD2} < -0.95 \text{ ns}$; i pioni e gli elettroni, invece, sono stati identificati negli intervalli $0 \text{ ns} < t_{LGAD1} - t_{LGAD2} < 0.16 \text{ ns}$ e $-1.2 \text{ ns} < t_{LGAD1} + t_{LGAD2} < -0.7 \text{ ns}$ (fig. 3.5).

Per la determinazione del tempo del segnale degli LGAD è stata utilizzata la tecnica Constant Fraction Discriminator (CFD) applicando una soglia di discriminazione pari al 60% dell'altezza massima del segnale.

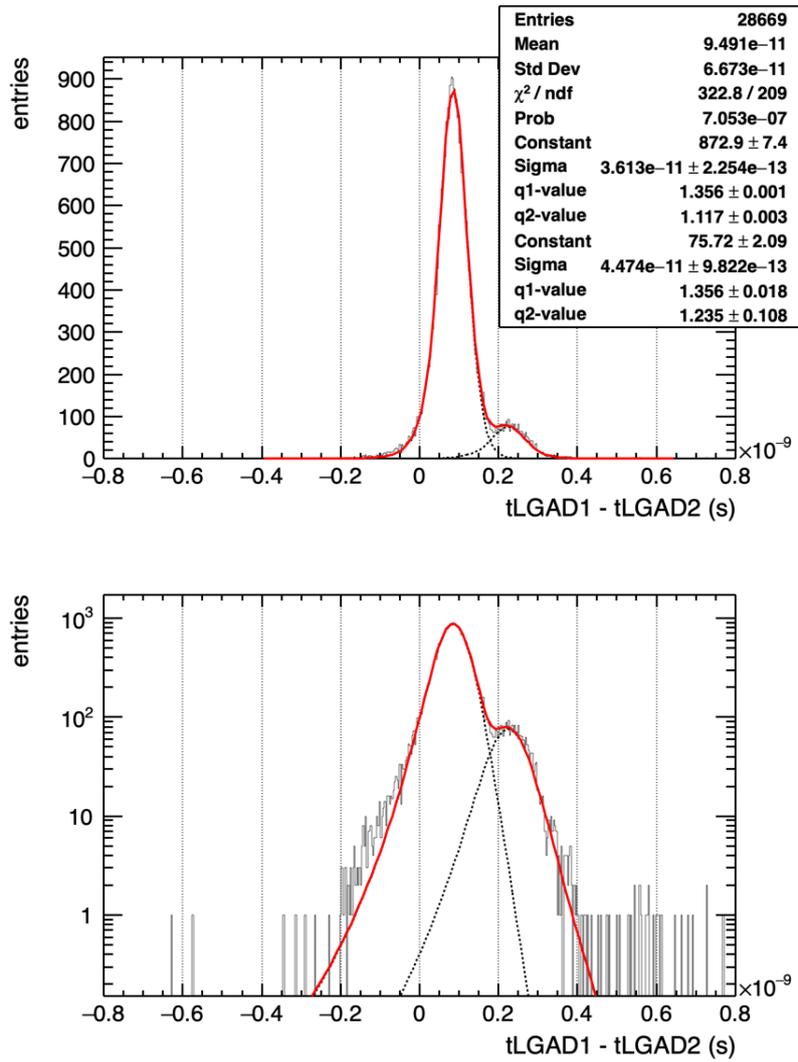


Figura 3.4: Istogramma per il tempo di volo delle particelle, sia in scala lineare (in alto) che logaritmica (in basso).

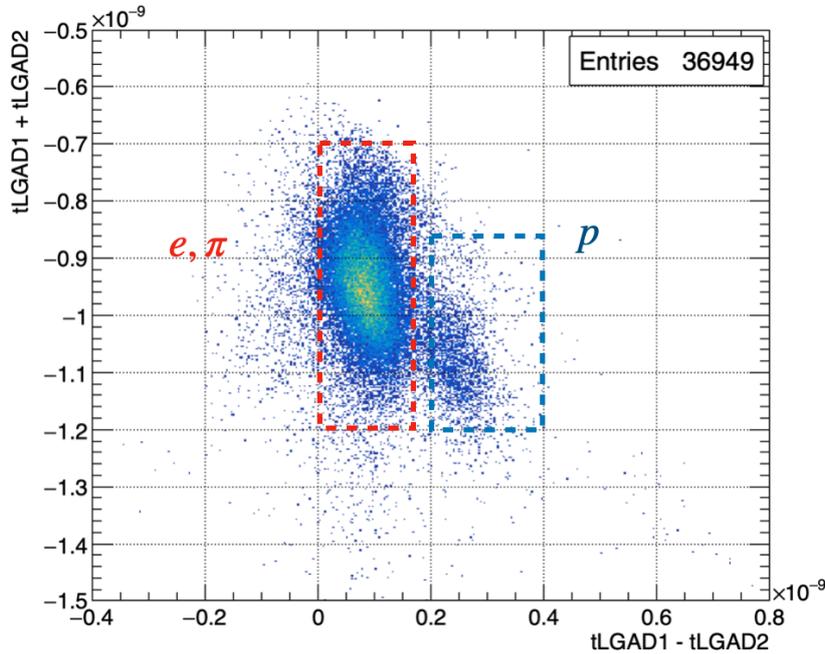


Figura 3.5: Istogramma 2D che mostra la separazione del segnale dei protoni da quello di elettroni e pioni tramite tagli rettangolari.

Per quanto riguarda invece il segnale del SiPM, gli eventi associati al passaggio di una particella carica del fascio sono quelli in cui il segnale è compreso in un intervallo di ± 2 ns dalla coincidenza dei due LGAD (indicato con t_0 e corrispondente a 0 nella scala temporale dei dati acquisiti con l'oscilloscopio).

A causa del rumore elettromagnetico presente nell'area sperimentale, la linea di fondo (baseline) dei segnali acquisiti è soggetta a fluttuazioni. Per eliminarle, è stata definita una finestra nella regione che precede la finestra di segnale, e precisamente tra -7 ns e -2 ns dal trigger t_0 , in cui è stata calcolata la media e la rms dell'ampiezza del segnale. Per eliminare gli eventi con segnali spuri o dovuti a noise o afterpulses di eventi precedenti, tutti gli eventi con un valore della rms della baseline maggiore di 0.0005 sono stati rigettati. La baseline è stata finalmente ricalcolata nella stessa finestra temporale utilizzando solo gli eventi selezionati e poi sottratta al segnale.

Nella fig. 3.6 vengono mostrati i segnali acquisiti con l'oscilloscopio: a sinistra sono presenti tutti gli eventi; al centro gli eventi dopo la rimozione degli eventi di noise o dovuti a residui di eventi precedenti; a destra gli eventi selezionati dopo la sottrazione della baseline. Una volta effettuata questa correzione, si possono finalmente apprezzare i segnali dovuti all'accensione delle singole SPAD del SiPM.

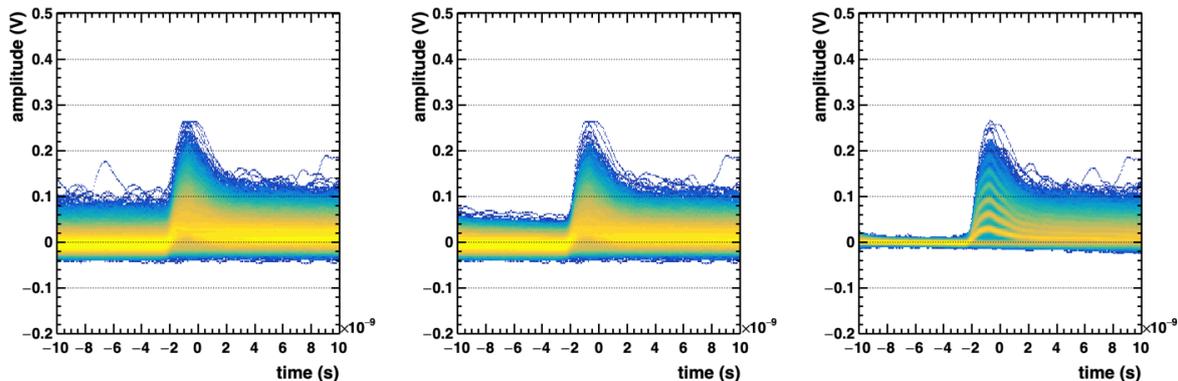


Figura 3.6: Segnali acquisiti dal SiPM WR-3x3-40. In ordine da sinistra a destra: tutti i segnali rilevati, i segnali selezionati dopo la rimozione del noise e i segnali selezionati con baseline sottratta.

3.3 Analisi dati

Dopo essere riusciti ad isolare i protoni si può calcolare il loro spettro di ampiezza massima (fig. 3.7), e quello di elettroni e pioni (fig. 3.8). Dal momento che i pioni, esattamente come i protoni, non producono effetto Cherenkov in aria a $1.5 \text{ GeV}/c$, si può assumere che lo spettro di carica dei pioni sia identico a quello dei protoni.

Per poter stimare lo spettro di carica dei soli elettroni, riportato in fig. 3.9, è necessario quindi normalizzare la distribuzione dei protoni al numero di pioni attesi e sottrarla a quella comprendente sia elettroni che pioni.

Dalla fig. 3.3 sappiamo che all'impulso considerato il fascio ha una composizione di 60:28:12% elettroni:pioni:protoni; di conseguenza nello spettro di pioni ed elettroni si avrà 68:32% elettroni:pioni.

Operativamente, bisogna dividere la distribuzione dei protoni per il numero totale di eventi di quella stessa distribuzione, per poi moltiplicarla per il numero di pioni (32% del numero totale di eventi della distribuzione elettroni e pioni).

In accordo con le ipotesi fatte, gli elettroni accendono molto spesso più di uno SPAD, mentre protoni e pioni solitamente uno solo. Il primo picco (in tutte le figure qui di seguito) è dato dall'inefficienza del sensore, mentre il secondo è quello dovuto ad una sola celletta accesa; a bassi impulsi lo possiamo identificare con il passaggio di una particella pesante (come già detto non produce effetto Cherenkov). Da qui l'idea di separare il segnale con un semplice taglio nei dati, all'altezza del secondo minimo (subito dopo il secondo picco), scartando di fatto tutti i segnali sotto un determinato voltaggio. In questo caso specifico il taglio viene effettuato a 0.05 V e l'efficienza di rivelazione si

assesta intorno al 60%, con una contaminazione di pioni del 20%.

Per studiare come poter alzare il livello di efficienza per gli elettroni e di rigetto dei pioni (abbassare quindi la contaminazione) si è proceduto con la realizzazione di una simulazione che consenta di generare dati per configurazioni diverse (aumentare il volume del gas, l'indice di rifrazione del gas, utilizzare un sensore differente, applicare altre tensioni di overvoltage).

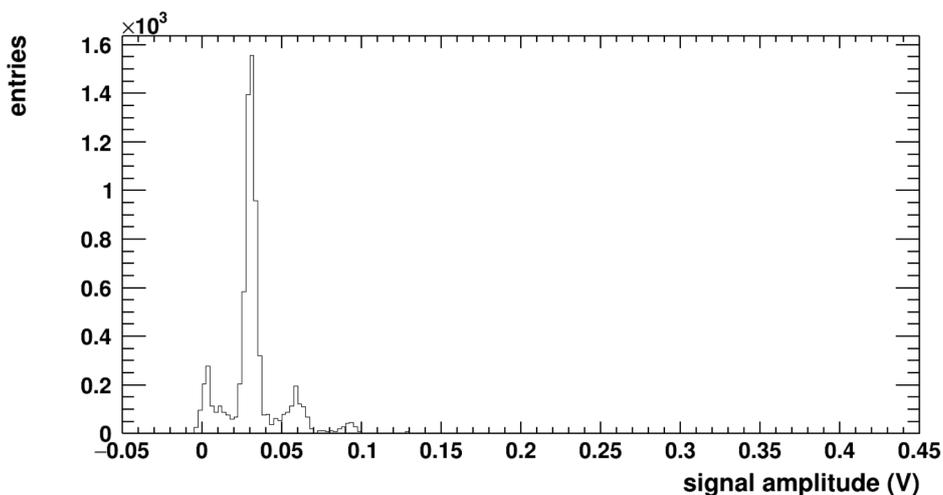


Figura 3.7: Spettro di ampiezza massima dei protoni.

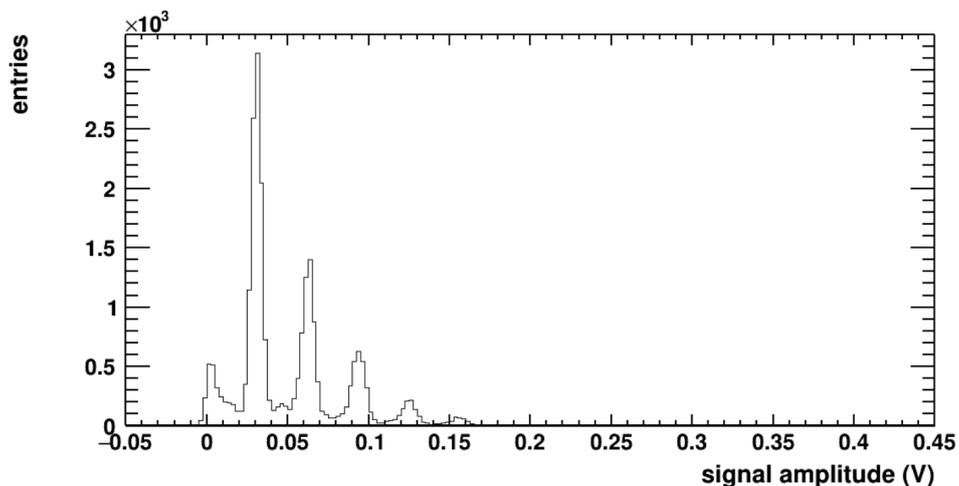


Figura 3.8: Spettro di ampiezza massima di elettroni e pioni.

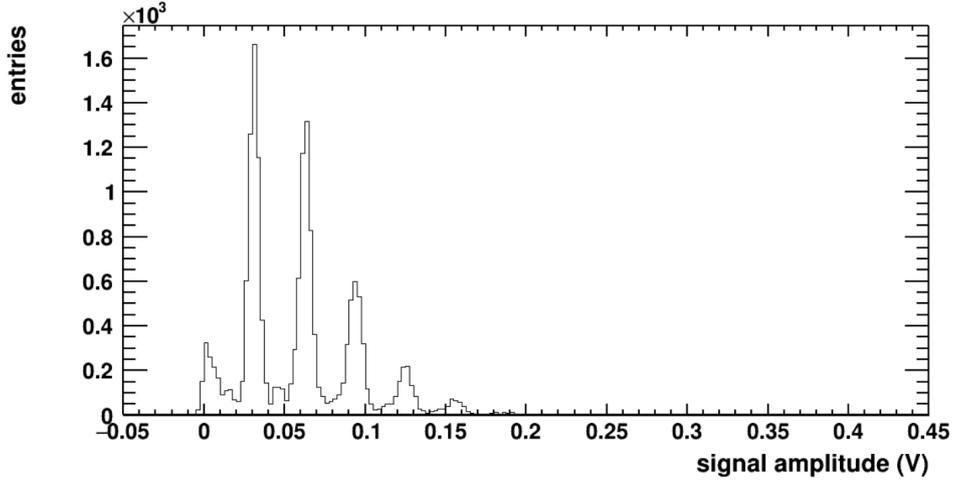


Figura 3.9: Spettro di ampiezza massima dei soli elettroni, ottenuto sottraendo dallo spettro totale di elettroni e pioni lo spettro dei protoni (opportunamente normalizzato).

3.4 Simulazione C++

Il programma in questione deve simulare per prima cosa in maniera soddisfacente la produzione di fotoni Cherenkov in base alle caratteristiche della particella in esame (massa, impulso) e del mezzo che sta attraversando (indice di rifrazione, lunghezza del cammino). Dalla formula di Frank-Tamm sappiamo che il numero di fotoni prodotti per unità di lunghezza da una particella di carica z è:

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (3.1)$$

Da notare la dipendenza da λ , che porta ad integrare nel range di sensibilità del nostro sensore per trovare il numero di fotoni per unità di lunghezza:

$$\frac{dN}{dx} = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} d\lambda \frac{d^2N}{d\lambda dx} \quad (3.2)$$

Nel programma questo viene reso dalla funzione in fig. 3.10.

La PDE per sensori NUV-HD in funzione della lunghezza d'onda del fotone incidente è riportata in fig. 3.11 per diversi valori di OV. Per semplicità, nel programma vengono considerate solo le lunghezze d'onda nell'intervallo 300 nm - 550 nm a cui si associa una PDE costante pari al 35%. β viene ricavato con $\beta = p/E$, con E dato dall'energia relativistica $E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}$ (m e p della particella espressi ovviamente in GeV/ c^2 e GeV/ c).

```

Float_t lambdaMin = 300E-9;
Float_t lambdaMax = 550E-9;

Float_t mean = 2 * TMath::Pi() * (1. / 137) * (1 - 1. / (n * n * beta * beta)) * (1. / lambdaMin - 1. / lambdaMax) * (0.001);

```

Figura 3.10: Calcolo del numero di fotoni emessi per unità di lunghezza (mm).

La macro di seguito illustrata viene fatta girare con ROOT, così da poter confrontare con facilità i dati, raccolti in istogrammi di vario tipo. In fig. 3.12 è riportato come esempio l'output ottenuto considerando elettroni con impulso pari a 3 GeV/c in aria. Il ciclo portante della simulazione prende in esame 10^5 particelle cariche e per ognuna esegue le seguenti operazioni:

- genera in maniera random la posizione del passaggio della particella carica in ognuno dei 2 LGAD che si trovano agli estremi del telescopio; interpolando questi punti si determina il punto di passaggio della particella carica sul SiPM (fig. 3.13).
- calcola se la cella di arrivo riesce a rivelare la particella, confrontandola con il fill factor (fig. 3.14). Viene anche considerato il crosstalk del sensore, qui assunto pari al 5%, che accende eventualmente uno degli SPAD adiacenti (fig. 3.15).
- genera i fotoni Cherenkov lungo il tragitto (fig. 3.16); siccome il numero di fotoni prodotti segue una statistica poissoniana, la distanza tra i punti di emissione di due fotoni successivi è stata generata utilizzando una distribuzione esponenziale. Le coordinate di arrivo sul piano del sensore sono generate con una variabile casuale uniforme tra 0 e 2π e semplice trigonometria considerando l'angolo Cherenkov. Anche questi fotoni hanno una certa probabilità di essere o meno rilevati dal sensore (confronto con la PDE).

Gli istogrammi creati dal programma sono 4:

- histX viene creato per controllare che la distribuzione della posizione di origine dei fotoni Cherenkov lungo la traiettoria della particella carica sia uniforme lungo tutto il volume di gas che precede il sensore.
- hist raccoglie invece il numero di hit sul SiPM durante un singolo evento (il passaggio di una singola particella carica, più eventuali fotoni Cherenkov).
- hist2D è un istogramma 2D che raccoglie tutte le posizioni di arrivo sul piano del sensore: sostanzialmente viene mostrato quali SPAD si sono accesi e quante volte. Questo istogramma dipende dalle caratteristiche (geometriche) del sensore simulato. Viene disegnato con il metodo 'col' per una migliore esposizione.

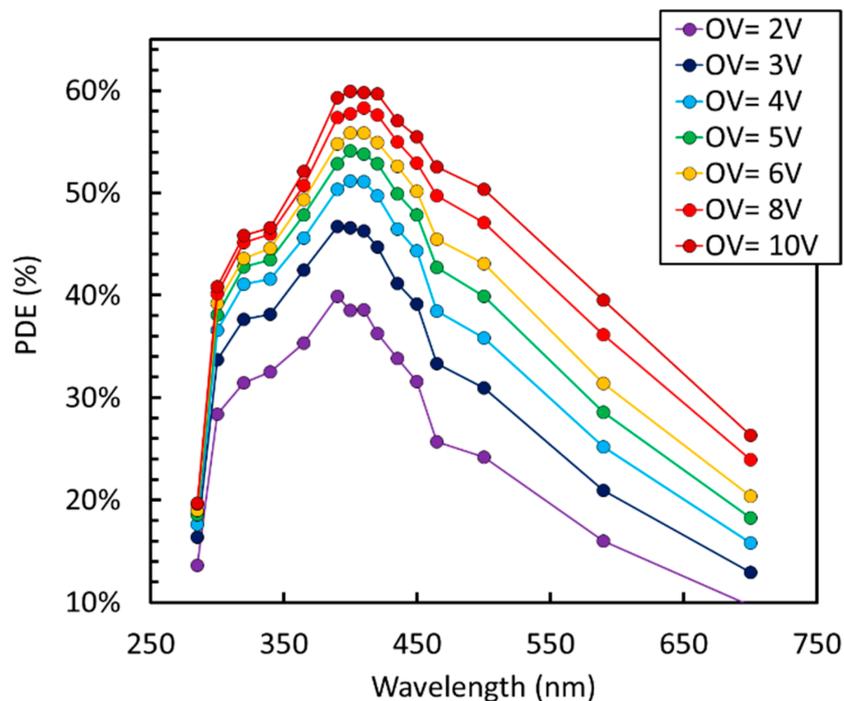


Figura 3.11: PDE dei sensori NUV-HD in funzione della lunghezza d'onda, per diversi valori di overvoltage.

- histCell è senza dubbio l'istogramma più importante dei quattro, quello che servirà per il confronto con i dati reali. Questo istogramma presenta sulle ascisse l'ampiezza del segnale all'accensione di uno o più SPAD, calcolato moltiplicando il numero di SPAD colpiti da uno o più fotoni per 31 mV che rappresenta l'ampiezza per singolo SPAD misurato nei test su fascio al CERN, e che dipende fortemente dal tipo di sensore che viene simulato.

Al valore trovato viene poi applicato uno smearing gaussiano per aumentare la verosimiglianza con i dati acquisiti.

Viene considerato anche il rumore di fondo, calcolato con variabili casuali gaussiane (fig. 3.17).

Il programma viene eseguito con i seguenti input: tipo di particella del fascio (elettroni, pioni o protoni), impulso del fascio, tipo del mezzo (indice di rifrazione) e distanza dal sensore, tipo di sensore e overvoltage applicato (ogni sensore ha le proprie caratteristiche, come fill factor, PDE, ampiezza del segnale del singolo SPAD).

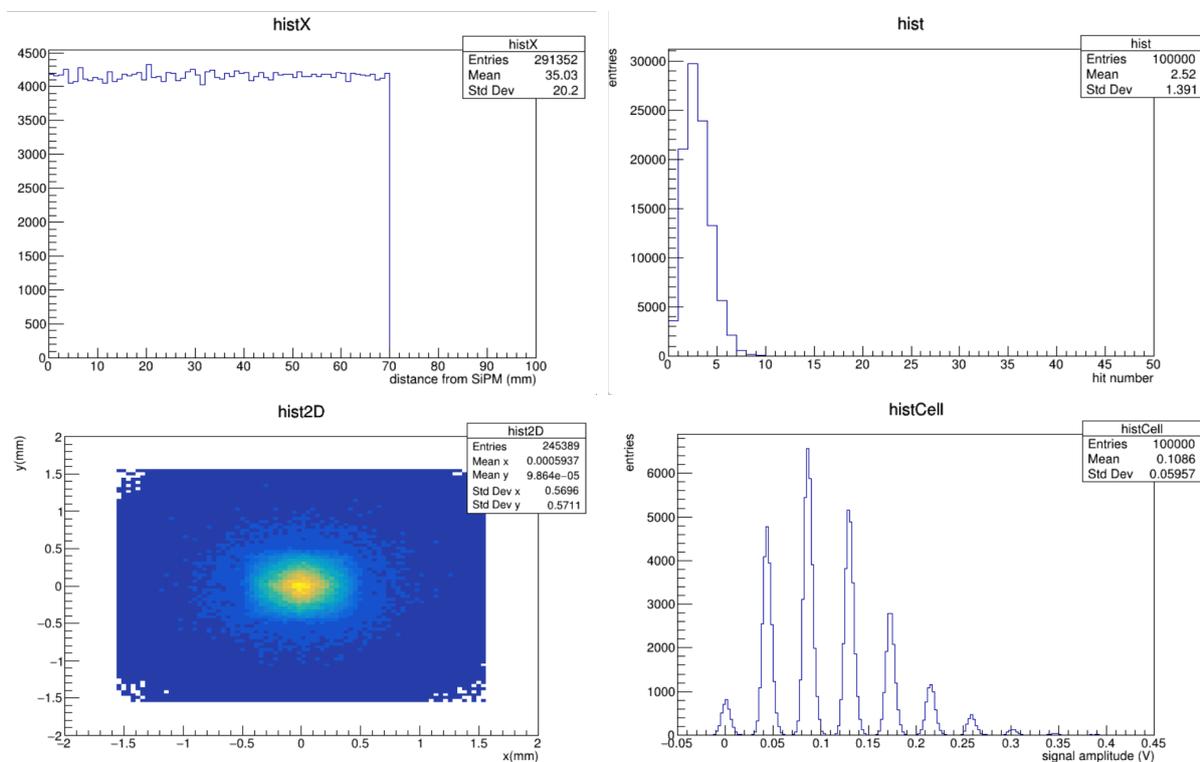


Figura 3.12: I quattro istogrammi ROOT generati dalla simulazione; in questo esempio vengono considerati solo elettroni da 3 GeV/c, in aria.

```
Float_t x1, x2, y1, y2, x0, y0;
for (Int_t j = 0; j < 100000; j++)
{
    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);
}
```

Figura 3.13: Il ciclo principale genera 10^5 particelle cariche; qui in dettaglio la posizione spaziale dello SPAD che riceve la singola particella.

```

eff = rnd->Uniform(0, 1);
if (eff < ff)
{ // charged particle, efficiency = fill factor
  counter = 1;
  hist2D->Fill(x0, y0);
  hit[x0cell * 100 + y0cell] = 1;
  eff = rnd->Uniform(0, 1);
  if (eff < crosstalk)
  { // cross talk --> additional hit on x or y axis
    counter++;
    hit[DirectCT(x0cell, y0cell)] = 1;
  }
}

```

Figura 3.14: Viene generata una variabile casuale uniforme tra 0 e 1, confrontata con il fill factor per determinare se il sensore sia riuscito a leggerla o meno. Una seconda variabile determina la possibilità di hit extra per crosstalk.

```

Int_t DirectCT(Int_t x, Int_t y)
{
  Int_t channel;

  TRandom3 *rnd = new TRandom3();
  Float_t prob = rnd->Uniform(0, 1);
  if (prob >= 0 && prob < 0.25)
    channel = x * 100 + y - 1;
  else if (prob >= 0.25 && prob < 0.5)
    channel = x * 100 + y + 1;
  else if (prob >= 0.5 && prob < 0.75)
    channel = (x - 1) * 100 + y;
  else
    channel = (x + 1) * 100 + y;
  return channel;
}

```

Figura 3.15: Funzione il cui scopo è considerare il crosstalk; la direzione della hit aggiuntiva è casuale.

```

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

  histX->Fill(lenght - l);
  Float_t r = (lenght - l) * (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);
}

```

Figura 3.16: Per tutta la distanza percorsa l vengono generati fotoni (e il loro punto di arrivo) tramite variabili casuali esponenziali e uniformi. Ogni punto di partenza viene inserito nell'istogramma `histX`. Ogni punto di arrivo viene inserito nell'istogramma `hist2D`.

```

case 2:
  if (cell_counter == 0)
    sum = 0;
  else
  {
    for (Int_t i = 1; i <= cell_counter; i++)
    {
      if (i < 13)
        sum += 0.065;
      if (i >= 13)
        sum += 0.011;
    }
  }
  sum = sum + rnd->Gaus(0, spread);
  if (inoise == 1)
  {
    eff = rnd->Uniform(0, 1);
    if (eff <= 0.33)
      sum += rnd->Gaus(noise[0], noise[1]); // FWHM, RMS
  }
  break;
}

histCell->Fill(sum);
}

```

Figura 3.17: Parte di codice che calcola l'ampiezza del segnale all'accensione di n SPAD ($n=cell_counter$) e la inserisce nell'istogramma `histCell`. Viene considerato anche il rumore di fondo e l'incertezza intrinseca.

3.5 Confronto con i dati sperimentali

Per validare la simulazione sono stati confrontati i suoi output con alcuni dei dati raccolti durante l'esperimento descritto nella sezione 3.1. Qui di seguito sono riportati gli istogrammi di confronto tra la simulazione e gli spettri di carica relativi a diverse configurazioni. In fig. 3.18 il sensore sotto esame è il SR1-1x1-20; il fascio a cui è esposto ha un impulso pari a 10 GeV/c, composto come visto dalla fig. 3.3 da pioni al 30% e protoni al 70%. Il SiPM è ricoperto da uno strato protettivo di resina dello spessore di 0.45 mm e con un indice di rifrazione pari a $n = 1.5$, all'interno del quale, come visibile in figura, avviene la produzione di numerosi fotoni Cherenkov.

Nel caso illustrato da fig. 3.19 il sensore è il WR-3x3-40, sempre sotto un fascio di 10 GeV/c come sopra. A differenza di quanto visto nella sezione 3.3, per questi valori di impulso anche i pioni sono in grado di generare fotoni per effetto Cherenkov in aria, mentre i protoni risultano ancora sotto soglia; questo è il motivo per cui in figura ci sono casi con più di uno SPAD acceso.

Lo spettro di carica degli elettroni del fascio a 1.5 GeV/c di cui si parla nelle sezioni precedenti viene sottoposto al confronto in fig. 3.20.

Date le numerose approssimazioni e semplificazioni introdotte nel programma di simulazione, non è possibile fare un confronto quantitativo tra i risultati delle simulazioni e i dati acquisiti ai test beam. Ciononostante, il numero di segnali simulati e registrati sui SiPM nelle diverse condizioni e configurazioni e le popolazioni relative dei vari picchi, sono qualitativamente in buon accordo. Questo conferma l'attendibilità dei risultati e permette quindi di utilizzare tale programma per effettuare studi di ottimizzazione su un rivelatore per elettroni basato su SiPM.

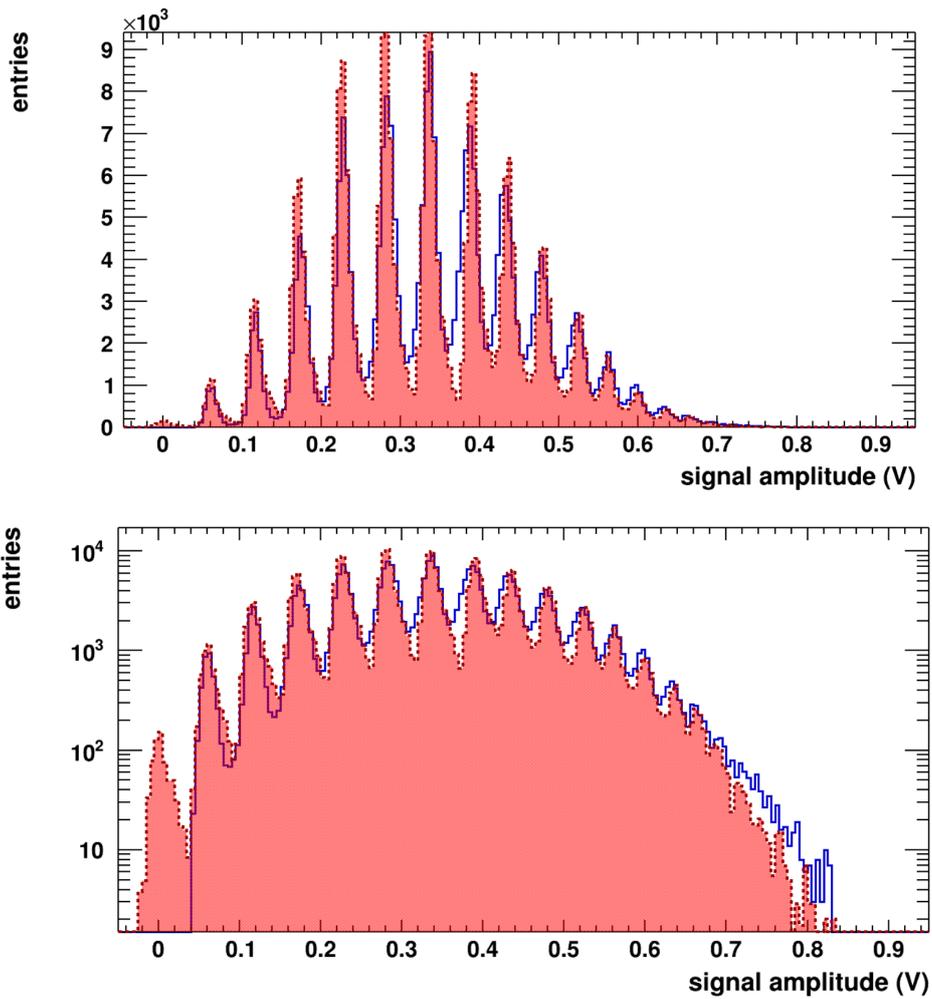


Figura 3.18: Confronto tra la simulazione (area rossa) e i dati sperimentali (linea blu); viene presentato in scala lineare (sopra) e in scala logaritmica (sotto). Il fascio è da 10 GeV/c (protoni e pioni), il sensore è il SR1-1x1-20 e monta una resina protettiva.

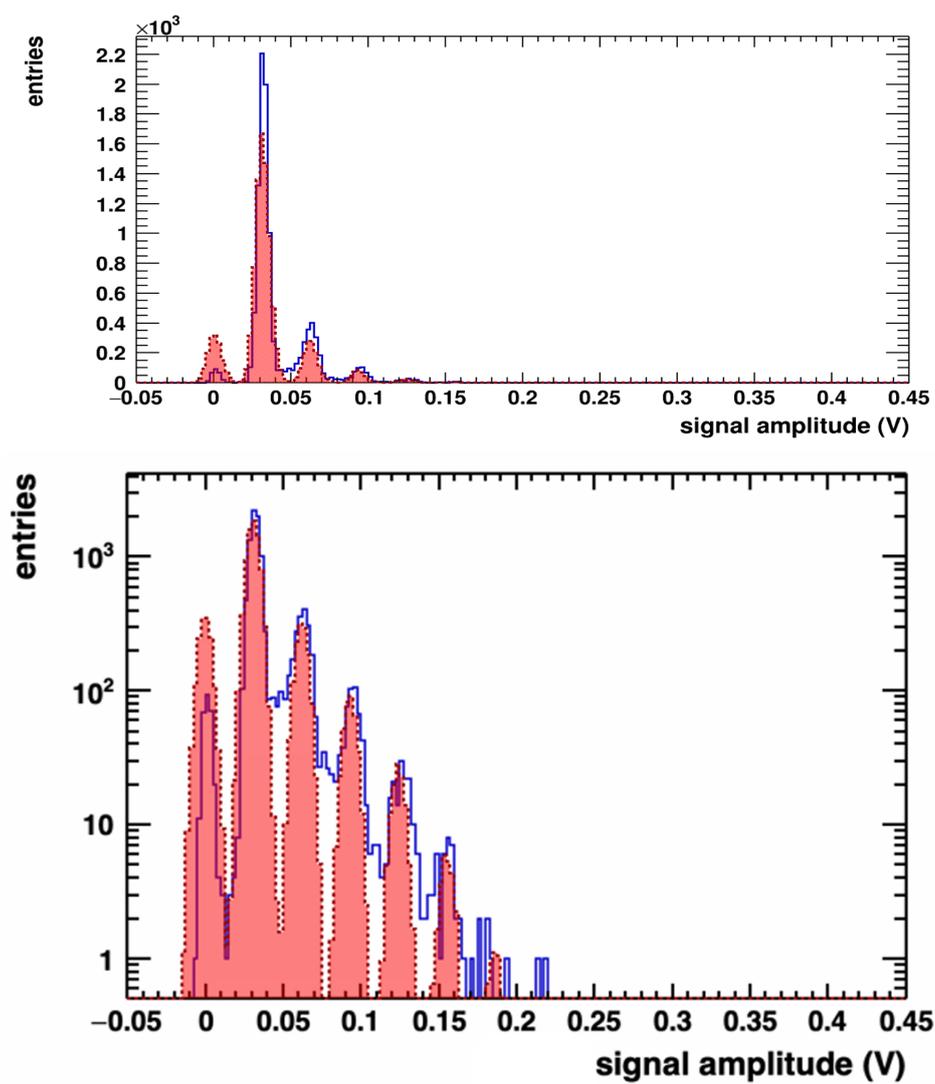


Figura 3.19: Confronto tra la simulazione (area rossa) e i dati sperimentali (linea blu), presentato anche in scala logaritmica (sotto). Il fascio è da 10 GeV/c (protoni e pioni), il sensore è il WR-3x3-40 e non presenta resina protettiva.

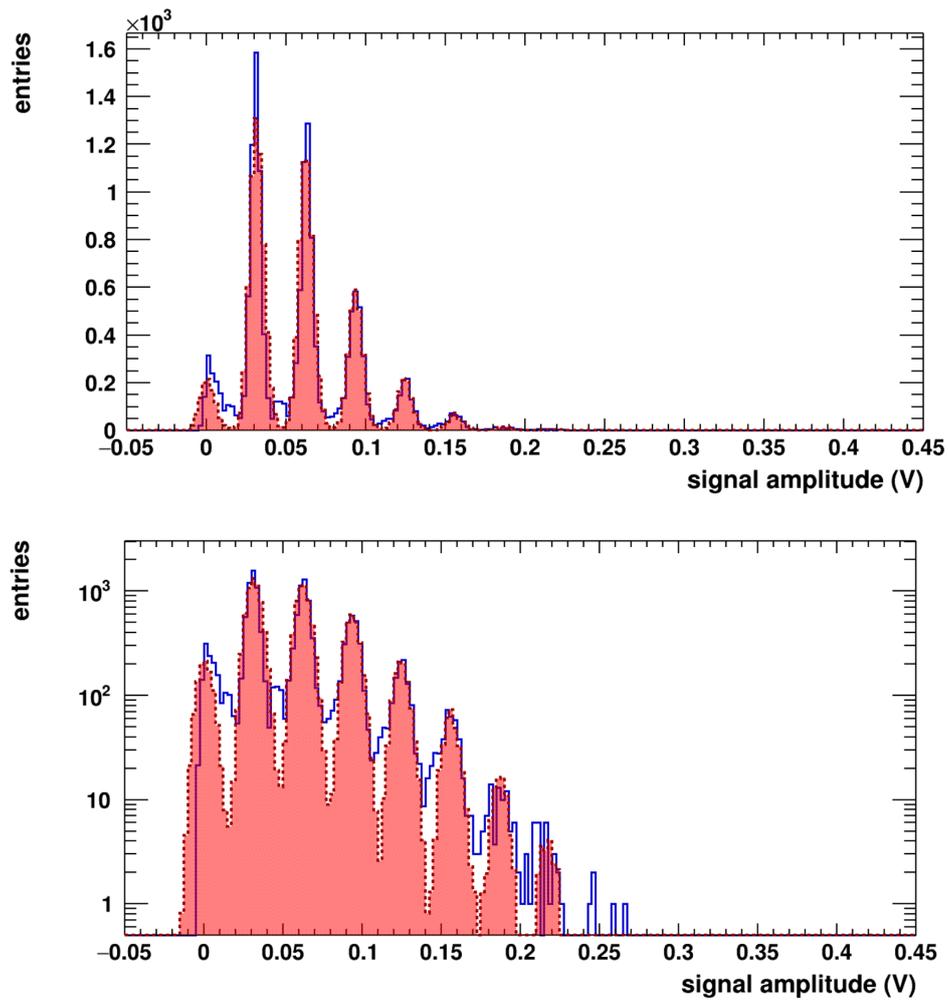


Figura 3.20: Confronto dello spettro di carica dei soli elettroni del fascio 1.5 GeV/c con la simulazione (sia in scala lineare che logaritmica); sensore WR-3x3-40 GeV/c, senza alcuna resina protettiva

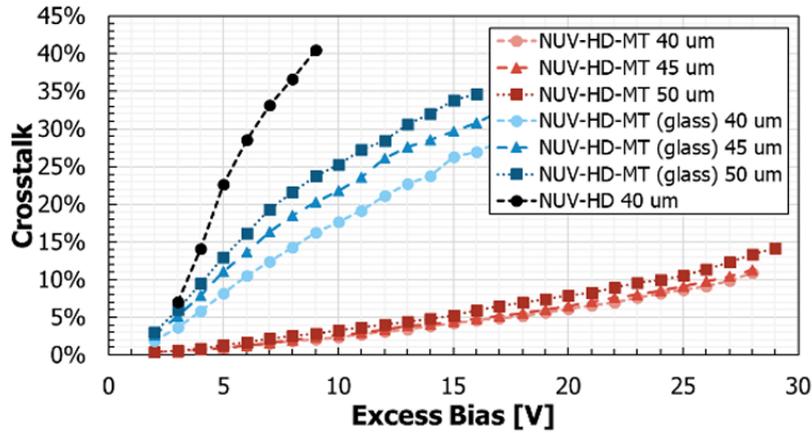


Figura 3.21: Riduzione della probabilità di crosstalk nei nuovi NUV-HD-MT, a confronto con la tecnologia NUV-HD.

3.6 Sensori a basso crosstalk

Grazie alla collaborazione tra Fondazione Bruno Kessler e Broadcom, la tecnologia FBK NUV-HD dei SiPM è stata migliorata con l’aggiunta di barriere metalliche tra i singoli SPAD [15]. Queste barriere sono anche dette DPI (Deep Trenches Isolation).

La lamina di metallo confina, riflettendoli, i fotoni secondari all’interno della stessa microcella (già accesa). In questo modo si va a sopprimere quasi totalmente la probabilità di crosstalk interno (fig. 3.21).

Questi nuovi sensori sono i candidati ideali per lavorare come rivelatori di elettroni, potendo abbattere il crosstalk e distinguere così al meglio elettroni da altre particelle cariche.

In fig. 3.22 vengono mostrati i confronti tra la simulazione e gli spettri di ampiezza massima per i SiPM NUV-HD-MT a diversi valori di tensione di bias. Nello specifico vengono analizzati valori di 2, 4, 6 V di overvoltage.

In figura, lo spettro simulato per 2 V OV è stato riscaldato per riprodurre i dati sperimentali; lo stesso scaling è stato mantenuto anche per gli altri valori di overvoltage, variando però i valori di PDE e crosstalk in base alle specifiche fornite da FBK. Per 4 V OV l’accordo è qualitativamente molto buono, per 6 V OV si osserva una certa discrepanza che però è principalmente dovuta a segnali molto rumorosi presi nei test su fascio. L’origine di questo rumore non è stata completamente compresa, ciononostante l’accordo tra simulazione e dati reali si mantiene accettabile e permette di ritenere attendibili i risultati delle nostre simulazioni anche per tali valori di overvoltage.

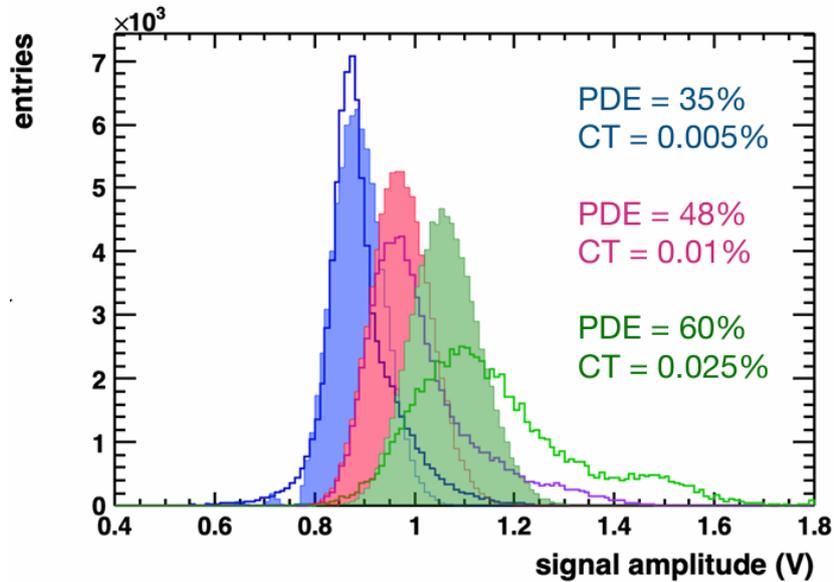


Figura 3.22: PDE e crosstalk per diversi overvoltage; confronto con i dati sperimentali (linea) e simulazione (area); sono stati testati 2, 4, 6 V di overvoltage (rispettivamente blu, rosso, verde)

3.7 Studio di un migliore setup

Una volta appurata la validità della simulazione grazie ai confronti mostrati sopra, si può sfruttare tale programma per poter valutare le migliori condizioni di utilizzo dei sensori NUV-HD-MT, per poter creare un rivelatore di elettroni .

Le caratteristiche del sensore utilizzato nelle successive simulazioni sono le seguenti: area di $3.12 \times 3.12 \text{ mm}^2$, con SPAD quadrati di lato $40 \mu\text{m}$ ed un fill factor del 81.1%.

Dovendo operare nella condizione migliore possibile viene considerata una tensione di overvoltage di 6V, corrispondente ad una PDE del 60% ed un crosstalk del 2.5%.

3.7.1 Volume di gas

Per prima cosa sono stati fatti studi sul volume di gas presente davanti al sensore: essendo stati testati con semplice aria si vuole capire se un gas diverso possa portare a risultati migliori. Il gas ottimale deve avere un indice di rifrazione abbastanza alto per avere una buona produzione di fotoni Cherenkov (dalla formula di Frank-Tamm, riportata nella eq. [3.1], aumentando l'indice di rifrazione diminuisce la distanza media da percorrere per l'emissione di un fotone).

Tuttavia n non può essere troppo alto, in quanto si vogliono riuscire a distinguere gli elettroni fino a $4/4.5 \text{ GeV}/c$. Infine l'ultima caratteristica fondamentale richiesta è che

il gas sia non infiammabile e, possibilmente, economico.

Tutto questo ha ristretto il campo di analisi a tre soli gas:

- aria, con $n=1.00029$
- CO₂, con $n=1.00045$
- Xenon, con $n=1.00075$

Sono stati esclusi dall'analisi ad esempio l'elio e il neon, a causa di un n troppo basso, così come l'argon, l'azoto e il kripton che presentano un indice di rifrazione praticamente identico rispettivamente all'aria (i primi due) e alla CO₂.

Sfruttando i dati della simulazione sono stati realizzati grafici che mettono a confronto il numero di fotoni che colpiscono il sensore (number of hits, dall'istogramma hist2D: vengono considerati solo quei fotoni che accendono uno SPAD) e la quantità di gas che precede il sensore. L'obiettivo è massimizzare questo numero di fotoni, identificando la minima distanza dal sensore a cui questo avviene.

Da questa analisi è emerso che una distanza di 70/80 mm è sufficiente a raggiungere la saturazione con anidride carbonica e aria, mentre bastano solo 50 mm alla configurazione con xenon (fig. 3.23).

3.7.2 Separazione degli elettroni

Una volta individuati i tre gas da testare si può spostare l'attenzione sulla separazione vera e propria tra elettroni e pioni/protoni.

La separazione del segnale degli elettroni viene effettuata esattamente come descritto nella sezione 3.3, ovvero si prende lo spettro di ampiezza massima di elettroni e pioni e si opera un taglio subito dopo il secondo picco. All'interno della simulazione si possono prendere fasci di soli elettroni (o pioni/protoni), quindi saranno utilizzati quelli per la valutazione delle efficienze di rivelazione/rigetto .

Un esempio di questa operazione viene mostrata in fig. 3.24: in questo caso specifico l'efficienza di rivelazione degli elettroni (segnale rimasto dopo il taglio) è del 75%, mentre l'efficienza di rigetto dei pioni (segnale eliminato con il taglio) si assesta intorno al 97,9%. Come si può notare dalla figura, operando questo taglio si riescono ad eliminare la maggior parte dei pioni, anche se rimane una piccola contaminazione dovuta al crosstalk. Per questo è stata valutata anche l'opzione di tagliare dopo il terzo picco.

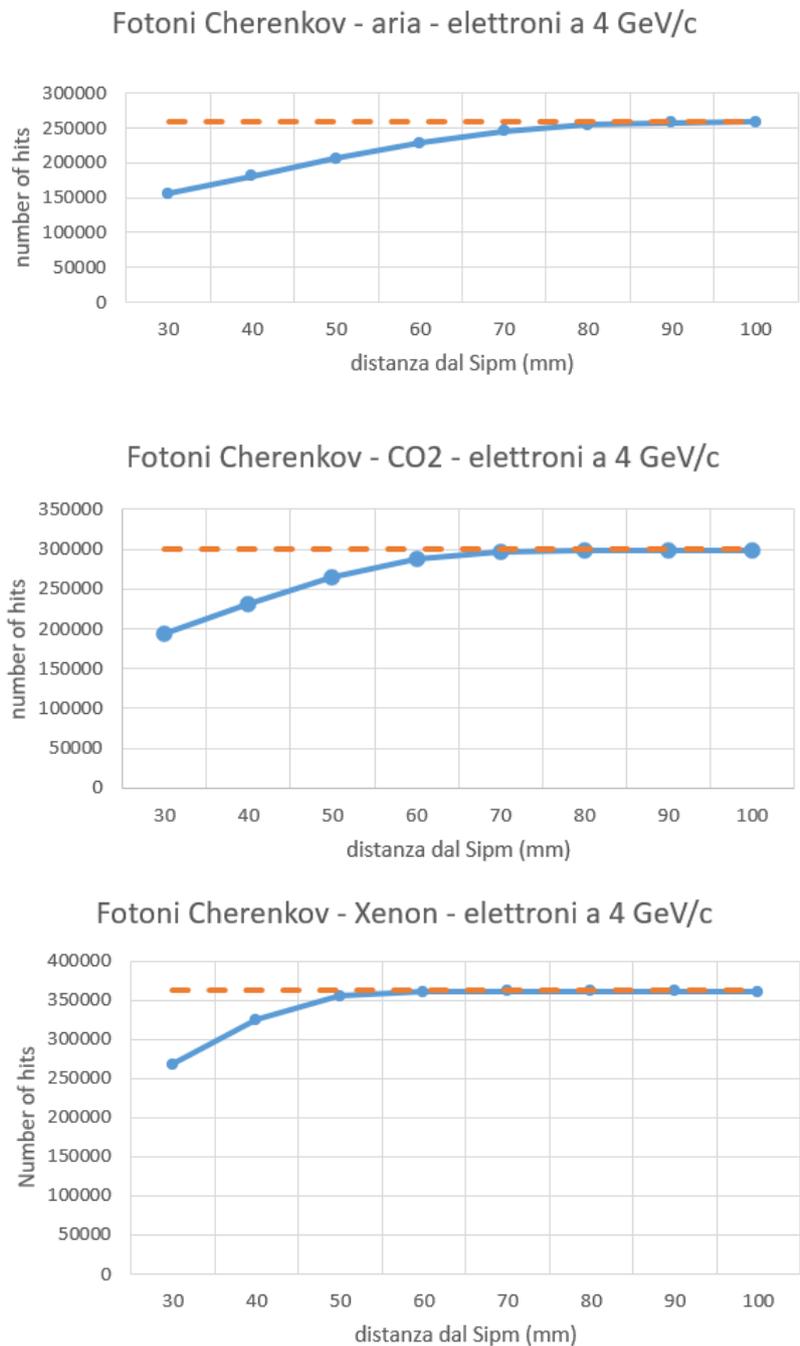


Figura 3.23: Numero di SPAD accesi durante la simulazione con elettroni in funzione della distanza dal sensore. A confronto i vari gas con diverso indice di rifrazione.

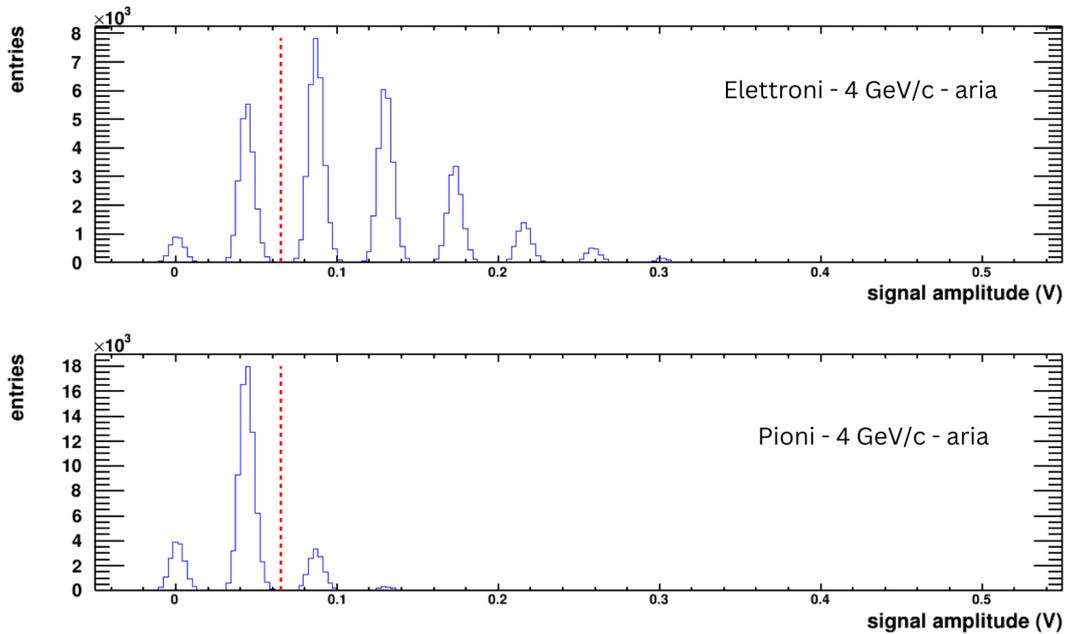


Figura 3.24: Taglio dopo il secondo picco del segnale, operato sul fascio simulato a 4 GeV/c. Gli elettroni producono fotoni Cherenkov, al contrario dei pioni.

3.7.3 Risultati ottenuti

Dalla simulazione si possono estrapolare quindi i dati sull'efficienza di rivelazione degli elettroni e sull'efficienza di rigetto dei pioni/protoni.

In fig. 3.25 vengono mostrate le varie efficienze in funzione dell'impulso del fascio, con step di 0.5 GeV/c. Considerando un taglio all'altezza di 0.065V, ovvero dopo il secondo picco, si ha:

- per l'aria un rigetto del 97,9% fino a circa 5.5 GeV/c, con una efficienza di rivelazione elettronica del 75%
- per la CO2 il rigetto è sempre alla stessa percentuale, ma inizia a calare tra i 4.5 e i 5 GeV/c. L'efficienza di rivelazione è sensibilmente più alta, intorno al 84%.
- per lo Xenon il rigetto cala drasticamente già a 4 GeV/c, dove scende al 50%. L'efficienza di rivelazione è però ancora più alta, pari al 90.8%.

Effettuando invece un taglio a 0.110V, ovvero dopo il terzo picco, si sono ottenuti i seguenti valori di efficienza (mostrati in fig. 3.26):

- rigetto pioni al 100% fino a 5.5 GeV/c, con rivelazione elettroni al 45% per l'aria. Da segnalare una discesa lenta dell'efficienza di rigetto, ancora al 98% per 6 GeV/c.

- considerando la CO2 il rigetto pioni resta al 100% fino a 4.5 GeV/c, poi scende a 95% e 84% rispettivamente per 5 e 5.5 GeV/c. L'efficienza di rivelazione si assesta solamente al 59%.
- per quanto riguarda lo Xenon l'efficienza di rivelazione rimane piuttosto alta anche tagliando al secondo picco ($\approx 73\%$) ma il rigetto scende dal 100% al 81.7% già all'altezza di 4 GeV/c.

Da queste analisi sembra emergere che il miglior compromesso sia quello offerto dalla CO2, con separazione ottenuta effettuando il taglio di un solo picco: l'efficienza dello Xenon è migliore ma non permette di separare bene a 4 e 4.5 GeV/c.

Tutti i tagli al secondo picco sembrano inefficaci, abbassando di molto l'efficienza di rivelazione; l'aumento del rigetto è abbastanza ininfluenza, considerando il suo valore già molto elevato (anche grazie al crosstalk molto ridotto).

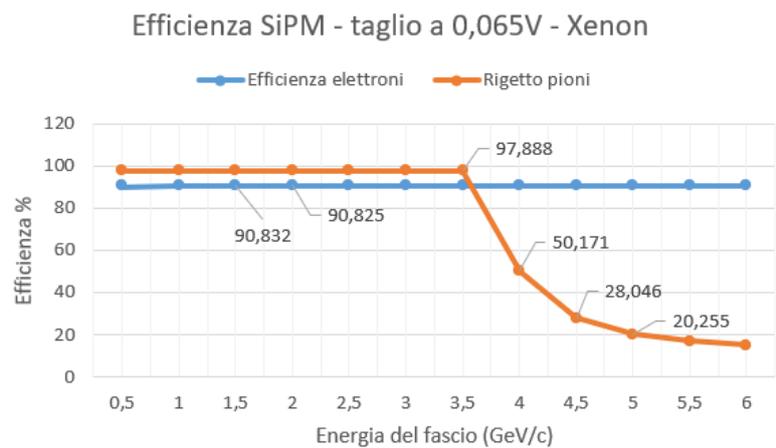
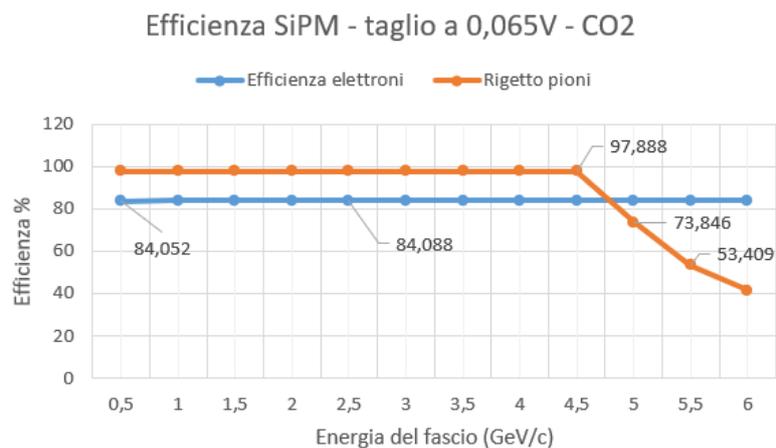
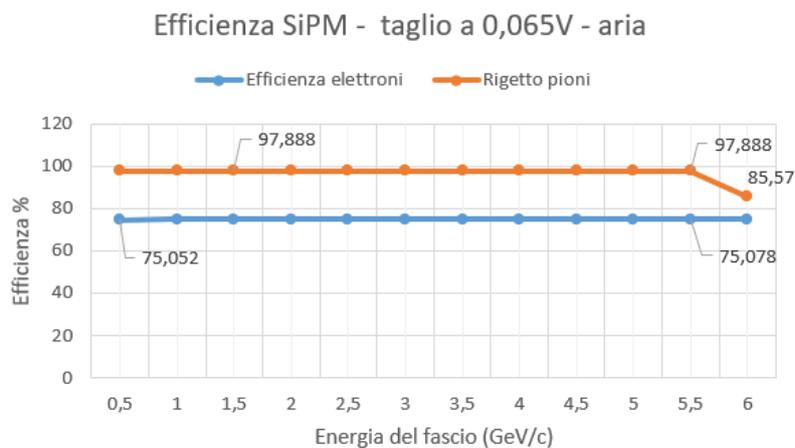


Figura 3.25: Efficienza di rivelazione elettroni ed efficienza di rigetto pioni/protoni vs impulso del fascio (GeV/c), simulati con aria, CO2 e xenon. Il taglio è a 65 mV.

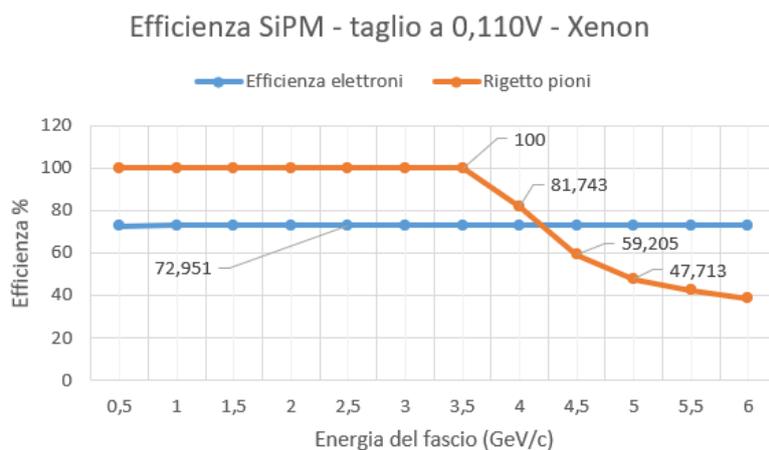
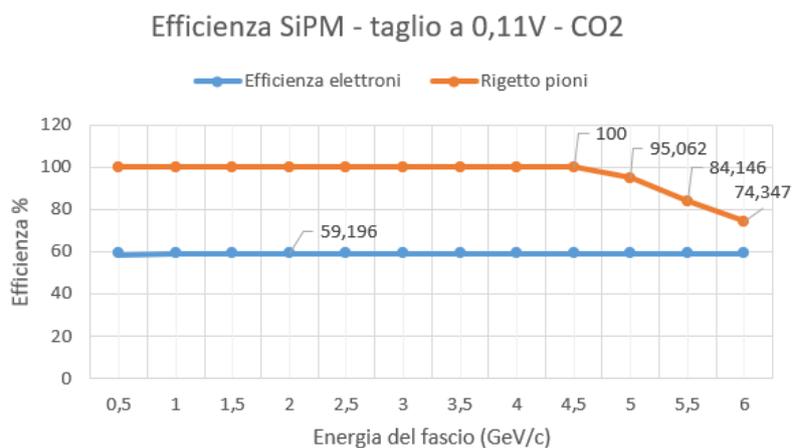
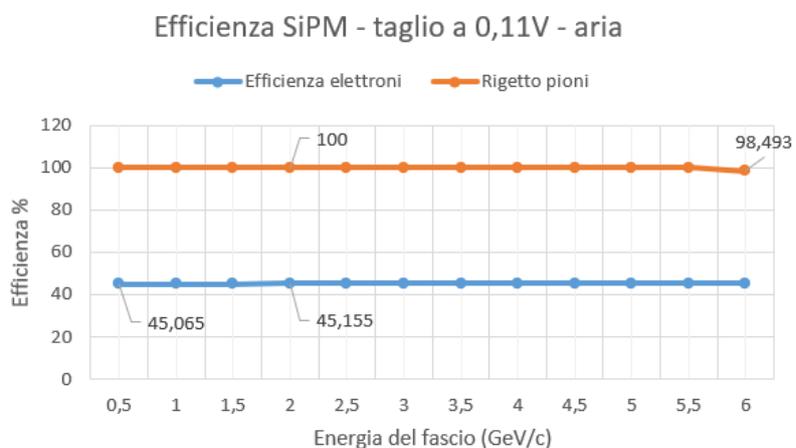


Figura 3.26: Efficienza di rivelazione elettroni ed efficienza di rigetto pioni/protoni vs impulso del fascio (GeV/c), simulati con aria, CO2 e xenon. Il taglio è a 110 mV.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata investigata la fattibilità della realizzazione di un rivelatore Cherenkov a soglia per elettroni, utilizzando Silicon Photomultipliers (SiPM).

Dopo aver analizzato e compreso i meccanismi di funzionamento di tali rivelatori, è stato fatto uso di una simulazione per poterne valutare il comportamento sotto diverse configurazioni. Prima di fare ciò la simulazione è stata confrontata con dati sperimentali, raccolti durante esperimenti dove i SiPM sono stati esposti a fasci di particelle cariche con diverse composizioni e impulsi. La simulazione ha superato questi confronti (qualitativi, viste le numerose approssimazioni fatte nella creazione del modello) ed è stata utilizzata per valutare efficienza di rivelazione degli elettroni e contestuale rigetto di pioni nei tagli sul segnale raccolto dai SiPM.

La simulazione si è concentrata su un sensore del tipo NUV-HD-MT, con un fill factor del 81.1%, una PDE del 60% ed un crosstalk del 2.5%.

È stato verificato che 7 cm di gas davanti al sensore bastano per saturare il segnale di questo SiPM in test fatti con aria, CO₂ e Xenon.

Con un taglio dopo il secondo picco del segnale, corrispondente a 0.065 V per il sensore simulato, si raggiunge una efficienza di rivelazione del 75% utilizzando aria, 84% utilizzando CO₂, 90.8% utilizzando Xenon; la percentuale di rigetto rimane molto alta, sfiorando il 98%.

Effettuando il taglio dopo il terzo picco del segnale, corrispondente in questo caso a 0.110 V, l'efficienza di rivelazione cala a 45% per l'aria, 59% per la CO₂ e 73% per lo Xenon; il rigetto dei pioni in questo caso sale sostanzialmente al 100%.

Nonostante gli ottimi valori di efficienza, lo Xenon con il suo alto indice di rifrazione non risulta utilizzabile per i range richiesti (fino a 4.5 GeV/c di impulso del fascio), in quanto la contaminazione dei pioni si alza rapidamente già a 4 GeV/c (ovvero quando questi iniziano a produrre effetto Cherenkov).

La configurazione migliore è quella con 7 cm di CO₂ davanti al sensore, con il taglio del segnale dopo il secondo picco che è meno invasivo: l'efficienza al 84% con solamente 2% di contaminazione fino a 4.5 GeV/c rende l'utilizzo di SiPM un'ottima soluzione per separare i segnali degli elettroni da quelli delle altre particelle cariche sfruttando l'effetto Cherenkov nell'ambito di esperimenti come ALICE 3.

È importante sottolineare che i valori riportati in questa tesi sono stati ottenuti con un

modello che contiene diverse approssimazioni. I risultati riportati, seppur preliminari, sono comunque molto incoraggianti e meritano di essere ulteriormente approfonditi e studiati utilizzando software di simulazione più complessi, come ad esempio GEANT4, largamente diffuso nella comunità HEP per questo tipo di analisi.

Bibliografia

- [1] ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002 (2008).
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>.
- [2] ALICE Collaboration, *Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy ion experiment at the LHC* CERN-LHCC-2022-009 / LHCC-I-038 (2022).
<https://cds.cern.ch/record/2803563>.
- [3] ALICE Collaboration, *The ALICE experiment: a journey through QCD*, Eur. Phys. J. C 84, 813 (2024).
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-12935-y>.
- [4] CERN, *LHC long-term schedule*, CERN, 2024.
<https://lhc-commissioning.web.cern.ch/schedule/LHC-long-term.htm>.
- [5] Nicola Nicassio per ALICE collaboration, *ALICE 3: a next-generation heavy-ion detector for LHC Run 5 and beyond* (2023).
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.10164>.
- [6] F. Carnesecchi et al., *Direct detection of charged particles with SiPMs*, JINST 17 P06007 (2022).
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/06/P06007>.
- [7] N. Nicassio et al., *A combined SiPM-based TOF+RICH detector for future high-energy physics experiments*, in 2023 9th International Workshop on Advances in Sensors and Interfaces (IWASI), pp. 199–204. 2023.
<https://doi.org/10.1109/IWASI58316.2023.10164558>
- [8] B. Sabiu, *Study of the timing response of SiPM in direct detection of charged particles for the TOF System of ALICE 3* [Laurea magistrale], Università di Bologna (2023).
<http://amslaurea.unibo.it/28756/>.
- [9] M. Guzzi, *Principi di fisica dei semiconduttori*, Hoepli (2013)

- [10] F. Carnesecchi, *Experimental study of the time resolution for particle detectors based on MRPC, SiPM and UFSD technologies*. Universita di Bologna, PhD in Fisica, XXX ciclo, 2018.
- [11] S. Gundacker and A. Heering, *The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector* Phys. Med. Biol. 65 17TR01 (2020).
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6560/ab7b2d>
- [12] F. Acerbi and S. Gundacker, *Understanding and simulating SiPMs*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 926, 16–35 (2019).
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.118>
- [13] K. Kobayashi A. Ghassemi K.Sato, *A technical guide to silicon photomultipliers (MPPC)*, Hamamatsu Resources, 2021.
<https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms.html>
- [14] F. Carnesecchi, S. Strazzi, A. Alici et al. *Beam test results of 25 and 35 μm thick FBK ultra-fast silicon detectors*. Eur. Phys. J. Plus 138, 99 (2023).
<https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-022-03619-1>.
- [15] S. Merzi et al., *NUV-HD SiPMs with metal-filled trenches*, JINST 18 P05040 (2023).
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/18/05/P05040>.

Ringraziamenti

A meno di 24 ore dalla consegna colgo l'occasione per scrivere due parole mentre rifletto su questo percorso che volge al termine.

Non sono molto bravo in queste cose e tendo a dilungarmi, per cui mi impegnerò e cercherò di essere breve.

Ci tengo a ringraziare chiunque sia stato al mio fianco in questo cammino fino a questo momento, da chi mi ha insegnato a muovere i primi passi a chi ha condiviso anche solo un pezzetto di strada con me.

La strada è lunga e bella grazie a quelli che la percorrono!

Ognuno ha il suo modo di camminare e io cerco di imitarne qualcuno, anche se alla fine mi accorgo che quello che mi piace di più rimane sempre il mio.

C'è chi lo fa da molto tempo e chi da pochissimo, ma tutti mi hanno dato una mano e li ringrazio ancora.

Spero che ci sia chi, provando a mettere i piedi come li metto io, si sia genuinamente divertito.

E davvero mi auguro di riuscire a mostrare a chi ha appena imparato a gattonare che può camminare come vuole.

C'è anche chi, quando meno te lo aspetti, smette di camminare. Voglio ringraziare anche loro, perchè l'eco dei loro passi lo sento ancora bene.