



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO  
FACOLTÀ DI SCIENZE E TECNOLOGIE

TESI DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA

# Studio della raccolta di carica in rivelatori HV-CMOS LFoundry

**Relatore:** Prof. Attilio Andreazza

**Correlatore:** Prof. Valentino Liberali

PACS: 29.40.-n

**Tesi di laurea di:**

Pietro Francesco Fontana

Matr. 828982

ANNO ACCADEMICO 2016/2017

# Indice

<b>Abstract</b>	1
<b>1 Introduzione</b>	2
1.1 Dispositivi a semiconduttore . . . . .	2
1.1.1 Materiali semiconduttori . . . . .	2
1.1.2 Giunzione $p$ - $n$ . . . . .	3
1.2 Rivelatori di particelle . . . . .	6
1.2.1 Rivelatori a semiconduttore . . . . .	6
1.2.2 Rivelatori di tracciamento a pixel . . . . .	7
1.2.3 Moto di diffusione . . . . .	8
<b>2 LFCPIX Demonstrator</b>	10
2.1 Descrizione del dispositivo . . . . .	10
2.2 Apparato di misura . . . . .	13
<b>3 Simulazione</b>	16
3.1 Modello e software utilizzati . . . . .	16
3.1.1 Simulazione dell'interazione . . . . .	17
3.1.2 Digitizzazione . . . . .	17
3.1.3 Sorgente radioattiva . . . . .	19
3.2 Modifiche significative . . . . .	19
<b>4 Esperienza sperimentale</b>	23
4.1 Lettura del segnale . . . . .	23
4.2 Procedura di misura . . . . .	24
4.3 Verifiche e dati preliminari . . . . .	25
<b>5 Analisi dei dati</b>	27
5.1 Modello . . . . .	27
5.1.1 Parametri e normalizzazione . . . . .	29
5.2 Risultati della simulazione . . . . .	32

5.2.1	Studio degli effetti di non contenimento . . . . .	32
5.2.2	Simulazione del caso reale . . . . .	35
5.3	Risultati sperimentali . . . . .	38
5.4	Confronto e discussione . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Conclusioni e prospettive</b>	<b>43</b>
<b>A</b>	<b>Dati e parametri</b>	<b>44</b>
<b>B</b>	<b>Codice programma di misura</b>	<b>47</b>

# Abstract

In vista dell'upgrade di LHC ad alta luminosità si stanno esplorando rivelatori a pixel monolitici in tecnologia CMOS su substrati ad alta resistività (HR-CMOS) e polarizzabili con alte tensioni (HV-CMOS), una tecnologia che permette una riduzione dei costi e maggiore efficienza. Questa tesi prevede lo studio degli effetti di non contenimento nel processo di raccolta della carica in un prototipo, denominato LFCPIX Demonstrator, realizzato in tecnologia LFoundry 150 nm su un substrato in silicio di resistività  $>1 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ .

Nonostante il lavoro sia stato svolto su un singolo prototipo la metodologia sviluppata è generalizzabile ad altri rivelatori della stessa tipologia. Il metodo consiste nello studio tramite simulazioni basate su Geant4 dell'effetto della divisione degli elettroni raccolti tra i diversi pixel e nel confronto delle simulazioni con i dati sperimentali ottenuti con l'esposizione del rivelatore ad una sorgente di  $^{241}\text{Am}$ .

In particolare il lavoro si concentra sull'impatto di questo effetto al variare dello spessore della zona di svuotamento essendo questa una grandezza facilmente controllabile in un ambiente sperimentale. Grazie al software di simulazione, è stato anche possibile stimare il range medio dell'elettrone emesso per effetto fotoelettrico nel materiale, che si è rivelata una grandezza importante nella descrizione dei fenomeni di non contenimento.

Oltre alle metodologie e ai modelli utilizzati nei due percorsi paralleli – misure sperimentali e simulazioni computazionali – nella trattazione viene esposto il lavoro di analisi svolto sui dati, che comprende la definizione di una funzione empirica che meglio descrive lo spettro in energia in presenza di diffusione.

Il metodo sviluppato permette di valutare i contributi agli effetti di non contenimento da parte della diffusione e del range del fotoelettrone, consente di stimare lo spessore di svuotamento per cui questi effetti risultano minimi nonché di ottenere una migliore stima del rumore a partire dallo spettro ottenuto sperimentalmente.

Il percorso di questa tesi prende spunto da un precedente studio su un rivelatore simile [10], viene inoltre supportato da uno lavoro approfondito sulle caratteristiche del dispositivo realizzato nell'ambito di una tesi triennale [11] recuperando in larga parte la metodologia di misura.

# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Dispositivi a semiconduttore

#### 1.1.1 Materiali semiconduttori

Un materiale semiconduttore, dal punto di vista elettrico, ha caratteristiche intermedie tra quelle di un conduttore e quelle di un isolante, da cui il nome. Utilizzando la teoria del modello a bande si rappresentano gli stati degli elettroni all'interno di un materiale come fossero organizzati in bande ad energia crescente, l'ultima occupata dagli elettroni è chiamata banda di valenza mentre la prima non occupata viene detta banda di conduzione. Si descrive un semiconduttore come un materiale la cui conducibilità dipende in modo diretto dalla temperatura, a differenza di un metallo in cui la quantità decresce con la temperatura; questa caratteristica dei semiconduttori è dovuta alla concentrazione di elettroni nella banda di conduzione che cresce rapidamente con la temperatura e non è trascurabile anche a temperatura ambiente. Nei materiali non conduttori le due bande in questione sono separate da un salto energetico chiamato *band gap*, quindi per un elettrone non è energeticamente gratuito il passaggio dall'una all'altra. Un materiale semiconduttore è caratterizzato da un band gap ridotto ( $\approx 1$  eV) rispetto a quello di un isolante ( $\gtrsim 10$  eV); per una trattazione completa, compresa la differenziazione tra band gap diretto e indiretto si rimanda a [22].

I materiali semiconduttori possono venire divisi in semiconduttori intrinseci ed estrinseci; nel primo caso il materiale semiconduttore è puro e di solito si tratta di un elemento del IV gruppo della tavola periodica (IUPAC: gruppo 14) come il silicio ( $_{14}\text{Si}$ ) o il germanio ( $_{32}\text{Ge}$ ), il trasporto di cariche avviene principalmente per eccitazione termica degli elettroni nella banda di valenza, la densità di portatori di carica nel silicio intrinseco alla temperatura di 300 K è circa di  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [22].

I semiconduttori estrinseci sono invece rappresentati da materiali semiconduttori la cui concentrazione di cariche libere è stata controllata tramite un processo di

drogaggio, ossia tramite la sostituzione di atomi del semiconduttore con atomi di elementi diversi solitamente appartenenti ai gruppi adiacenti della tavola periodica (III e V gruppo, IUPAC: gruppi 13 e 15). Il risultato di questo processo è la presenza di atomi con un numero di elettroni superiore (drogaggio di tipo  $n$ ) o un numero di elettroni inferiore (drogaggio di tipo  $p$ ) rispetto a quelli del semiconduttore intrinseco; queste impurità aggiungono quindi portatori di carica al materiale, nel caso del drogaggio di tipo  $n$  viene aggiunto un elettrone e gli atomi impiantati vengono detti donatori, nel caso del drogaggio di tipo  $p$  viene aggiunta una lacuna e gli atomi impiantati vengono detti accettori.

La lacuna può essere immaginata come un punto in cui potrebbe posizionarsi un elettrone, la sua mancanza viene vista come una carica positiva localizzata, che si sposta man mano quando un elettrone adiacente lascia la sua posizione - creando quindi una lacuna dietro di sé - per occupare il posto vacante.

Il processo di drogaggio aumenta drasticamente la densità di portatori di carica nel materiale, portandola a valori compresi tra  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  e  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [21].

### 1.1.2 Giunzione $p$ - $n$

L'applicazione più semplice di materiali semiconduttori drogati è la giunzione  $p$ - $n$ , ossia un oggetto in cui due parti distinte di uno stesso volume di materiale vengono drogate in maniera diversa, una con aggiunta di atomi donatori e una con aggiunta di atomi accettori. Le due parti con drogaggio opposto sono a contatto tra loro e questo genera un moto di diffusione dei portatori di carica, gli elettroni diffondono verso la zona drogata  $p$  mentre le lacune in direzione opposta; questo moto lascia dietro di sé delle cariche fisse nel materiale poiché gli atomi donatori (o accettori) non risultano più atomi neutri dopo che un elettrone (o una lacuna) gli è stato sottratto. Il processo di diffusione porta ad una zona priva di portatori di carica nel punto di contatto tra le due regioni, detta zona di svuotamento (o zona a carica spaziale), in cui sono presenti solo cariche fisse di segno opposto, positive nella zona drogata  $n$  e negative nella zona drogata  $p$ ; queste cariche fisse generano un campo elettrico che si oppone al moto di diffusione ottenendo infine una situazione di equilibrio in cui la larghezza della zona di svuotamento si stabilizza e non c'è un significativo passaggio di corrente attraverso di essa. La situazione può essere descritta come un equilibrio dinamico, poiché nella regione svuotata avvengono continuamente processi di generazione e ricombinazione dei portatori di carica [17].

Considerando il caso in cui è possibile approssimare la concentrazione di portatori di carica all'interno della zona drogata con la concentrazione di atomi donatori ( $N_D \gg n$  e  $N_A \gg p$ ), è possibile ottenere [22] il potenziale presente agli estremi della

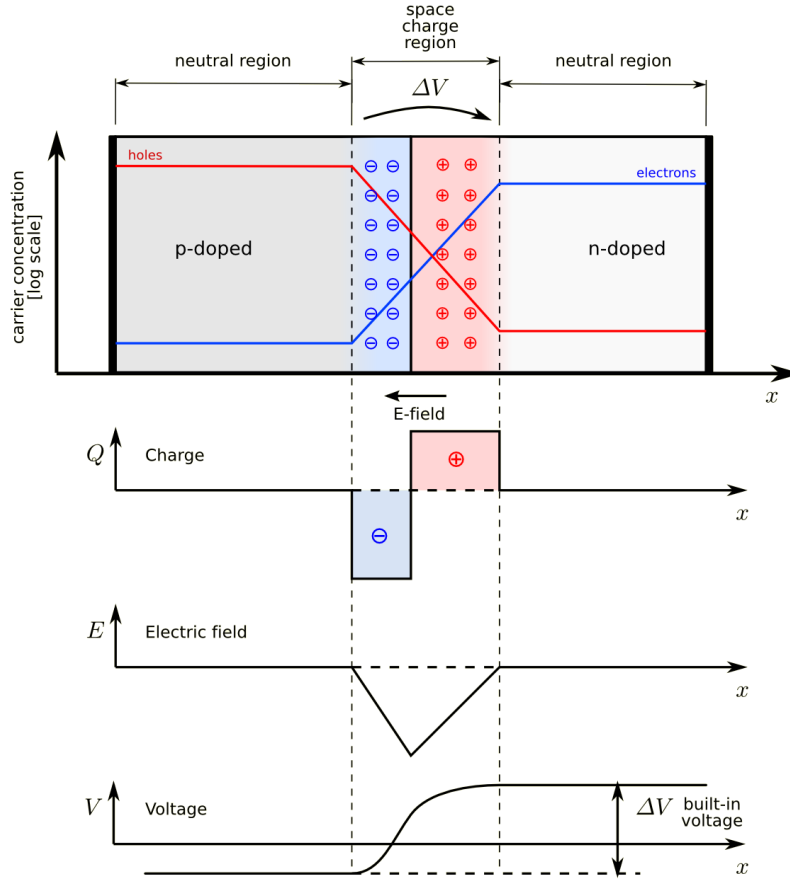


Figura 1.1: Schema della distribuzione dei portatori di carica all'interno della giunzione  $p$ - $n$ , delle regioni a cariche fisse, del campo elettrico e del potenziale elettrico all'interno della zona di svuotamento [23].

zona di svuotamento tramite la seguente formula

$$\varphi_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (1.1)$$

in cui sono stati utilizzati i seguenti simboli:  $\varphi_{bi}$  per il potenziale all'equilibrio (detto *built-in*),  $N_D$  per la concentrazione di atomi donatori,  $N_A$  per la concentrazione di atomi accettori,  $n_i$  per la concentrazione di portatori di carica intrinseci,  $k_B$  per la costante di Boltzmann,  $T$  per la temperatura assoluta,  $q$  per la carica elementare,  $n$  per la concentrazione di elettroni,  $p$  per la concentrazione di lacune.

In ciascuna regione vale la relazione  $n_i^2 = n_{p0} n_{n0}$  in cui  $n_{p0}$  ed  $n_{n0}$  indicano la concentrazione di lacune e di elettroni all'interno della zona drogata  $n$  all'equilibrio – lo stesso vale nella zona  $p$  con i parametri  $p_{n0}$  ed  $p_{p0}$  – quindi la precedente relazione

diventa

$$\varphi_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{N_A}{n_{p0}} \right) = \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{N_D}{p_{n0}} \right). \quad (1.2)$$

È anche possibile calcolare la larghezza della zona di svuotamento  $W_D$ , che dipende dagli stessi parametri e dalla costante dielettrica del materiale  $\varepsilon_s$  – che nel caso del silicio è circa  $11.9\varepsilon_0$  [22] con  $\varepsilon_0$  pari alla costante dielettrica nel vuoto – la formula risultante è la seguente

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \varphi_{bi}}. \quad (1.3)$$

Nella maggior parte delle applicazioni la concentrazione di droganti in una delle due regioni è molto maggiore che nell'altra, per esempio  $N_D \gg N_A$  (si assumerà questa relazione d'ora in poi), di conseguenza la precedente relazione può essere approssimata

$$W_D \simeq \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varphi_{bi}}{q N_A}}. \quad (1.4)$$

La relazione appena esposta è valida se viene considerato trascurabile lo spessore della regione di svuotamento nella zona a maggior concentrazione di droganti, questo deriva dalla neutralità complessiva del materiale che richiede un volume di cariche fisse molto minore nella zona più drogata.

Applicando una differenza di potenziale elettrico agli estremi della giunzione si può modificare lo spessore della zona di svuotamento, se viene posta a potenziale maggiore la regione drogata  $p$  allora la regione di svuotamento si assottiglia all'aumentare della differenza di potenziale applicata fino a sparire quando questa equivale a  $\varphi_{bi}$ , superato questo valore la giunzione  $p$ - $n$  si comporta come un diodo polarizzato direttamente e la corrente fluisce secondo l'equazione di Shockley [17]. Nel caso opposto, in cui la differenza di potenziale applicata va a sommarsi a  $\varphi_{bi}$ , la regione di svuotamento si allarga fino ad occupare l'intero volume del materiale, anche in questo caso avviene un passaggio di corrente che viene detta corrente di saturazione inversa, normalmente questa corrente è molto minore rispetto alla corrente che attraversa la giunzione in polarizzazione diretta.

Il materiale e la realizzazione dei dispositivi pongono un limite alla differenza di potenziale applicabile agli estremi della giunzione, esiste una soglia chiamata tensione di rottura o *breakdown* oltre la quale aumenta improvvisamente la corrente di saturazione inversa arrivando anche a danneggiare l'apparato nel caso in cui non preveda questo comportamento come funzionalità.

Le relazioni per calcolare la larghezza della zona di svuotamento è una banale estensione della precedente

$$W_D \simeq \sqrt{\frac{2\varepsilon_s (\varphi_{bi} + \Delta\varphi_{ext})}{q N_A}} \quad (1.5)$$



dove  $\Delta\varphi_{ext}$  è positivo se  $\varphi_{ext}(x_n) > \varphi_{ext}(x_p)$ ,  $x_n$  e  $x_p$  posizioni esterne alla regione di svuotamento rispettivamente nella regione drogata  $n$  e nella zona drogata  $p$ .

Una grandezza molto usata per avere un'idea dell'andamento della larghezza svuotata in funzione della differenza di potenziale applicata è la resistività del materiale, definita come

$$\rho = \frac{1}{\mu_p q N_A} \quad (1.6)$$

dove  $\mu$  è la mobilità dei portatori maggioritari nella zona svuotata. Vengono considerati dispositivi a semiconduttore ad alta resistività quelli il cui substrato raggiunge o supera un valore di 1 k $\Omega$  cm.

A partire dalle relazioni precedenti e descrivendo la zona di svuotamento come un condensatore è possibile ricavare [21] una formula approssimata per il campo elettrico all'interno di questa regione

$$E(x) = \frac{q N_A}{\varepsilon} (W_D - x) \quad (1.7)$$

dove la regione svuotata è interamente contenuta nella zona meno drogata e  $x$  è la posizione all'interno di questa con origine nel punto di giunzione.

## 1.2 Rivelatori di particelle

### 1.2.1 Rivelatori a semiconduttore

Il principio di funzionamento dei rivelatori a semiconduttore è quello di una camera a ionizzazione, una particella carica oppure della radiazione elettromagnetica, tipicamente raggi X e raggi  $\gamma$ , attraversa il materiale ionizzando alcuni atomi sul suo percorso e liberando quindi coppie di portatori di carica, ossia coppie elettrone-lacuna. Viene analizzato brevemente il funzionamento dei rivelatori in caso di radiazione elettromagnetica poiché corrisponde alla situazione sperimentale realizzata in laboratorio, le differenze presenti nel caso di passaggio di particelle non sono significative ai fini della trattazione.

I fenomeni fisici di interazione tra la radiazione e la materia che possono avvenire all'interno di un rivelatore sono l'effetto fotoelettrico, l'effetto Compton e la produzione di coppie; gli ultimi due diventano preponderanti ad energie rispettivamente maggiori di 100 keV e 1.02 MeV. Come vedremo queste sono maggiori delle energie utilizzate per le misure sperimentali, questa scelta è anche dettata dal fatto che la probabilità di interazione ad energie così elevate diminuisce drasticamente, verrà quindi introdotto brevemente soltanto il primo fenomeno di interazione nominato.

Con l'effetto fotoelettrico la radiazione elettromagnetica viene assorbita da un atomo e un elettrone atomico viene rilasciato, l'energia di questo elettrone è semplicemente  $E_{ph} - E_b$  dove  $E_{ph}$  è l'energia del fotone assorbito ed  $E_b$  è l'energia di legame

dell'elettrone emesso, nel caso del silicio gli elettroni della shell più interna K hanno un'energia di legame di 1839 eV [14]. L'elettrone emesso, anche detto fotoelettrone, prosegue il suo cammino all'interno del materiale producendo coppie elettrone-lacuna tramite ionizzazione, per i rivelatori al silicio l'energia media necessaria per la creazione di una coppia di portatori viene stimata a 3.6 eV [21], questa energia è maggiore del band gap poiché l'energia viene persa anche tramite altri meccanismi.

I portatori di carica liberati al passaggio della radiazione vengono raccolti per diffusione o per deriva, ovvero il moto dovuto alla presenza di un campo elettrico all'interno del materiale; una volta misurato il numero di coppie di portatori  $N$  è possibile risalire all'energia rilasciata dal fotone incidente come

$$E_{ph} = NE_i + E_b \quad (1.8)$$

dove  $E_i$  rappresenta l'energia di ionizzazione del materiale. Non è detto che il fotone rilasci interamente la sua energia all'interno del volume, può succedere che non interagisca con il materiale se questo è molto sottile, che i prodotti secondari dell'interazione attraversino il materiale senza rilasciare la loro energia residua oppure che il fotone perda parte della sua energia per effetto Compton negli elementi che lo separano dal rivelatore.

## 1.2.2 Rivelatori di tracciamento a pixel

I rivelatori d'interesse per questa tesi sono dedicati al tracciamento delle particelle cariche per la ricostruzione dei vertici delle interazioni primarie e dei decadimenti di particelle di vita media breve ( $\sim 0.1$  ps), nelle seguenti sezioni compariranno riferimenti all'esperimento ATLAS presente ad LHC presso il CERN poiché il dispositivo oggetto di questa tesi è un prototipo progettato per una possibile implementazione in ATLAS. Un rivelatore di tracciamento dovrebbe soddisfare alcuni requisiti per svolgere al meglio la sua funzione, si analizzano brevemente nel seguito.

La massa deve essere contenuta per limitare lo scattering multiplo, in caso contrario la traccia della particella verrebbe condizionata dal rivelatore, poiché i rivelatori vengono posizionati a strati sovrapposti questo degraderebbe le informazioni ottenute dai rivelatori più esterni. Le conseguenti dimensioni ridotte devono essere sfruttate al meglio, è quindi importante nel caso di un rivelatore al silicio ottenere uno spessore di svuotamento il più ampio possibile di modo da raccogliere ogni carica liberata sulla traccia.

Il rumore deve essere ridotto, per poter distinguere anche gli eventi che generano un piccolo numero di coppie elettrone-lacuna e per ottenere informazioni attendibili sull'effettivo rilascio di carica.

I consumi energetici devono essere contenuti per limitare le dimensioni del sistema di alimentazione e ridurre il rumore, come riferimento l'attuale consumo dei rivelatori a pixel nell'esperimento ATLAS è di 15 kW [5].

I tempi di risposta devono essere minimi, per non sovrapporre segnali legati ad eventi distinti, dal momento che all'attuale luminosità ad ATLAS avvengono circa un miliardo di collisioni al secondo [5] di cui devono essere tracciati i prodotti.

L'apparato deve avere una buona resistenza alla radiazione, l'esposizione a radiazioni ionizzanti degrada progressivamente le caratteristiche dei materiali di cui è composto il rivelatore diminuendone l'efficienza; per esempio vengono generati difetti localizzati nel silicio che ne diminuiscono la resistività, facendo riferimento alla sezione 1.1.2 questo porta ad uno spessore di svuotamento minore a parità di differenza di potenziale applicata.

I rivelatori a pixel riescono a soddisfare alcuni di questi requisiti e rappresentano lo strato più interno della sezione dedicata al tracciamento, trovandosi a pochi centimetri dall'asse del fascio di particelle di LHC. Questi rivelatori sono realizzati suddividendo in piccoli rettangoli, detti pixel, la superficie del semiconduttore, ciascun pixel produce un segnale indipendente che viene trattato dall'elettronica prima di essere inviato all'esterno per essere analizzato. L'area di ciascun pixel è molto piccola, dell'ordine di  $0.01 \text{ mm}^2$ , il tasso di eventi al secondo suddiviso sull'intera matrice viene ridotto rendendo meno stringenti le condizioni sui tempi di risposta, questi sono comunque brevi poiché il volume ridotto rende molto rapida la raccolta della carica, in particolare se effettuata tramite moto di deriva.

La raccolta della carica tramite moto di deriva è appunto la caratteristica che distingue i rivelatori in tecnologia HV-CMOS da altri rivelatori che si basano invece sul più lento moto di diffusione, il nome di questa tecnologia deriva dalla possibilità di utilizzare alta tensione (*high voltage*) per l'alimentazione della giunzione  $p-n$  ottenendo quindi un'ampia regione di svuotamento ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) con un campo elettrico medio  $\bar{E}$  significativo ( $\geq 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ ) ed una velocità di deriva elevata che può essere stimata come  $v_d = \mu \bar{E}$ ; per il rivelatore utilizzato in questo lavoro il risultato è un tempo di raccolta dell'ordine di 100 ns per gli elettroni e 300 ns per le lacune la cui differenza è dovuta al valore della mobilità [21].

### 1.2.3 Moto di diffusione

Come anticipato nella sezione precedente, nel tipo di rivelatori considerato in questa tesi i portatori di carica si spostano dal punto in cui vengono prodotti in direzione dell'elettrodo per effetto del campo elettrico, quindi per moto di deriva.

Con le stesse convenzioni utilizzate in formula 1.7 è possibile calcolare il tempo di raccolta dei portatori di carica in funzione della posizione in cui vengono liberati, i calcoli vengono eseguiti considerando gli elettroni come portatori di carica, con un cambio di segno è possibile trasporre il procedimento nel caso delle lacune.

Il tempo di raccolta dipende dalla posizione e dalla velocità di deriva

$$dt = -\frac{dx}{v_d(x)} = -\frac{dx}{\mu E(x)} = -\frac{\varepsilon}{\mu q N_A} \frac{dx}{W_D - x} \quad (1.9)$$

dove è stata utilizzata la formula 1.7 per il campo elettrico e la definizione della velocità di deriva data nella sezione precedente. Integrando sul percorso seguito dall'elettrone a partire dal punto  $x_0$  in cui viene liberato

$$t(x, x_0) = - \int_{x_0}^x \frac{\varepsilon}{\mu q N_A} \frac{dz}{W_D - z} = \frac{\varepsilon}{\mu q N_A} \ln \left( \frac{W_D - x}{W_D - x_0} \right). \quad (1.10)$$

Immaginando che nel punto di giunzione sia localizzato l'elettrodo positivo la posizione in cui gli elettroni vengono raccolti è  $x = 0$ , quindi il tempo totale di raccolta diventa

$$t(x_0) = \frac{\varepsilon}{\mu q N_A} \ln \left( \frac{W_D}{W_D - x_0} \right). \quad (1.11)$$

Se al momento della creazione dei portatori di carica la loro distribuzione può essere considerata puntiforme – per energie non elevate il range del fotoelettrone è piccolo – una volta che questi iniziano il moto di deriva la loro distribuzione si allarga gradualmente a causa della diffusione, la larghezza di dispersione delle cariche è stimabile come

$$\sigma_D = \sqrt{2Dt} \quad (1.12)$$

dove  $D$  è il coefficiente di diffusione che può essere ricavato dalla mobilità dei portatori di carica attraverso la relazione di Einstein

$$D = \frac{\mu k_B T}{q} \quad (1.13)$$

in cui  $\mu$  rappresenta la mobilità dei portatori e  $T$  la temperatura assoluta.

Unendo i risultati 1.12 e 1.11, e sostituendo  $x$  ad  $x_0$  per alleggerire la notazione, si ottiene un'espressione che permette di stimare la larghezza di diffusione dati lo spessore di svuotamento e la posizione iniziale del moto

$$\sigma_D(x) = \sqrt{\frac{2D\varepsilon}{\mu q N_A} \ln \left( \frac{W_D}{W_D - x} \right)} = \sqrt{\frac{2k_B T \varepsilon}{q^2 N_A} \ln \left( \frac{W_D}{W_D - x} \right)} \quad (1.14)$$

# Capitolo 2

## LFCPIX Demonstrator

Il prototipo utilizzato per questo lavoro, chiamato *LFCPIX Demonstrator*, è stato progettato e realizzato grazie alla collaborazione con LFoundry [8] [4]. Si tratta di un rivelatore a pixel al silicio monolitico in tecnologia HV-CMOS; il termine *monolitico* indica che l'elettronica necessaria a trattare il segnale è realizzata direttamente sul blocco di silicio che serve anche come parte sensibile del rivelatore, come anticipato la sigla HV esplicita la possibilità di polarizzazione ad alta tensione e infine la sigla CMOS identifica la tecnologia con cui è realizzata l'elettronica presente sul rivelatore. La tecnologia CMOS garantisce bassi consumi e un semplice processo di miniaturizzazione [6], la realizzazione monolitica permette di risparmiare sul processo di *bump bonding* necessario per collegare rivelatore ed elettronica quando questi non sono unificati.

### 2.1 Descrizione del dispositivo

Il dispositivo è composto da una matrice  $36 \times 158$  di pixel ciascuno di dimensioni  $50 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$ , lo spessore del substrato di silicio è di  $250 \mu\text{m}$ , la tecnologia dell'elettronica sul silicio è LFoundry 150 nm, questa misura indica la minima dimensione dei transistor implementati sul dispositivo. La matrice di pixel è divisa in diverse sotto-matrici che implementano diverse tecnologie per l'alimentazione della giunzione *p-n* o per il miglioramento del segnale in uscita, infatti questo dispositivo è pensato appositamente per un confronto tra di esse per valutare al meglio una futura implementazione presso ATLAS [11], in figura 2.1 è possibile vedere le tre sotto-matrici principali.

La sezione in alto è dedicata ai pixel passivi, ossia quelli privi di elettronica di lettura e composti dalla sola giunzione *p-n*, realizzati per l'utilizzo in test di irraggiamento non sono leggibili autonomamente ma solo con un'apposita scheda di lettura sul modello di quella presente attualmente ad ATLAS, denominata FE-14.

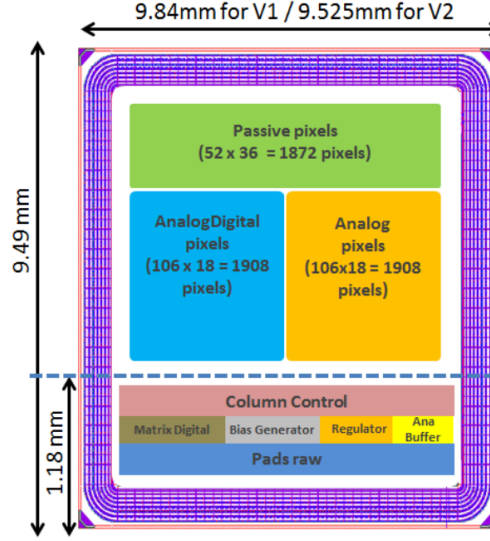


Figure 1: LFCPIX floorplan (identical for versions 1 and 2)

Figura 2.1: Geometria di LFCPIX Demonstrator, sono evidenziate le diverse sotto-matrici presenti sul rivelatore, la scala e le proporzioni non sono realistiche [24].

Le due sezioni in basso sono occupate dai pixel analogici e da quelli analogico-digitali, entrambi sono dotati di elettronica integrata che permette la lettura autonoma del segnale, i pixel del secondo tipo hanno un discriminatore che permette di leggere un'uscita digitale oltre ad un'uscita analogica che è invece caratteristica comune ad entrambe le tipologie di pixel. I pixel di queste due sezioni sono accomunati da un preamplificatore di carica, nel caso dei pixel analogici si tratta di un nuovo preamplificatore realizzato in tecnologia CMOS; si differenziano successivamente per diverse implementazione degli stadi di formazione e output del segnale.

Il substrato è realizzato in silicio con drogaggio di tipo  $p$ , la concentrazione dei portatori misurata risulta di  $1.0 \pm 0.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  [9] e quindi la resistività di  $1.39 \pm 0.28 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ , calcolata come indicato nella sezione 1.1.2 stimando la mobilità delle lacune a  $450 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

La misura della concentrazione di portatori è stata effettuata su un prototipo di LFoundry denominato CCPDLF\_VB dal gruppo di ricerca dell'Università di Lubiana tramite una tecnica chiamata *Edge-TCT* [12], che consiste nella creazione di coppie elettrone-lacuna ad una ben definita profondità tramite un laser pulsato che simula particelle poco ionizzanti, la posizione relativa tra il dispositivo e il raggio può essere regolata con precisione sub-micrometrica sui tre assi e variandola è possibile misurare la larghezza della zona di svuotamento, ossia la zona in cui l'impulso luminoso genera un segnale agli estremi della giunzione.

Il dispositivo è stato realizzato in due versioni successive, la differenza fondamentale risiede nella progettazione dei cosiddetti *guard ring* esterni, anelli presenti nel substrato attorno alla matrice realizzati a diversi drogaggi e posti allo stesso potenziale per evitare il passaggio di una corrente di fuga; queste differenze progettuali consentono di passare da una tensione di rottura di  $\sim 130$  V per la prima versione a  $\sim 215$  V per la seconda versione, permettendo quindi di raggiungere spessori di svuotamento maggiori e una raccolta di carica più veloce.

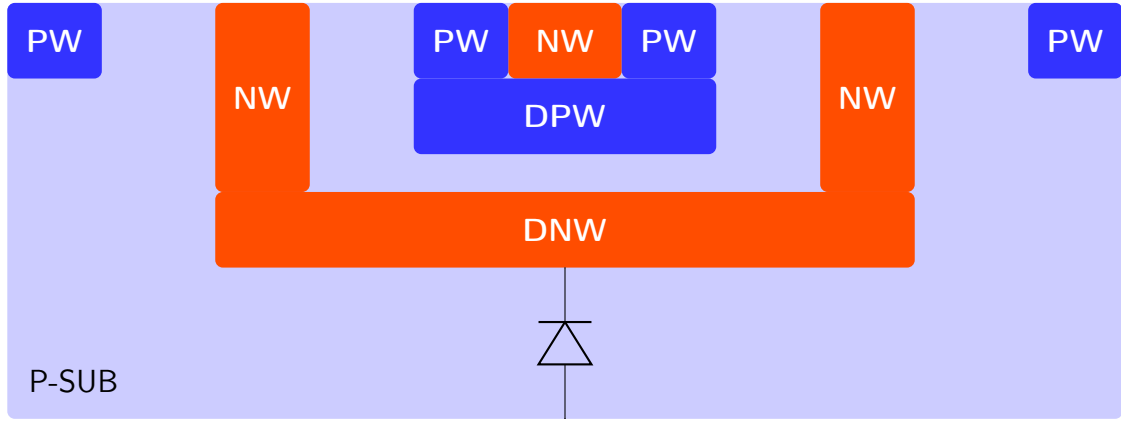


Figura 2.2: Schema della sezione di un pixel di LFCPIX Demonstrator, la scala e le proporzioni non sono realistiche. Il potenziale positivo viene applicato superficialmente alla NW in contatto con la DNW, il potenziale negativo al substrato.

Come si può osservare in figura 2.2 ciascun pixel della matrice comprende una *deep n-well* (DNW) di materiale con drogaggio di tipo *n* che separa la zona di svuotamento dall'elettronica integrata, questa regione del dispositivo viene utilizzata come zona *n* della giunzione ed è molto più drogata del substrato di tipo *p*. La DNW viene posta ad una tensione positiva mentre il substrato viene collegato all'alta tensione negativa, il risultato è una zona di svuotamento che partendo dalla DNW si espande nel substrato, questo diventa quindi la regione sensibile del rivelatore.

La differenza di potenziale agli estremi della giunzione è pari alla somma della tensione positiva applicata alla DNW tramite il terminale denominato *vddaBIAS*, valore predefinito di 1.8 V, e del modulo della tensione negativa applicata al substrato tramite il terminale *BackBias*, questo terminale è collegato ad un anello drogato *p* che permette una polarizzazione il più possibile uniforme del substrato. Nel seguito, per maggiore leggibilità, verrà indicata solo la tensione applicata tramite il generatore; per l'elenco completo e dettagliato delle misure sperimentali è possibile consultare l'appendice A. Il campo elettrico all'interno della zona svuotata porta gli elettroni verso la DNW, che svolge quindi la funzione di elettrodo per la raccolta della carica.

All'interno della DNW è presente una *deep p-well* che separa i transistor PMOS dalla zona fortemente drogata  $n$ , infine ciascun pixel è separato da quelli adiacenti da un sottile anello di silicio drogato  $p$ .

## 2.2 Apparato di misura

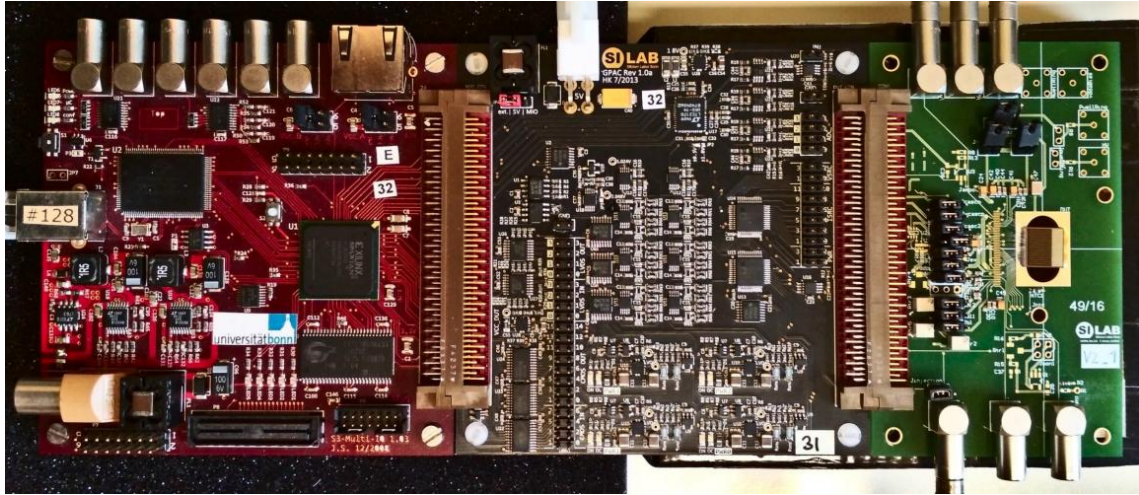


Figura 2.3: Fotografia dell'insieme di schede, da sinistra a destra sono ben visibili la GPAC (colore rosso), la scheda MIO (colore nero) e la scheda a cui è saldato il chip (colore verde).

Le misure sono state effettuate in un laboratorio all'interno del Dipartimento di Fisica dell'Università degli Studi di Milano, nel seguito viene descritta la strumentazione utilizzata.

Il rivelatore a pixel (LFCPIXv1 o LFCPIXv2) è montato su una scheda a cui è connesso tramite *wire bonding*, la scheda è collegata ad una GPAC (*General Purpose Analog Card*) per la gestione delle alimentazioni, la GPAC a sua volta è collegata ad una scheda MIO (*Multi Input-Output*) per permettere la comunicazione tramite porta USB con un computer. La scheda collegata al rivelatore consente di leggere in tensione il segnale in uscita, inoltre permette l'iniezione di un segnale in tensione tramite un apposito ingresso, quest'ultima caratteristica ha permesso di configurare in forma preliminare l'apparato di misura senza alcuna sorgente.

Il computer è dotato di un sistema operativo Linux su cui sono presenti le librerie Python che permettono la comunicazione con la scheda [20], queste librerie permettono di programmare il dispositivo FPGA (*Field Programmable Gate Array*) presente sulla scheda MIO e in seguito gestire le configurazioni del rivelatore in tempo reale.



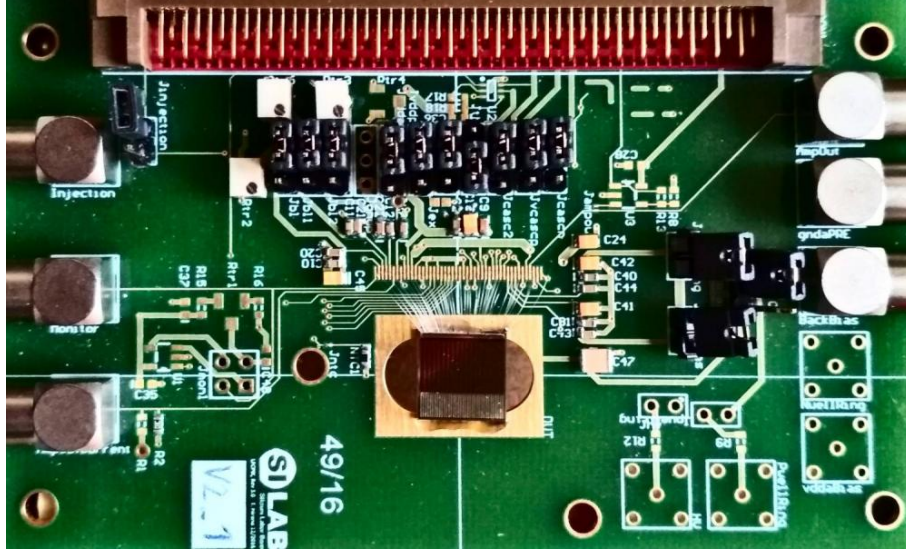


Figura 2.4: Fotografia della scheda a cui è collegato il chip, sono ben visibili i collegamenti accessibili sui lati: in alto a sinistra l'ingresso *Injection* per l'iniezione di segnali, in alto a destra l'uscita in tensione *AmpOut*, subito sotto l'ingresso *gndaPRE* e in basso a sinistra l'ingresso *BackBias* per la polarizzazione della giunzione.

La lettura dei segnali in uscita dal dispositivo è stata eseguita con un oscilloscopio Rohde&Schwarz RTO 1044, 4 GHz, 20 GSample/s; tramite la libreria Python PyVISA [1] è stato possibile interagire con l'oscilloscopio dal computer tramite connessione ethernet, sia per la configurazione sia per la lettura dei segnali.

Un generatore di tensione AGILENT E3648A, dotato di due uscite, viene utilizzato per l'alimentazione della scheda GPAC a 5 V e per l'alimentazione dei preamplificatori denominata *gndaPRE* a 0.3 V presente sul dispositivo LFCPIX.

Un generatore di impulsi HP/AGILENT 33120A, 15 MHz è stato utilizzato per l'iniezione del segnale in fase di configurazione preliminare, per la simulazione di un evento viene utilizzato il fronte di discesa di un segnale ad onda quadra con ampiezza 300 mV, offset positivo di 150 mV e frequenza di 1 kHz.

Un ultimo generatore di tensione KEITHLEY 2400 si è occupato di fornire la tensione negativa al substrato per la regolazione della zona di svuotamento, la tensione massima raggiungibile da questo dispositivo è di 205 V in modulo, leggermente inferiore alla tensione di breakdown di LFCPIXv2.

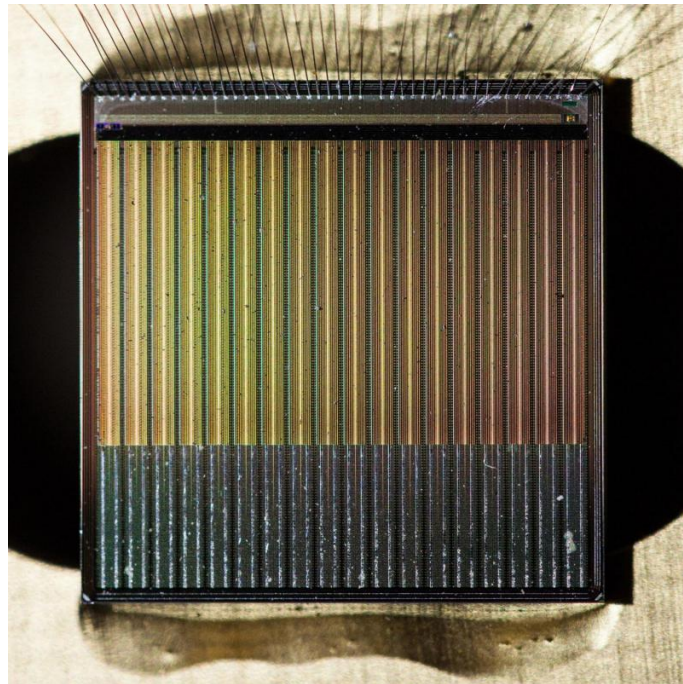


Figura 2.5: LFCPIXv2 ritratto per intero, nella parte alta si notano i fili di connessione con la scheda di supporto.

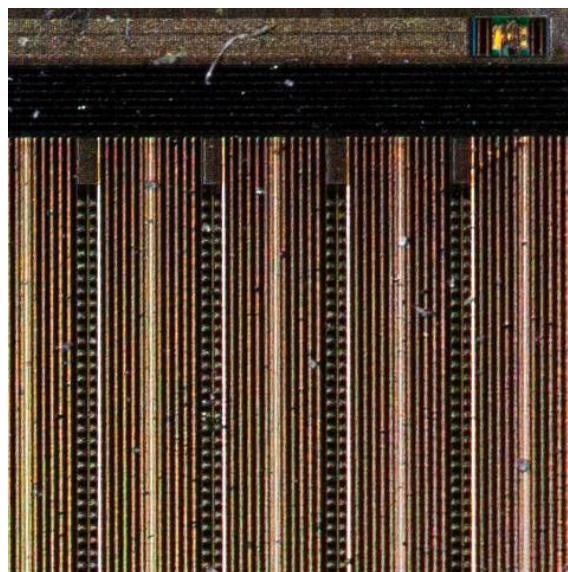


Figura 2.6: Ingrandimento su un angolo del chip, sono ben visibili le colonne della matrice di pixel.

# Capitolo 3

## Simulazione

A partire da un lavoro precedentemente svolto su un altro rivelatore nell'ambito di una tesi di laurea triennale [10] si è scelto di eseguire una fase di simulazione in modo da comprendere e quantificare gli effetti di non contenimento all'interno del dispositivo in analisi. Il processo di simulazione, eseguito tramite un software già sviluppato e utilizzato [15], è stato ampliato rispetto alla tesi sopracitata per stimare con maggiore precisione gli effetti del moto di diffusione dei portatori di carica e per valutare l'affidabilità dei risultati simulati nel caso specifico riprodotto sperimentalmente, ossia l'interazione di fotoni ad energie più elevate (59 keV invece di 13 keV) con una distribuzione più uniforme dei punti di interazione nello spessore del rivelatore.

Sarà qui utile definire uno dei parametri utilizzati per valutare l'entità degli effetti di non contenimento. Identificando come *valle* la regione quasi uniforme dello spettro alla sinistra (energia minore) di un picco fotoelettrico si può definire il rapporto picco/valle come il rapporto tra il numero di eventi contenuti nel picco e quelli contenuti nella valle. Per un esempio di spettro è possibile osservare la figura 3.1. Si nota che un picco dominante è indice di una più semplice interpretazione degli eventi all'interno dell'apparato sperimentale, infatti gli eventi contenuti nel picco corrispondono a quelli che non hanno subito alcuna suddivisione della carica su più pixel, fornendo quindi un'informazione chiara ed esaustiva sulla traccia della particella.

### 3.1 Modello e software utilizzati

La simulazione è divisa in due parti che corrispondono anche a due eseguibili distinti, la prima si occupa di simulare il sistema fisico realizzato in laboratorio e le interazioni della radiazione con la materia che avvengono all'interno del rivelatore, la seconda

parte si occupa di studiare la distribuzione delle cariche sui diversi pixel dovuta agli effetti della diffusione e viene detta digitizzazione.

Entrambe le parti utilizzano la piattaforma di simulazione Geant4 [3], frutto di una collaborazione internazionale di cui fa parte anche il CERN; questo strumento permette di definire le geometrie tridimensionali della situazione sperimentale, le fonti radioattive o i fasci di particelle ed infine simulare gli eventi fisici. Geant4 è un software sviluppato interamente in C++, il codice sorgente è liberamente disponibile sotto una licenza open-source, la versione utilizzata per il presente lavoro è la 4.9.4.p04.

In alcune parti della simulazione è stata utilizzata la piattaforma di analisi dati ROOT [2], strumento sviluppato dal CERN in C++ e rilasciato con licenza LGPL/GPL, la versione utilizzata è la 5.34.19.

### 3.1.1 Simulazione dell'interazione

In questa prima parte il software di simulazione si occupa di definire la geometria del rivelatore, nel nostro caso un blocco di silicio di spessore  $250\text{ }\mu\text{m}$  e di lati  $7.9\text{ mm} \times 9\text{ mm}$ , si definisce poi una fonte radioattiva che corrisponde al  $^{241}\text{Am}$  specificandone le righe spettrali e l'intensità di ciascuna [13].

L'eseguibile risultante può simulare il numero di eventi desiderato, nella maggior parte dei casi si è scelto di simulare il massimo numero di eventi permesso dallo spazio disponibile su disco per i file di output ovvero 100 milioni. Il file di output principale dell'eseguibile, detto file di *hit*, contiene le interazioni avvenute all'interno del materiale stampate in un formato che comprende il numero di interazioni avvenute in seguito ad un evento, l'energia liberata nel materiale, le posizioni iniziale e finale del moto della particella secondaria e le caratteristiche di quest'ultima.

Possono essere presenti vari altri file di output contenenti solo una parte delle informazioni, utilizzati principalmente per verificare che la simulazione abbia prodotto dei risultati fisicamente consistenti.

### 3.1.2 Digitizzazione

In questa seconda parte vengono utilizzati i dati provenienti dalla precedente simulazione e salvati nel file di *hit* per ottenere la distribuzione della carica sui diversi pixel della matrice che compone il rivelatore. Il programma di simulazione permette di configurare gli aspetti più importanti della digitizzazione all'interno di un unico file, i parametri utilizzati per la maggior parte delle simulazioni sono elencati in appendice A.3.

Tra i dati noti ci sono la posizione in cui è avvenuto il rilascio di energia e quindi la posizione in cui vengono liberati i portatori di carica, l'energia rilasciata e quindi il numero di cariche liberate, lo spessore della zona di svuotamento e la differenza di potenziale ai suoi estremi. In linea con quanto illustrato nella sezione

1.1.2, l'andamento del campo elettrico viene considerato lineare lungo la zona di svuotamento quindi la distribuzione delle cariche fisse viene approssimata come un volume ben definito a densità di carica costante, inoltre viene considerato trascurabile lo spessore della zona di svuotamento nella regione drogata  $n$  della giunzione.

Per calcolare la mobilità dei portatori, e di conseguenza il coefficiente di diffusione, viene utilizzata una formula empirica che esplicita la dipendenza dalla temperatura [18]

$$\mu = A \left( \frac{T}{273\text{K}} \right)^{-\gamma} \quad (3.1)$$

dove  $T$  indica la temperatura assoluta e i restanti parametri sono indicati in tabella 3.1. Dalla stessa fonte viene tratta una formula empirica per il calcolo della velocità di deriva, che aggiunge una dipendenza dal campo elettrico per questa quantità.

Tabella 3.1: Parametri della formula empirica per la mobilità 3.1.

	Elettroni	Lacune
A	$1923 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$573 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
$\gamma$	2.42	2.20

Vengono infine aggiunte al modello alcune correzioni dovute a comportamenti non ideali del rivelatore, tra cui l'effetto di *crosstalk* e il rumore. Il primo effetto viene tradotto in italiano con *diafonia* e si tratta di un'interferenza indesiderata tra diversi componenti elettronici che nel nostro caso si può concretizzare in accoppiamenti capacitivi tra i singoli pixel o tra le connessioni per la lettura dei segnali. Il rumore è dovuto genericamente alla catena elettronica che tratta il segnale in uscita, per esempio sotto forma di rumore termico, oppure alle fluttuazioni casuali del numero di portatori effettivamente liberati e raccolti, che può variare per effetti di cattura dei portatori da parte di imperfezioni del materiale o per *shot noise* ossia per la natura discreta dei portatori di carica.

Un'ulteriore fonte di rumore nel caso di rivelatori al semiconduttore sono le fluttuazioni sulla perdita di energia, spesso indicate come risoluzione intrinseca; la deviazione standard del numero di cariche raccolte dovuta a questo effetto può essere stimata [21]

$$\sigma_Q = \sqrt{F N_Q} = \sqrt{F \frac{E}{E_i}} \quad (3.2)$$

dove il fattore di Fano per il silicio vale  $F = 0.1$ , per un picco a circa 60 keV il numero di cariche è  $N_Q \approx 16000$ , quindi  $\sigma_Q \approx 40$ . Questo effetto genera quindi una deviazione  $\sim 0.2\%$ , risulta quindi trascurabile rispetto al rumore elettronico stimato  $\sim 1\%$  (dato in tabella 4.1).

Il rumore è stato stimato attraverso l'analisi dei dati sperimentali, in particolare effettuando un fit con una distribuzione gaussiana sul ben visibile picco a 60 keV viene estratta la larghezza della distribuzione, questa viene convertita in numero di elettroni e impostata come parametro fisso per la simulazione (vd. A.3). Per maggiori informazioni sulle modalità del fit e sui parametri estratti consultare la sezione 5.1.1.

Questa parte della simulazione può produrre una serie di file di output, i più interessanti contengono l'elenco delle cariche raccolte da un singolo pixel e quello delle cariche raccolte dall'intera matrice.

Il software permette anche di simulare il processo di cattura dei portatori di carica calcolando la corrente indotta dalle cariche non completamente raccolte tramite il potenziale di Shockley–Ramo [19]. Nel presente lavoro la cattura dei portatori è considerata tra le cause di rumore e non viene trattata in modo indipendente con il metodo sopracitato, il rivelatore utilizzato infatti non è stato precedentemente irraggiato e il fenomeno di cattura dei portatori dovrebbe essere molto limitato.

### 3.1.3 Sorgente radioattiva

Tra i modelli che è necessario definire all'interno della simulazione è presente anche la sorgente radioattiva, questa influenza direttamente i risultati della prima parte di simulazione, come anticipato nel nostro caso si tratta di un campione di americio.

Il  $^{241}\text{Am}$  è un nuclide radioattivo che decade in  $^{237}\text{Np}$  tramite emissione di una particella  $\alpha$ , con un tempo di dimezzamento di 433 anni, durante il decadimento emette anche raggi  $\gamma$  a bassa energia i cui picchi principali si trovano a 59.541 keV, 26.345 keV e 13.9 keV [13].

La sorgente utilizzata è un campione di  $^{241}\text{Am}$  con attività pari a 37 MBq, la sorgente è racchiusa in un involucro in tungsteno dotato su un lato di una finestra in acciaio inossidabile di spessore 250  $\mu\text{m}$ , l'involucro è contenuto in un cilindro in ottone che su un lato presenta un collimatore con il quale è possibile orientare la sorgente limitando la contaminazione dell'ambiente circostante. A causa dell'involucro che ricopre la sorgente è possibile osservare chiaramente solo il picco a circa 60 keV.

## 3.2 Modifiche significative

### Parallelizzazione

Il software è stato inizialmente scritto e utilizzato per la simulazione delle interazioni di particelle cariche o di fotoni a bassa energia ( $\approx 10$  keV) per i quali la sezione d'urto è molto alta e la totalità delle particelle emesse interagisce nel rivelatore; nel presente lavoro invece si è deciso di studiare fotoni di energia superiore – fino a 60 keV – per i quali la sezione d'urto è ben inferiore, questo ha aumentato i tempi di esecuzione

della simulazione. Dunque il codice è stato modificato per interagire con uno piccolo programma scritto in `bash` votato alla distribuzione del lavoro su più processori, con queste modifiche il tempo di esecuzione è scalato quasi linearmente con la disponibilità di risorse; l'hardware su cui sono state eseguite le simulazioni è un nodo del Centro di Calcolo dell'INFN denominato *proof-09* dotato di quaranta processori. Il metodo utilizzato per parallelizzare l'esecuzione è molto semplice, vengono lanciati tanti processi quanti sono i processori disponibili, ciascuno con i suoi file di input ed output indipendenti, quando ogni processo è concluso i file di output vengono unificati. La durata di una simulazione con cento milioni di eventi parallelizzata su quaranta processi è di circa quindici minuti.

## Generazione numeri casuali

I dati prodotti dalla simulazione sono stati analizzati e si è deciso di verificare la stima dell'errore sulle quantità estratte da un singolo set di dati, un primo metodo per controllare che l'errore dovuto a fluttuazioni casuali non venga sottostimato è effettuare diverse simulazioni e osservare la variazione delle quantità estratte tra i diversi set di dati disponibili. Durante questa verifica ci si è resi immediatamente conto che non era presente alcuna variazione tra i dati estratti dalle diverse simulazioni eseguite, i risultati sono frutto di diverse concatenazioni di eventi ritenuti casuali come l'emissione di un fotone ad una certa energia e la sua interazione con la materia quindi non è realistico che i risultati non subiscano alcuna variazione se la simulazione viene ripetuta.

Per risolvere questo problema è stato modificato il codice della simulazione per utilizzare un diverso generatore di numeri pseudo-casuali, passando da quello fornito dalla piattaforma GEANT4 al generatore TRandom3 incluso in ROOT. Il metodo di parallelizzazione utilizzato porta con sé un problema pratico di generazione del seme necessario al generatore, questo dovrebbe essere diverso per ogni simulazione e il numero di secondi del tempo Unix classicamente usato come seme rischia di non soddisfare il requisito poiché i processi vengono lanciati in meno di un secondo, si è quindi deciso di utilizzare il tempo espresso in microsecondi.

Dopo questa modifica i risultati hanno iniziato a subire variazioni dello stesso ordine di grandezza dell'errore stimato, come è possibile osservare in tabella 3.2

## Geometria della sorgente

È stato eseguito un confronto dello spettro ottenuto dalla simulazione con quello ottenuto dalle prese dati sperimentali utilizzando come sorgente  $^{241}\text{Am}$ , la differenza più significativa era sul picco atteso intorno ai 26 keV che nella simulazione risultava ben visibile mentre nei dati sperimentali era quasi totalmente assente. Questa discrepanza è stata risolta aggiungendo alla simulazione la geometria esatta della sorgente

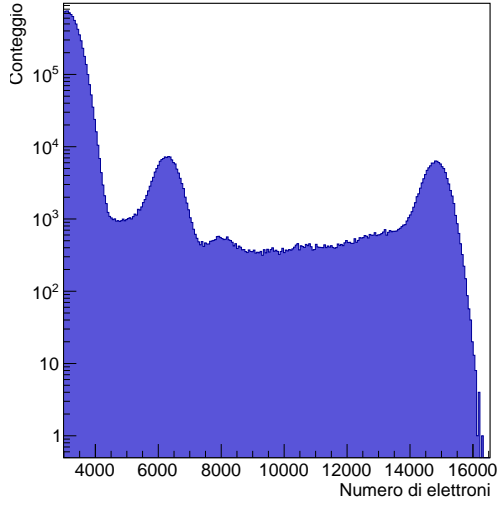
Tabella 3.2: Dispersione dei valori per il rapporto picco/valle estratta da dieci simulazioni diverse e calcolata tramite la propagazione delle incertezze.

Tensione	196 V	64 V	4 V
Valore Medio	0.9786	0.9861	0.5171
Deviazione Standard	0.0056	0.0060	0.0035
Incertezza Calcolata	0.0045	0.0060	0.0073

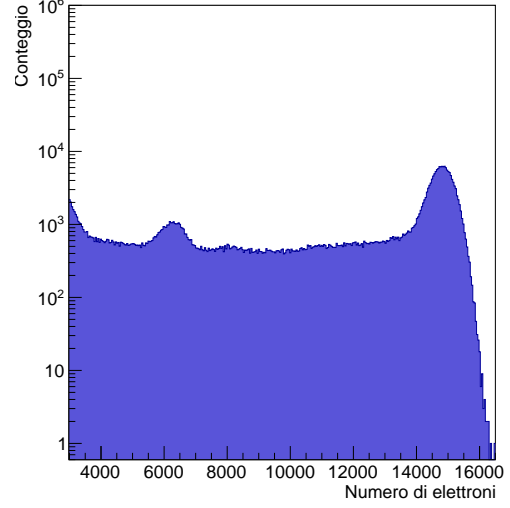
utilizzata, descritta nel dettaglio in sezione 3.1.3, inserendo tutte le caratteristiche attraverso funzioni apposite di GEANT4 i risultati sono cambiati radicalmente. In figura 3.1 è possibile confrontare il risultato delle modifiche con i dati sperimentali, si può notare la differenza nel numero di eventi a bassa energia tra le due simulazioni dovuta all'assorbimento nella sigillatura della sorgente. Considerando il ferro, maggiore componente dell'acciaio di cui è composto l'involucro in direzione del rivelatore, questo ha un coefficiente di attenuazione lineare pari a  $93 \pm 5 \text{ cm}^{-1}$  per fotoni a 26.3 keV, che causa quindi un assorbimento del 90% dei fotoni nello spessore della finestra che ammonta a 250  $\mu\text{m}$ . Il picco a 26 keV è visibile in figura 3.1, si tratta dell'unico picco – a parte quello principale a 60 keV – visibile in tutti e tre gli spettri.

Le immagini provenienti dalla simulazione, salvo dove diversamente indicato, sono state ottenute con i parametri indicati in tabella A.3. Gli spettri in figura 3.1 sono stati ottenuti con una simulazione che comprende tutti i possibili picchi per la sorgente di americio [13], per ridurre il tempo di esecuzione della simulazione tutte le analisi successive e gli spettri rappresentati sono stati eseguiti includendo soltanto i picchi alle seguenti energie: 26.345 keV, 33.196 keV, 42.704 keV, 43.42 keV, 55.56 keV, 59.5409 keV.

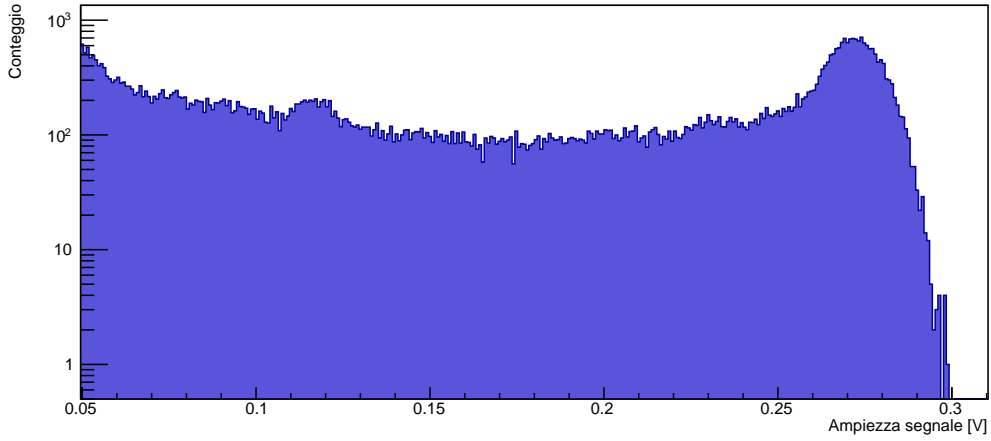




(a) Spettro da una simulazione senza alcun volume definito oltre a quello del rivelatore. Simulati 100 milioni di eventi.



(b) Spettro da una simulazione con l'aggiunta dei volumi dell'involucro e del collimatore. Simulati 100 milioni di eventi.



(c) Spettro da una presa dati sperimentale con LFCPIXv2. Durata della misura 23 ore.

Figura 3.1: Diversi spettri provenienti dalla simulazione o dalle prese dati sperimentali, tutti con tensione di svuotamento applicata di 100 V.

# Capitolo 4

## Esperienza sperimentale

In parallelo al lavoro computazionale con la simulazione è stato portato avanti un lavoro sperimentale con il dispositivo citato nell'introduzione, LFCPIX Demonstrator. A causa di iniziali problemi con le connessioni del prototipo in versione 2, d'ora in poi chiamato LFCPIXv2, sono state inizialmente eseguite diverse misure con la versione 1 di questo dispositivo, che verrà indicata come LFCPIXv1; si ricorda che la principale differenza in teoria risiede nella tensione di breakdown che nel caso della versione 2 è quasi raddoppiata.

L'apparato sperimentale utilizzato per questa parte del lavoro è presentato in sezione 2.2.

### 4.1 Lettura del segnale

Come anticipato, la configurazione dell'oscilloscopio e l'analisi dei segnali letti dallo strumento avviene interamente da remoto tramite le librerie Python PyVISA [1]. L'oscilloscopio utilizzato è in grado di effettuare e comunicare misure di ampiezza, tempo e rumore, ma la ricezione di queste misurazioni attraverso il computer è risultata impraticabile a causa di continue interruzioni del collegamento al momento della richiesta di misure; si è quindi scelto di leggere direttamente la forma d'onda del segnale, questa viene ricevuta ed analizzata da un piccolo programma in linguaggio Python, che si occupa infine di salvare diverse informazioni in file di testo e in un file di ROOT che possono essere facilmente analizzati successivamente. Le metodologie utilizzate sono in parte frutto di una precedente esperienza con la stessa strumentazione [11], il codice in Python è disponibile per esteso in appendice B.

All'interno del programma in Python la forma d'onda inviata al computer dall'oscilloscopio è manipolabile come un vettore di 1000 elementi contenenti valori espressi in volt. L'oscilloscopio viene configurato affinché il trigger sia sul fronte di salita del segnale letto dall'uscita in tensione *AmpOut* presente su LFCPIX, le scale

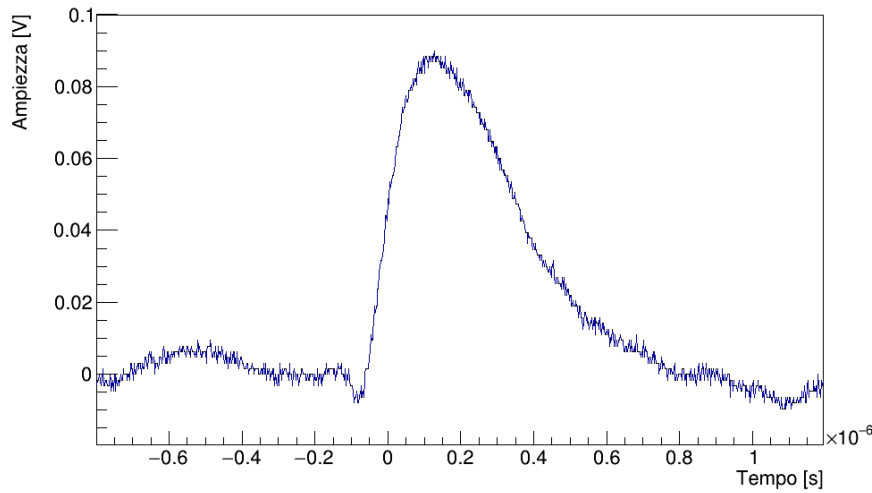


Figura 4.1: Forma d'onda misurata in caso di iniezione di segnale, viene rappresentato il vettore di 1000 elementi letto dall'oscilloscopio. Il segnale iniettato è un'onda quadra di ampiezza 300 mV e offset positivo di 150 mV.

dell'oscilloscopio vengono inoltre regolate sulle caratteristiche del segnale, descritte più avanti. Il valore di soglia del trigger viene calcolato a partire dal valore di baseline - ottenuto dalla media sui primi 400 elementi di una misura in trigger automatico - e sommando un valore di soglia fissato generalmente a 0.04 V. Dalla forma d'onda è semplice estrarre il valore massimo del picco facendo una media dei cinque massimi valori presenti nel vettore, allo stesso modo si estrae il valore minimo dai primi 100 elementi del vettore e la deviazione standard di questi valori viene utilizzata come stima del rumore. L'ampiezza di picco del segnale è la differenza tra il valore massimo e quello minimo.

Un problema ricorrente con questo sistema di acquisizione era la disconnessione, apparentemente casuale, dell'oscilloscopio dalla rete cablata, l'inconveniente è stato in parte risolto gestendo le dovute eccezioni all'interno del codice di modo che un fallimento durante la connessione innescasse una breve attesa ed un riconfigurazione dell'oscilloscopio. Data la durata media di una misura, circa una giornata, questo metodo non ha condizionato in alcun modo i risultati finali, poiché l'attesa totale causata dal problema di connessione è rimasta dell'ordine di pochi minuti.

## 4.2 Procedura di misura

L'insieme di schede a cui è saldato il rivelatore viene montato insieme alla sorgente su un supporto, realizzato in laboratorio durante l'esperienza, che permette di non

variare la posizione relativa tra di essi, la strumentazione elencata sopra viene collegata al dispositivo, questo viene infine acceso e programmato tramite il computer.

Utilizzando i risultati di una lavoro precedentemente svolto con lo stesso dispositivo [11] si sceglie di osservare il pixel [13,78] poiché spicca per il suo valore di guadagno, ossia il rapporto tra il segnale in ingresso e quello in uscita. Questo pixel rientra nella sotto-matrice dei pixel analogico-digitali, in particolare questo pixel fa parte di un sottoinsieme caratterizzato da un preamplificatore e da uno stadio di polarizzazione della zona di svuotamento entrambi realizzati in tecnologia PMOS.

Un involucro in cartone viene posto sopra il rivelatore per limitare l'esposizione alla luce, che causa un aumento della corrente di saturazione inversa e quindi del rumore, per lo stesso motivo la stanza viene oscurata il più possibile per tutta la durata della presa dati ossia circa 24 ore. L'oscilloscopio, una volta acceso, viene collegato ad internet via cavo e configurato manualmente per controllare la lettura del segnale dal rivelatore. Viene stimato il tempo di salita e discesa del segnale, con un corretto funzionamento il primo è dell'ordine dei 100 ns mentre il secondo è inferiore a 1  $\mu$ s, è anche possibile verificare che l'ampiezza del segnale sia quella attesa (vedi tabella 4.1) con una breve presa dati dal computer del laboratorio o tramite le funzioni dell'oscilloscopio.

Una volta terminate le verifiche è possibile avviare una presa dati collegandosi da remoto al computer presente in laboratorio e lanciando il programma in Python scritto appositamente che salva su disco i dati letti dall'oscilloscopio.

### 4.3 Verifiche e dati preliminari

Prima di procedere all'effettiva analisi dei dati per lo studio degli effetti di non contenimento all'interno del rivelatore è possibile svolgere qualche verifica sui dati che risultano direttamente dalle misure.

Misurando il segnale in uscita in presenza della sorgente di americio citata in precedenza si può osservare un picco molto netto nell'istogramma approssimativamente attorno ai 0.275 V; la posizione del picco non varia significativamente tra le due versioni di LFCPIX come visibile in tabella 4.1. Il rumore, stimato come esposto nella sezione precedente, non risulta elevato, rimanendo sempre attorno all'1% dell'ampiezza del segnale del picco; tra le due versioni è presente una differenza nel valore medio del rumore ma non è significativa ai fini del presente lavoro.

Avendo a disposizione un lavoro precedentemente svolto sulla versione 2 del dispositivo [11] è possibile operare un confronto per controllare la consistenza dei risultati, nel caso della presente tesi le misure sono state effettuate con fotoni a 59.54 keV, in [11] invece è stata utilizzata una fonte di raggi X con energia 17.48 keV corrispondente alla transizione  $K_{\alpha}$  del molibdeno. In [11] viene definito il guadagno  $k$  nel caso di iniezione di segnale tramite impulsatore ed il guadagno  $g$  in caso di

Tabella 4.1: Valori provenienti dalle misure sperimentali effettuate su entrambe le versioni di LFCPIX.  $\mu$  e  $\sigma$  indicano la media e la deviazione standard della posizione del picco (*pos*) o del rumore (*noise*). Questi valori sono stati estratti attraverso la procedura di analisi descritta in sezione 5.1.

Dispositivo	$\mu_{pos}$ [V]	$\sigma_{pos}$ [V]	$\mu_{noise}$ [V]	$\sigma_{noise}$ [V]
LFCPIXv1	0.2755	$3 \times 10^{-4}$	$3.04 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-5}$
LFCPIXv2	0.2748	$3 \times 10^{-4}$	$3.45 \times 10^{-3}$	$6 \times 10^{-5}$

esposizione a radiazione, definiti come

$$k = gC_{inj} \quad g = \frac{V_{out}}{\frac{E_{ph}}{E_i}e} \quad (4.1)$$

in cui  $C_{inj}$  è il valore della capacità di iniezione,  $V_{out}$  è l'ampiezza del segnale corrispondente al picco,  $E_i$  è l'energia di ionizzazione del materiale ossia 3.6 eV nel caso del silicio,  $e$  è la carica elementare dell'elettrone,  $E_{ph}$  è l'energia del fotone rilasciata nel materiale ossia l'energia effettiva del fotone incidente a cui viene sottratta l'energia di legame dell'elettrone emesso per effetto fotoelettrico, come visto in equazione 1.8. Il guadagno  $g$  ha le dimensioni dell'inverso di una capacità ed in un preamplificatore di carica ideale sarebbe il reciproco della capacità di feedback, mentre  $k$  è adimensionale.

Da [11] è possibile estrarre il valore  $g_X = 89 \text{ pF}^{-1}$  con deviazione standard  $\sigma_X = 9 \text{ pF}^{-1}$ , misurato sulla sottomatrice di pixel della tipologia PMOS/Pbias. Dai dati presentati in tabella 4.1 è possibile estrarre un valore  $g_\gamma = 107.0 \pm 0.1 \text{ pF}^{-1}$ , misurato sul pixel di coordinate [13,78], scelto appositamente per questo lavoro con un guadagno maggiore della media. L'incertezza sulla misura di  $g_\gamma$  è molto piccola perché viene considerato senza errore il valore dell'energia di ionizzazione per il silicio, fissato a 3.6 eV, e l'energia del fotone incidente sul rivelatore.

Non disponendo del valore di  $g_X$  sul pixel specifico è comunque possibile verificare la compatibilità dei valori disponibili a partire dal valore di  $k_{[13,78]} = 0.255$  diviso per la capacità di iniezione  $C_i = 2.41 \pm 0.13 \text{ fF}$ , entrambe le misure sono state eseguite in [11]. Il valore ottenuto è  $g_X = 106 \pm 6 \text{ pF}^{-1}$  e risulta compatibile con  $g_\gamma$ , questo conferma che il comportamento del dispositivo è consistente con quanto misurato in precedenza.

# Capitolo 5

## Analisi dei dati

È necessario progettare accuratamente l'analisi dei dati provenienti da entrambe le fonti, sperimentale e computazionale, per poter effettuare un confronto e studiare l'andamento delle caratteristiche d'interesse, come la diffusione, al variare dei parametri controllabili, come lo spessore della zona di svuotamento.

### 5.1 Modello

Per comprendere l'effetto della diffusione sulla raccolta della carica all'interno del rivelatore bisogna capire quali sono le differenze che ci si aspetta di osservare in presenza o in assenza di questo effetto. Un metodo immediato per visualizzare queste differenze è consentito dalla simulazione, annullando il coefficiente di diffusione utilizzato per calcolare la distribuzione delle cariche all'interno della matrice di pixel.

In figura 5.1 è possibile vedere la differenza tra uno spettro simulato con un coefficiente di diffusione realistico ed un altro con un coefficiente di diffusione pressoché nullo, il numero di eventi simulati è lo stesso e la sorgente è stata ridotta ad un unico picco di modo da escludere l'effetto sullo spettro dei picchi secondari. Si può osservare come la cosiddetta valle, ossia la regione dello spettro a sinistra del picco fotoelettrico, acquisisca molti più eventi nel caso in cui la diffusione sia presente (notare la scala logaritmica sulle ordinate), inoltre la forma del picco diviene asimmetrica con un chiaro aumento degli eventi sul limitare sinistro dello stesso. L'aumento nelle dimensioni della valle è ancora più visibile per fotoni ad energie inferiori, già nel caso di fotoni a 10 keV la valle scala di un fattore 10 da confrontare con il fattore 2 visibile sullo spettro in figura, questo è dovuto soprattutto alla raccolta incompleta della carica che è molto più frequente per energie elevate e si aggiunge quindi all'effetto della diffusione fino ad eguagliarlo. Per un'analisi più dettagliata consultare la sezione successiva del presente capitolo.

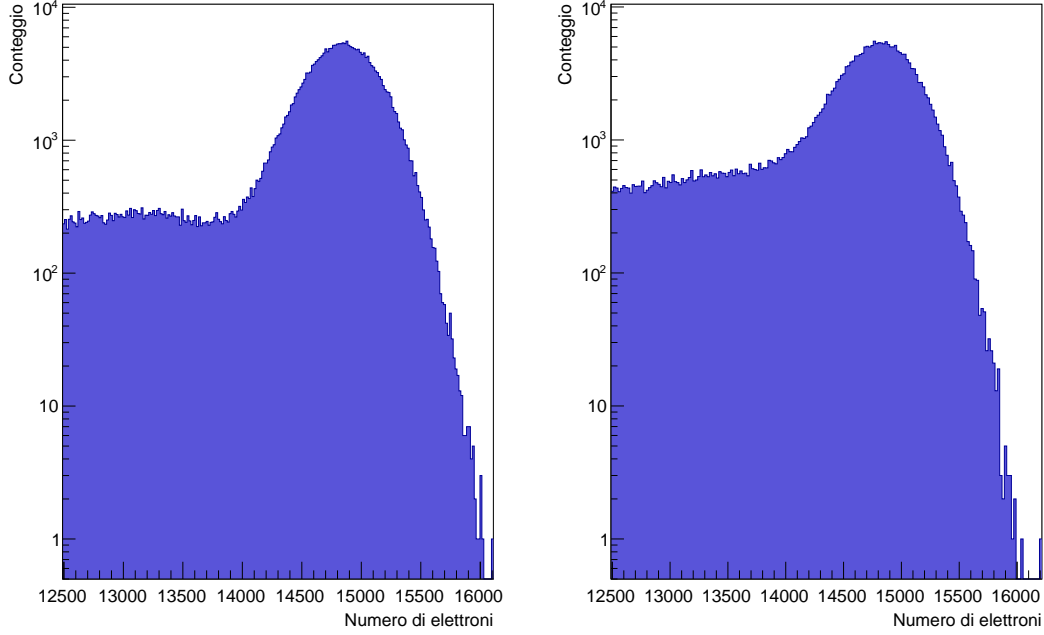


Figura 5.1: Ingrandimento sul picco a 60 keV dello spettro ottenuto dalla simulazione, a sinistra il risultato con coefficiente di diffusione nullo, a destra con coefficiente di diffusione definito nella sezione 3.1.2. Tensione 196 V e spessore di svuotamento 161  $\mu\text{m}$ .

Per stimare quantitativamente gli effetti di dispersione delle cariche sui diversi pixel è necessario eseguire un fit con una funzione che riesca a riprodurre lo spettro; è opportuno che la funzione sia una somma di un termine legato alla valle e di un termine legato al picco ciascuno con il proprio parametro di scala, in questo modo sarà poi possibile valutarne le dimensioni ossia il numero di eventi contenuti in ciascuna regione dello spettro.

La funzione che descrive in modo naturale la forma del picco è una gaussiana, questo è valido in generale per i rivelatori a semiconduttore in cui gli eventi si distribuiscono attorno al valore medio con una distribuzione data dalle fonti di rumore citate nella sezione 3.1.2.

$$F_{peak} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} \quad (5.1)$$

Una possibile descrizione della distribuzione degli eventi nella valle si ottiene tramite una funzione degli errori complementare, ossia la funzione complementare

della distribuzione normale cumulativa

$$F_{valley} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x - \bar{x}}{\sigma\sqrt{2}} \right) = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x-\bar{x}}{\sigma\sqrt{2}}} e^{-t^2} dt \right). \quad (5.2)$$

La funzione degli errori permette di descrivere correttamente la regione della valle lontana dal picco, che risulta pressoché piatta, ma non considera invece la regione nelle vicinanze del picco, che sembra essere l'effetto più caratteristico della diffusione.

Per descrivere al meglio il profilo della valle si è deciso quindi di creare una funzione empirica, a partire da un istogramma proveniente dalla simulazione; per dividere gli eventi contenuti nella valle è stato necessario annullare il rumore applicato durante la simulazione, definire un intervallo di energia (o numero di elettroni) entro cui gli eventi vengono considerati appartenenti alla valle, dopodiché applicare un rumore all'istogramma estratto da questo intervallo. Il procedimento è stato eseguito su una simulazione priva di picchi secondari, con il picco principale a 60 keV, con una tensione di 196 V agli estremi di una regione di svuotamento di 161  $\mu\text{m}$ , il calcolo dello spessore è stato eseguito secondo quanto descritto nella sezione 1.1.2. La separazione tra gli eventi contenuti nel picco e quelli contenuti nella valle è stata portata a termine su un istogramma contenente conteggi del numero di elettroni, definendo un valore minimo per gli eventi nel picco pari al valore medio del picco sottratto della semi-larghezza del picco stimata a 130 elettroni.

In figura 5.2 è possibile osservare il risultato di questo procedimento, si può notare la netta diminuzione della dimensione del picco e la maggior precisione con cui questo viene descritto dalla funzione. Una differenza significativa si può anche notare nella stima della larghezza del picco, nel caso rappresentato in figura un fit eseguito con la funzione degli errori sovrastima questa grandezza del 15% rispetto al fit eseguito utilizzando la funzione empirica.

### 5.1.1 Parametri e normalizzazione

Le funzioni appena introdotte devono essere adattate allo scopo affinché i parametri restituiti dal fit, eseguito tramite il software ROOT, possano essere interpretabili.

La funzione effettivamente utilizzata all'interno del programma di analisi per descrivere il picco è la seguente

$$F_{peak}(x, P_o, P_c, P_p, P_m, P_s) = P_p e^{-\frac{((P_o+xP_c)-P_m)^2}{2P_s^2}} \quad (5.3)$$

per cui  $x$  è espresso in numero di elettroni per i dati della simulazione e in volt per i dati sperimentali,  $P_p$  è la scala del picco considerato,  $P_m$  è la media in energia del picco fissata al valore atteso,  $P_s$  è la sigma della distribuzione gaussiana espressa in eV,  $P_o$  e  $P_c$  sono invece i parametri della retta di calibrazione tra la quantità



osservata e l'energia, avendo a disposizione un solo picco il primo parametro è stato fissato a zero poiché non ci si aspetta un traslazione della retta né sperimentalmente né con la simulazione.

Il valore atteso per il picco è definito come il valore teorico, quindi 59 541 eV, a cui viene sottratta l'energia di legame tipica degli elettroni delle shell interne del silicio, circa 1839 eV [14], e viene infine scalata per tenere conto dell'effetto di cross-talk, che viene stimato al 3.7% per ciascun pixel adiacente lungo una sola direzione quindi viene considerato il 92.6% dell'energia totale.

Con le stesse convenzioni è definita la funzione degli errori che approssima la valle

$$F_{valley}(x, P_o, P_c, P_v, P_m, P_s) = \frac{P_v}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{(P_o + xP_c) - P_m}{P_s \sqrt{2}} \right) \quad (5.4)$$

in cui  $\operatorname{erfc}()$  è la funzione definita come in formula 5.2 all'interno della libreria matematica del linguaggio C++ e  $P_v$  è la scala della valle.

Nel caso della funzione empirica ricavata per la valle è stato necessario fissare delle convenzioni anche nella creazione dell'istogramma stesso, le ascisse dei bin vengono divise per la posizione del picco, dopodiché l'istogramma viene uniformato tramite un processo di *smoothing*, infine le ordinate vengono divise per un fattore tale per cui l'integrale della funzione risulti unitario, il fattore corretto risulta essere il prodotto tra l'integrale dell'istogramma e la larghezza dei bin  $W_b$ .

L'ordinata dell'istogramma viene valutata tramite una funzione apposita presente in ROOT che esegue un'interpolazione con i bin adiacenti, questa viene indicata con  $\text{HI}()$  nell'espressione seguente

$$F_{valley_h}(x, P_o, P_c, P_v, P_m) = P_v \text{HI} \left( \frac{P_o + xP_c}{P_m} \right) \quad (5.5)$$

Una volta estratti i parametri sopracitati attraverso un fit, è necessario ricavare il numero di eventi contenuti nella valle e nel picco, queste le relazioni utilizzate

$$N_{peak} = \frac{\sqrt{2\pi}}{W_b} \frac{P_p P_s}{P_c} \quad N_{valley_h} = \frac{P_m P_v}{W_b P_c}. \quad (5.6)$$

A partire dalle relazioni esposte è possibile propagare gli errori sui parametri del fit tenendo anche conto dei termini di covarianza, le incertezze riportate sui successivi grafici sono calcolate in questo modo.

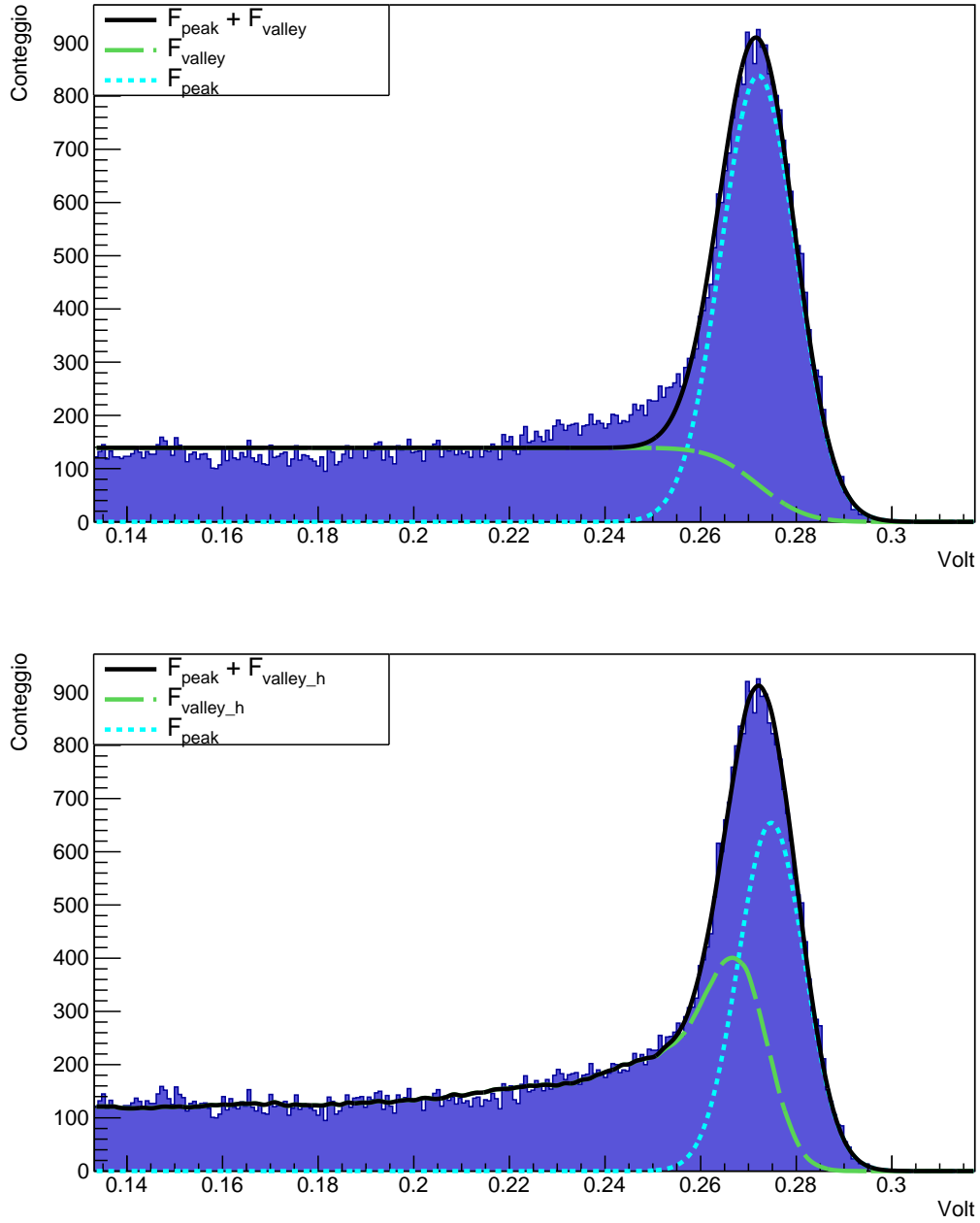
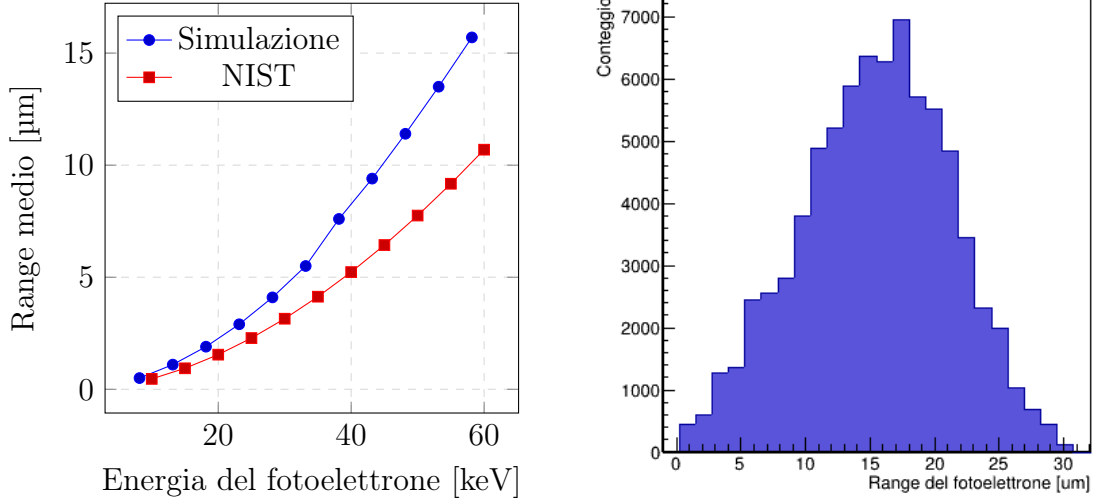


Figura 5.2: Picco a 60 keV e valle accanto, spettro dai dati sperimentali con tensione 144 V e durata della misura 28 ore. In alto la funzione utilizzata per descrivere la valle è la funzione degli errori complementare, in basso è invece la funzione empirica ricavata dalla simulazione. Per questo particolare istogramma il valore del  $\chi^2$  ridotto passa da 4.5 a 1.4.

## 5.2 Risultati della simulazione

### 5.2.1 Studio degli effetti di non contenimento



(a) Valori medi per il range dei fotoelettroni estratti dalla simulazione e valori elaborati a partire dai dati del NIST con il metodo citato nella trattazione [16] [7]. (b) Istogramma per il range del fotoelettrone ottenuto dalla simulazione, picco monocromatico a 59 541 eV.

Figura 5.3: Grafici del range del fotoelettrone.

Il range del fotoelettrone viene stimato attraverso la simulazione calcolando la distanza tra il punto di emissione del fotoelettrone e l'ultima posizione della sua disordinata traiettoria all'interno del materiale. Il range dipende dall'energia del fotone incidente, da questa infatti dipende l'energia con cui viene emesso il fotoelettrone e quindi la distanza media che deve percorrere prima di perderla completamente. In figura 5.3a è rappresentato il range medio del fotoelettrone risultante dalla simulazione in funzione della sua energia iniziale, ottenuta come indicato in sezione 1.2.1. Viene inoltre rappresentato il valore corrispondente ottenuto convertendo il range CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) fornito dal NIST [16] attraverso una formula empirica [7] che ne stima la proiezione su un percorso rettilineo. La formula empirica non restituisce risultati pienamente compatibili poiché assume una direzione preferenziale ed è stata sviluppata a partire da dati con energie maggiori di quelle considerate in questa trattazione, ma permette ugualmente un confronto qualitativo.

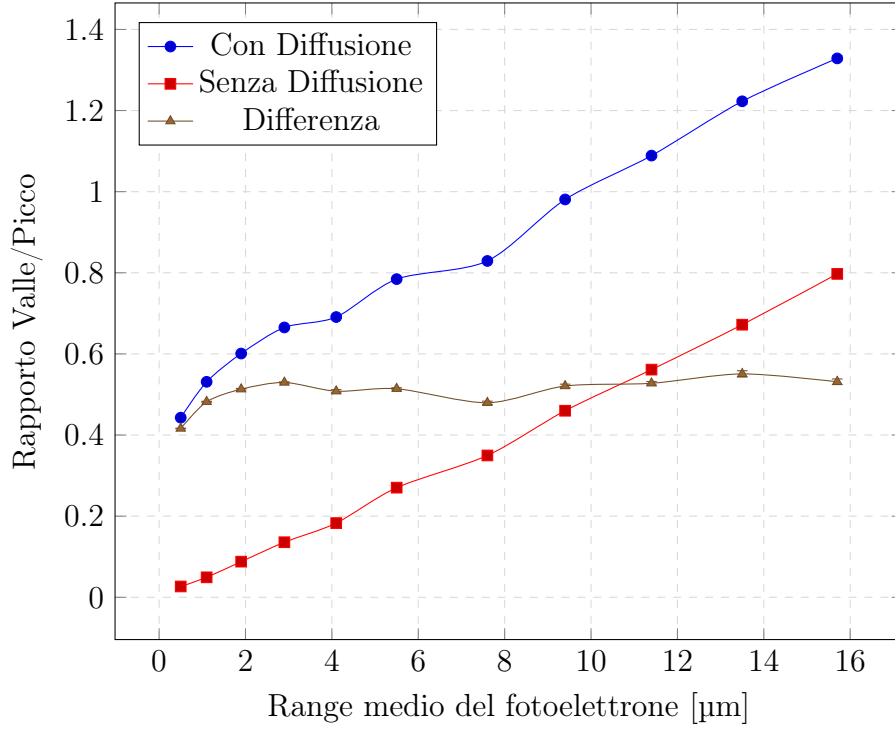


Figura 5.4: Rapporto tra il numero di eventi nella valle e nel picco, dati ottenuti simulando un unico picco monocromatico a diverse energie quindi con diversi valori medi per il range del fotoelettrone. Si è variata l'energia da 10 keV a 60 keV con un passo di 5 keV, il range cresce con l'energia. La tensione di svuotamento utilizzata è di 196V, il rumore è stato fissato a 50 elettroni. Dove non visibili le barre d'errore sono più piccole del simbolo.

All'interno della simulazione, come già visto all'inizio di questo capitolo, è possibile annullare l'effetto della diffusione semplicemente impostando il coefficiente di diffusività a un valore infinitesimo, pari a dieci ordini di grandezza inferiore al valore reale, con questo metodo è possibile valutare il contributo della diffusione.

I dati rappresentati nei grafici 5.4 e 5.5 provengono da simulazioni in cui il rumore è stato limitato a 50 elettroni, molto inferiore al rumore stimato per il rivelatore reale che è superiore ai 300 elettroni, si è fatta questa scelta per estendere il più possibile la dimensione della valle di modo da includere gli eventi prossimi al picco che sono generati dalla diffusione, visibili in figura 5.1.

Le curve presenti nei grafici sono delle semplici interpolazioni sui punti, il loro obiettivo non è predire l'andamento della quantità rappresentata ma aiutare nella visualizzazione dei dati. Nei grafici 5.4 e 5.5 viene rappresentato il rapporto valle/picco, invece del rapporto picco/valle, poiché risultano maggiormente leggibili gli

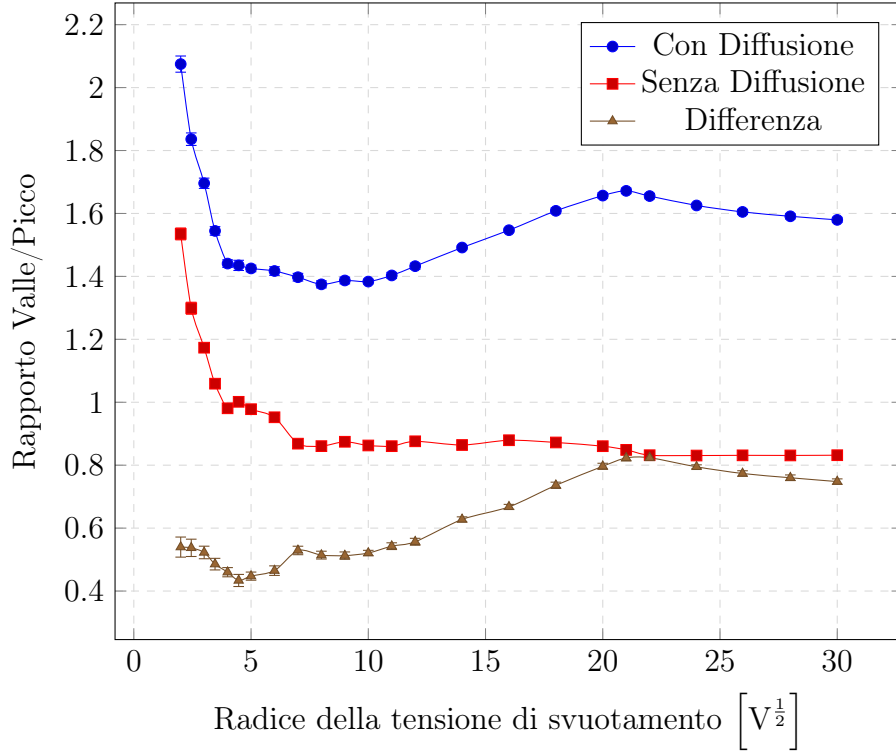


Figura 5.5: Rapporto tra il numero di eventi nella valle e nel picco, dati ottenuti simulando un picco monocromatico a 59 541 eV per diversi valori della tensione di svuotamento. Il rumore è stato fissato a 50 elettroni. Dove non visibili le barre d'errore sono più piccole del simbolo.

andamenti. Per questa analisi è stato eseguito un fit utilizzando la funzione degli errori complementare per descrivere la valle, questo permette di stimare solo in modo approssimato il numero di eventi nella valle e in particolare sovrastima gli eventi nel picco ma permette una descrizione identica in presenza e in assenza di diffusione. L'obiettivo di questa sezione non è quindi quello di stimare con precisione il contributo della diffusione ma piuttosto fornire una panoramica dei processi che contribuiscono al fenomeno di non contenimento all'interno del rivelatore.

In figura 5.4 è rappresentato il rapporto tra gli eventi nella valle e quelli nel picco, una grandezza direttamente proporzionale all'entità dei fenomeni di non contenimento, in particolare viene rappresentato l'andamento al variare del range medio del fotoelettrone in presenza ed in assenza di diffusione. In questo grafico si può osservare come il contributo del range del fotoelettrone ai fenomeni di non contenimento abbia un andamento lineare, un fit è possibile e restituisce una coefficiente angolare di  $0.0483 \pm 0.0007$  ma non supera il test del  $\chi^2$  per l'esiguo errore che evidentemente è sottostimato. Si può anche notare come il contributo dovuto alla diffusione risulti

pressoché costante in questo intervallo di energie se non viene variata la larghezza della zona di svuotamento.

In figura 5.5 è invece possibile vedere l'andamento della stessa quantità al variare della tensione di svuotamento, e quindi dello spessore della zona svuotata, con energia del fotone incidente fissata al picco principale dell'americio. Si può osservare che in assenza di diffusione i fenomeni di non contenimento si stabilizzano completamente sopra i 36 V ossia con uno spessore di svuotamento superiore ai 69  $\mu\text{m}$ . Il range medio del fotoelettrone a questa energia è di 16  $\mu\text{m}$ , è ragionevole che con una zona svuotata molto più ampia del range gli effetti di non contenimento dovuti alla fuga del fotoelettrone si stabilizzino. Questo permette di raggiungere una conclusione interessante, per spessori di svuotamento significativi è possibile osservare l'andamento dei fenomeni di non contenimento per valutare quello della diffusione, questo è considerabile la componente più importante essendo sempre presente in qualunque utilizzo sperimentale del rivelatore.

Si può immaginare che nel caso di zona di svuotamento sottile una frazione consistente dei fotoelettroni fuoriesca senza aver rilasciato completamente la sua energia, questo fenomeno aumenta in media gli eventi a sinistra del picco diminuendo le dimensioni di quest'ultimo. Nel caso di un maggior spessore di svuotamento questo fenomeno rimane limitato agli estremi della zona svuotata e dipende sempre meno dalle sue dimensioni.

A partire dall'equazione 1.14 si può estrarre l'andamento atteso per il contributo della diffusione, seguendo quel modello semplificato. Poiché l'andamento del numero di eventi fotoelettrici appare lineare si può assumere che la probabilità di interazione all'interno dello spessore svuotato sia costante, questo permette di stimare il valore medio della larghezza di diffusione per un certo valore di  $W_D$  come la media integrale della funzione sopracitata sullo spessore di svuotamento. Si scopre che il valore medio non dipende dal parametro  $W_D$ , ci si aspetta quindi che il contributo della diffusione sia costante, questo però non sembra in accordo con ciò che possiamo osservare nei risultati di questa simulazione.

### 5.2.2 Simulazione del caso reale

I dati qui presentati si riferiscono alla versione del programma di simulazione a cui sono state applicate tutte le modifiche elencate nella sezione 3.2, rispetto alla sezione precedente il rumore è stato impostato al valore osservato sperimentalmente di 360 elettroni ed è stata aggiunta la geometria della sorgente. I risultati rappresentati nei grafici sono anche elencati per esteso nella tabelle in appendice A.

In figura 5.6 è presentato l'andamento del numero di eventi totale all'interno del picco in funzione dello spessore della regione di svuotamento. Come accennato nell'introduzione ci si aspetta che la maggior parte degli eventi avvenga per effetto

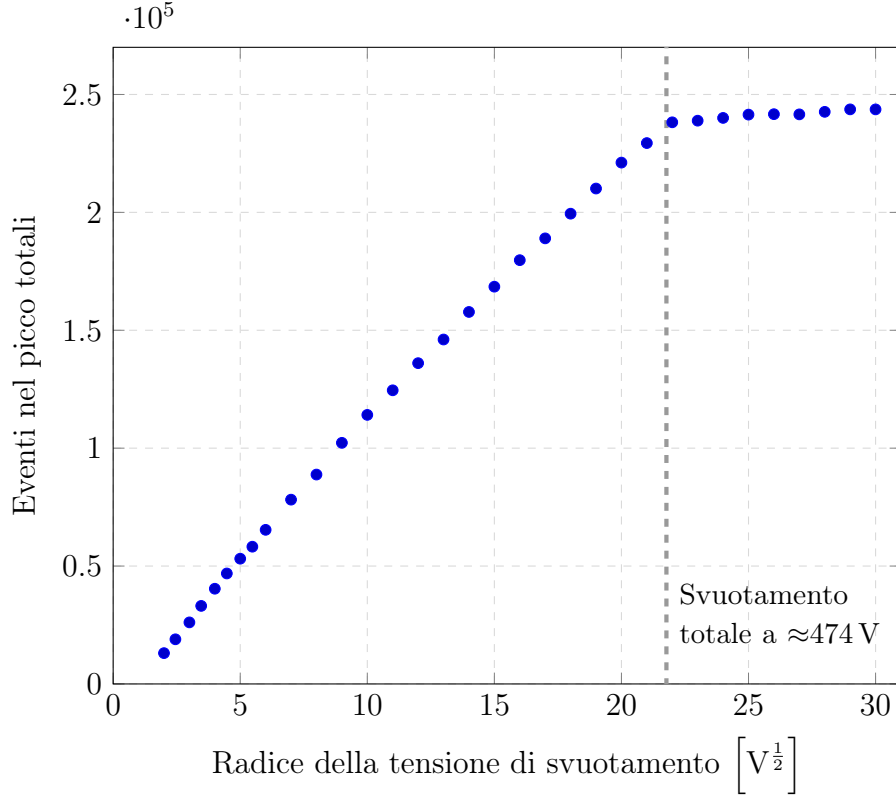


Figura 5.6: Numero di eventi nel picco in funzione della radice della tensione di svuotamento, dati ottenuti simulando 100 milioni di eventi e valutando il picco a 60 keV. Dove non visibili le barre d'errore sono più piccole delle dimensioni del simbolo.

fotoelettrico, questo tipo di eventi sarà quindi quello che andrà a cambiare le dimensioni del picco, nel seguito verranno utilizzate queste due definizioni in modo interscambiabile.

Il numero di eventi nel picco dovrebbe essere descritto da una funzione del tipo  $(1 - e^{-\mu_{ph} W_D})$ , in cui  $\mu_{ph}$  è il coefficiente di attenuazione lineare per l'effetto fotoelettrico, ma nell'intervallo di spessori di svuotamento a noi accessibile l'andamento appare semplicemente lineare, questo è dovuto all'elevata energia dei fotoni incidenti per i quali il coefficiente di attenuazione lineare è stimato a  $0.75 \pm 0.05 \text{ cm}^{-1}$  [16]. Dopo il raggiungimento della tensione di svuotamento totale l'andamento cambia bruscamente, da quel punto in poi l'aumento di eventi nel picco è infatti dovuto esclusivamente ad una raccolta più efficiente delle cariche grazie alla maggiore intensità del campo elettrico presente nella zona di svuotamento, come confermato dalla figura successiva.

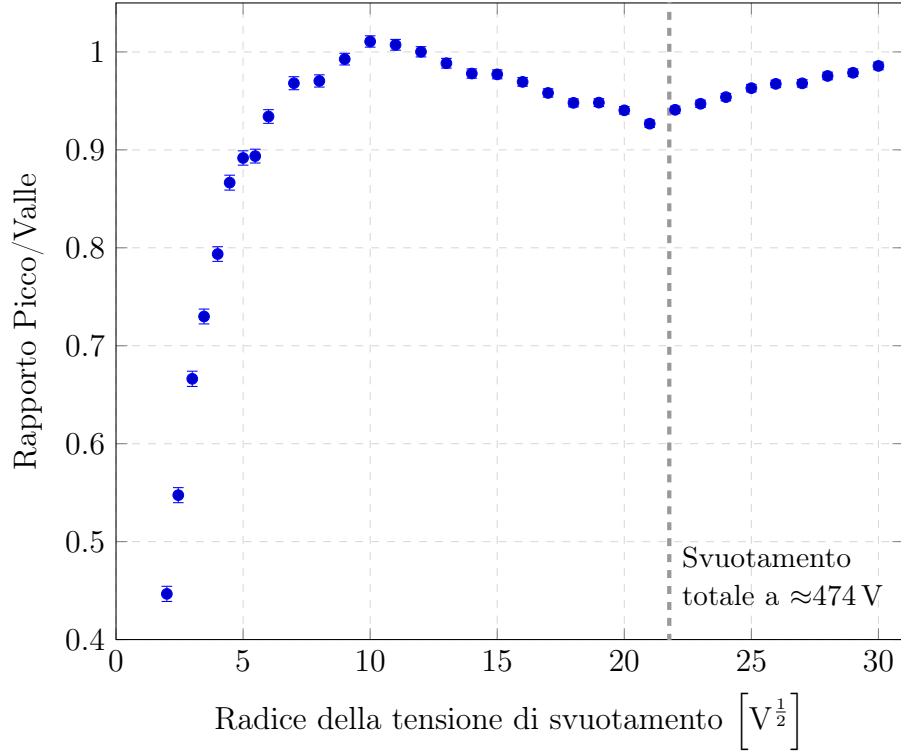


Figura 5.7: Rapporto tra il numero di eventi nel picco e nella valle, dati ottenuti simulando 100 milioni di eventi e valutando il picco a 60 keV. Dove non visibili le barre d'errore sono più piccole delle dimensioni del simbolo.

In figura 5.7 è possibile osservare i valori del rapporto picco/valle ottenuti dalla simulazione per diversi valori della tensione di svuotamento, sull'asse delle ascisse viene indicata la radice quadrata della tensione di svuotamento poiché lo spessore della regione svuotata è proporzionale a questa grandezza.

Il fatto che per piccoli spessori di svuotamento questo valore diminuisca può essere dovuto al numero di eventi la cui energia non è completamente raccolta, infatti il range dei fotoelettroni emessi è dell'ordine di poche decine di micrometri e lo spessore della zona di svuotamento per una tensione di 4 V è stimato a  $27 \pm 3 \mu\text{m}$ , per la massima tensione di svuotamento utilizzata sperimentalmente di 196 V lo spessore è stimato essere di  $161 \pm 16 \mu\text{m}$ , lo spessore in caso di svuotamento totale è di  $250 \mu\text{m}$ . Nei parametri di configurazione della simulazione lo spessore di svuotamento viene specificato senza errore.

Rispetto ai risultati della precedente sezione l'andamento del rapporto picco/valle sembra avere una maggiore regolarità, una volta superata la zona in cui la regione svuotata è confrontabile con il range del fotoelettrone. La differenza più significativa



rispetto al precedente insieme di simulazioni è il valore del parametro di rumore, questo termine nasconde quindi parzialmente gli effetti di non contenimento, confermandosi come maggior agente di degrado delle informazioni provenienti dal rivelatore.

### 5.3 Risultati sperimentali

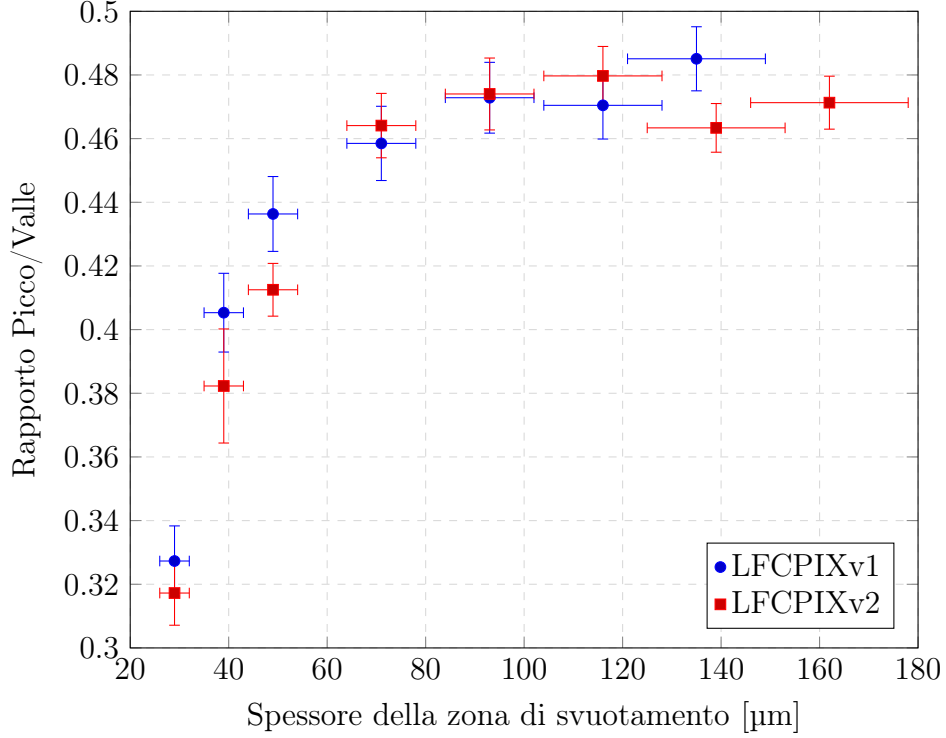


Figura 5.8: Rapporto tra il numero di eventi nel picco e nella valle, valori riferiti al picco a 60 keV, dati sperimentali ottenuti da LFCPIXv1 e LFCPIXv2.

I risultati rappresentati nei grafici sono anche elencati per esteso nella tabelle in appendice A. Come anticipato nel capitolo precedente, la durata di una presa dati è dell'ordine di una giornata, arrivando anche a più di due giorni per piccoli spessori di svuotamento ossia per bassa tensione applicata. Questa si è rivelata essere una condizione necessaria per ottenere dati con incertezze ragionevoli.

Le incertezze sugli spessori di svuotamento rappresentate nei grafici sono calcolate tramite la propagazione degli errori a partire dalla stima di resistività citata in sezione 2.1 e dalla formula 1.5, che sono il riferimento per il calcolo dello spessore di svuotamento a partire dalla tensione applicata tramite il generatore.

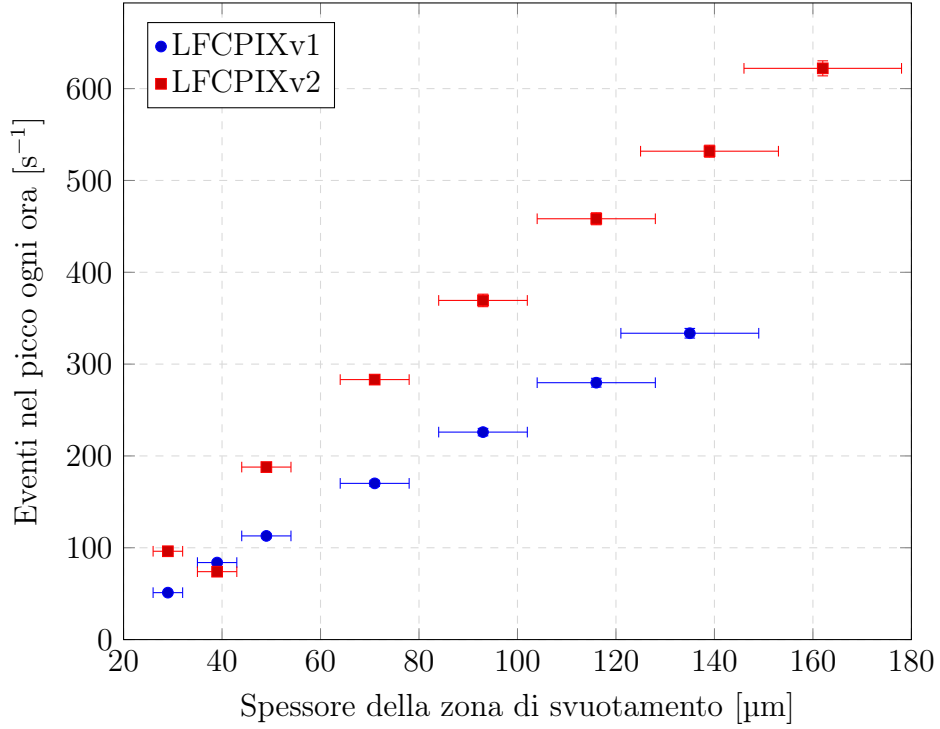


Figura 5.9: Numero di eventi nel picco in funzione della radice della tensione di svuotamento, dati sperimentali ottenuti da LFCPIXv1 e LFCPIXv2. Dove non visibili le barre d'errore sono più piccole del simbolo.

Le misure sono state eseguite in due gruppi separati, nel primo gruppo rientrano tutte le misure con LFCPIXv2 tranne quella a 9 V, ossia circa  $39 \mu\text{m}$ , nel secondo gruppo rientrano tutte le altre; nell'intervallo di tempo tra i due gruppi di misure la strumentazione è stata completamente smontata, nonché trasferita in un altro laboratorio per un breve lasso di tempo.

In figura 5.8 è possibile osservare i valori del rapporto picco/valle ottenuti dai dati sperimentali per diversi valori dello spessore della zona svuotata. Tra i due dispositivi sembra esserci una buona compatibilità dei dati; nel caso di LFCPIXv2 sembra esserci un massimo per una tensione di 100 V, ossia uno spessore di circa  $116 \mu\text{m}$ , che corrisponde a ciò che risulta dalla simulazione; nel caso di LFCPIXv1 invece il massimo non compare ma l'analisi è limitata dalla minore tensione di breakdown di questa versione del dispositivo che non permette misure oltre i 136 V.

In figura 5.9 è rappresentato l'andamento del numero di eventi all'ora all'interno del picco in funzione dello spessore della regione di svuotamento. Si nota immediatamente che il dato relativo a LFCPIXv2 appartenente al secondo gruppo di misura sembra rientrare nell'andamento dei dati di LFCPIXv1, questo probabilmente

perché la quantità rappresentata dipende fortemente dal posizionamento relativo della sorgente rispetto al rivelatore, nonostante il supporto in cartone realizzato appositamente questa non risulta ben riproducibile, per esempio l'involucro della sorgente è cilindrico e può ruotare nel supporto ma non è detto che l'esposizione alla radiazione rimanga inalterata. In questo ragionamento si tiene conto del fatto che i dati sono relativi ad un unico pixel sull'intera matrice, eseguendo misure identiche su diversi pixel distanti fra loro e facendone una media si potrebbe annullare questo effetto. L'unica conclusione che si può trarre è quindi che l'andamento del numero di eventi nel picco appare lineare, rispettando le previsioni, ma non si possono effettuare confronti tra i due dispositivi.

## 5.4 Confronto e discussione

Dalle sezioni precedenti è possibile notare un accordo tra simulazione e misure sperimentali nell'andamento delle quantità studiate, ma questo accordo non rimane se si vanno a confrontare i valori del rapporto picco/valle che hanno in media un valore doppio nei risultati della simulazione rispetto ai risultati sperimentali. Questa quantità dovrebbe avere valori compatibili nelle due esperienze poiché dipende soltanto dai fenomeni di non contenimento; differente è il caso del numero di eventi nel picco fotoelettrico che dipende invece da quantità che non è possibile conoscere in entrambe le situazioni, nel caso della simulazione si conosce il numero di eventi totali ma non si ha nozione del tempo, nelle misure sperimentali il contrario.

Una strada intrapresa per cercare di spiegare questa situazione è stata una modifica dei valori di mobilità per i portatori di carica all'interno della simulazione, questo parametro va a modificare di conseguenza anche il valore del coefficiente di diffusione secondo la relazione di Einstein (equazione 1.13) e può quindi condizionare direttamente l'entità del fenomeno di diffusione. Come esposto in sezione 3.1.2, nel modello descritto dalla simulazione la mobilità dei portatori dipende dalla temperatura e la velocità di deriva aggiunge una dipendenza dal campo elettrico.

Un aumento della mobilità potrebbe non portare alcun effetto sui fenomeni di non contenimento, nonostante il coefficiente di diffusione cresca con la mobilità allo stesso modo il tempo di raccolta diminuisce all'aumentare della velocità di deriva dei portatori, e come noto questa aumenta con la mobilità. D'altronde il modello utilizzato nella simulazione applica una dipendenza aggiuntiva della velocità di deriva dal campo elettrico, in particolare questa quantità tende a saturare per valori elevati del campo elettrico, la velocità non cresce quindi con lo stesso ritmo con cui cresce il fenomeno di diffusione e questo porta ad un effetto visibile sulla stima dei fenomeni di non contenimento. Si è deciso di non modificare il valore del coefficiente di diffusione in maniera indipendentemente dalla mobilità dei portatori, si è quindi ritenuta sempre valida la relazione di Einstein 1.13.

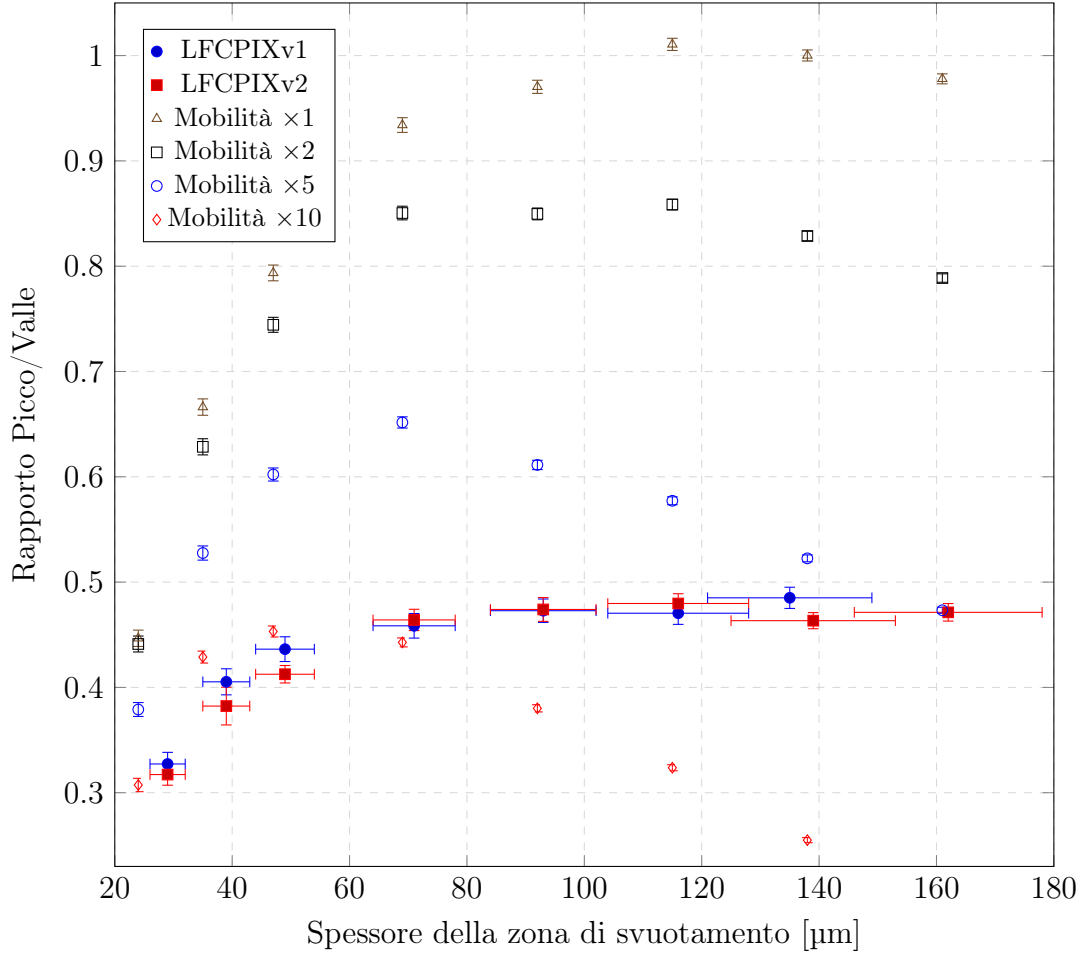


Figura 5.10: Valori del rapporto picco/valle estratti dalla simulazione per diversi valori della mobilità dei portatori, confrontati con i dati sperimentali. Dove non visibili le barre d'errore sono più piccole del simbolo.

Dai dati rappresentati in figura 5.10 si possono trarre alcune conclusioni su questo fenomeno, la diffusione sembra acquisire sempre più importanza al crescere della mobilità probabilmente a causa della sempre più rapida saturazione della velocità di deriva.

Come è possibile osservare nella stessa figura i risultati delle simulazioni con un valore superiore al normale per la mobilità dei portatori non hanno migliorato l'accordo con i dati sperimentali. In media il valore della quantità studiata si è avvicinato ai dati sperimentali all'aumentare della mobilità, ma allo stesso tempo l'andamento è andato allontanandosi acquisendo un punto di massimo ben definito che non è riscontrabile nella controparte sperimentale. Inoltre l'aumento di mobilità

necessario a modificare significativamente il valore del rapporto picco/valle non è giustificabile, un'incertezza non valutata nella funzione empirica presa a modello [18] o delle differenze nelle caratteristiche del materiale non possono spiegare un fattore moltiplicativo pari o superiore a 5.

## Capitolo 6

# Conclusioni e prospettive

Durante questa tesi è stata affinata una metodologia per lo studio tramite simulazione computazionale degli effetti di non contenimento in rivelatori a semiconduttore, confrontandone i risultati con quelli di un'esperienza sperimentale realizzata su un rivelatore ad alta resistività in tecnologia CMOS.

Sono stati analizzati gli effetti che partecipano al fenomeno di non contenimento quali la diffusione e la fuga del fotoelettrone, riuscendo a separare ciascun contributo e fornendone una stima. Per lo studio degli effetti della fuga del fotoelettrone si è ottenuta una stima del range medio del fotoelettrone a diverse energie utilizzando il software di simulazione. È stato studiato il contributo del fenomeno di diffusione nello spettro in energia, a partire da questo studio è stata definita una funzione empirica per la valle affianco al picco ottenendo con buona precisione tramite i fit una stima dei parametri di interesse, ossia il rapporto picco/valle e il numero di eventi fotoelettrici.

Attraverso questa analisi si è arrivati ad una stima del rumore inferiore del 15% rispetto ad una stima ottenibile con un semplice fit eseguito con la funzione degli errori complementare, è stato inoltre possibile osservare la stabilizzazione degli effetti di non contenimento oltre i 100  $\mu\text{m}$  nel caso sperimentale e predire un ulteriore miglioramento oltre lo svuotamento totale attraverso la simulazione computazionale.

I parametri stimati sono stati confrontati tra il caso simulato e quello sperimentale mostrando l'efficacia del metodo ma anche i suoi attuali limiti, che rimangono aperti a futuri sviluppi.

La metodologia sviluppata potrà essere utilizzata per ripetere un'esperienza analoga con sorgenti di fotoni ad energia inferiore, questo potrebbe completare il quadro sulle caratteristiche del dispositivo andando a stimare direttamente il coefficiente di attenuazione lineare. Un interessante obiettivo per gli sviluppi futuri potrebbe essere la forma analitica della funzione che descrive la valle e il fenomeno di diffusione sullo spettro in energia.

# Appendice A

## Dati e parametri

Tabella A.1: Dati sperimentali ottenuti con LFCPIXv1 e LFCPIXv2, valori relativi al picco a 60 keV. Lo spessore della zona di svuotamento è stimato a partire dalle formule in 1.1.2.  $\Delta t$  indica la durata in ore della misura. La differenza di potenziale indicata si riferisce solo alla tensione impostata sul generatore, a cui va sommata la tensione del terminale vddaBIAS, pari a 1.8 V.

LFCPIXv1	$\Delta\varphi_{ext}$ [V]	$\Delta t$ [h]	$W_D$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\frac{N_{peak}}{hour}$ [ $\text{h}^{-1}$ ]	$\frac{N_{peak}}{N_{valley_h}}$
	4	48	$29 \pm 3$	$51 \pm 1$	$0.327 \pm 0.011$
	9	37	$39 \pm 4$	$84 \pm 2$	$0.405 \pm 0.012$
	16	36	$49 \pm 5$	$113 \pm 2$	$0.436 \pm 0.012$
	36	26	$71 \pm 7$	$170 \pm 4$	$0.459 \pm 0.012$
	64	23	$93 \pm 9$	$226 \pm 4$	$0.473 \pm 0.011$
	100	20	$116 \pm 12$	$280 \pm 5$	$0.471 \pm 0.012$
	136	20	$135 \pm 14$	$334 \pm 5$	$0.485 \pm 0.010$
LFCPIXv2	$\Delta\varphi_{ext}$ [V]	$\Delta t$ [h]	$W_D$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\frac{N_{peak}}{hour}$ [ $\text{h}^{-1}$ ]	$\frac{N_{peak}}{N_{valley_h}}$
	4	48	$29 \pm 3$	$96 \pm 2$	$0.317 \pm 0.010$
	9	26	$39 \pm 4$	$74 \pm 3$	$0.382 \pm 0.018$
	16	64	$49 \pm 5$	$188 \pm 3$	$0.413 \pm 0.008$
	36	28	$71 \pm 7$	$283 \pm 5$	$0.464 \pm 0.010$
	64	19	$93 \pm 9$	$369 \pm 7$	$0.474 \pm 0.011$
	100	23	$116 \pm 12$	$458 \pm 7$	$0.480 \pm 0.009$
	144	28	$139 \pm 14$	$532 \pm 7$	$0.463 \pm 0.008$
	196	20	$162 \pm 16$	$622 \pm 8$	$0.471 \pm 0.008$

Tabella A.2: Dati ottenuti dalla simulazione di 100 milioni di eventi, valori riferiti al picco a 60 keV. I valori di tensione e spessore di svuotamento vengono impostati come parametri privi di errore.

$\Delta\varphi_{ext}$ [V]	$W_D$ [ $\mu\text{m}$ ]	$N_{peak}$	$\frac{N_{peak}}{N_{valley_h}}$
4	24	$13\,072 \pm 170$	$0.4467 \pm 0.0077$
6	29	$18\,937 \pm 191$	$0.5475 \pm 0.0077$
9	35	$26\,111 \pm 210$	$0.6662 \pm 0.0078$
12	41	$33\,102 \pm 232$	$0.7299 \pm 0.0076$
16	47	$40\,382 \pm 252$	$0.7936 \pm 0.0075$
20	52	$46\,857 \pm 266$	$0.8665 \pm 0.0076$
25	58	$53\,120 \pm 281$	$0.8917 \pm 0.0073$
30	63	$58\,207 \pm 295$	$0.8936 \pm 0.0071$
36	69	$65\,363 \pm 310$	$0.9341 \pm 0.0070$
49	81	$78\,159 \pm 337$	$0.9681 \pm 0.0066$
64	92	$88\,802 \pm 359$	$0.9704 \pm 0.0062$
81	104	$102\,263 \pm 383$	$0.9927 \pm 0.0060$
100	115	$114\,108 \pm 404$	$1.0107 \pm 0.0058$
121	126	$124\,538 \pm 423$	$1.0073 \pm 0.0055$
144	138	$136\,050 \pm 443$	$1.0001 \pm 0.0052$
169	149	$146\,080 \pm 459$	$0.9884 \pm 0.0050$
196	161	$157\,766 \pm 479$	$0.9779 \pm 0.0047$
225	172	$168\,479 \pm 494$	$0.9771 \pm 0.0046$
256	184	$179\,731 \pm 512$	$0.9694 \pm 0.0044$
289	195	$188\,975 \pm 526$	$0.9581 \pm 0.0042$
324	207	$199\,441 \pm 542$	$0.9480 \pm 0.0041$
361	218	$210\,111 \pm 556$	$0.9482 \pm 0.0040$
400	230	$221\,105 \pm 572$	$0.9404 \pm 0.0038$
441	241	$229\,391 \pm 584$	$0.9267 \pm 0.0037$
484	250	$238\,197 \pm 592$	$0.9409 \pm 0.0037$
529	250	$238\,886 \pm 594$	$0.9470 \pm 0.0037$
576	250	$240\,058 \pm 595$	$0.9539 \pm 0.0038$
625	250	$241\,457 \pm 595$	$0.9630 \pm 0.0038$
676	250	$241\,646 \pm 595$	$0.9674 \pm 0.0038$
729	250	$241\,562 \pm 594$	$0.9679 \pm 0.0038$
784	250	$242\,637 \pm 599$	$0.9755 \pm 0.0039$
841	250	$243\,684 \pm 596$	$0.9787 \pm 0.0038$
900	250	$243\,676 \pm 595$	$0.9857 \pm 0.0039$



Tabella A.3: Parametri utilizzati per tutte le simulazioni, salvo dove diversamente specificato.

Nome parametro	Valore fissato
Threshold	0
Noise	360
ThresholdDispersion	0
Xtalk	0.037
Xsize	7.9 mm
Ysize	9.0 mm
ElectrodeWidth	50 $\mu\text{m}$
ElectrodeLength	250 $\mu\text{m}$
Xpitch	50 $\mu\text{m}$
Ypitch	250 $\mu\text{m}$
Thickness	250 $\mu\text{m}$
Depletion	tabella A.2
NUxSize	1 $\mu\text{m}$
PolarizationStep	0.1 $\mu\text{m}$
Zstep	0.1 $\mu\text{m}$
PairEnergy	3.6 eV
TrappingModel	0
HoleTrappingTime	60 000 ns
ElectronTrappingTime	60 000 ns
ElectronsXdriftAngle	0
HolesXdriftAngle	0
Material	Silicon
Temperature	300 K
GrainsMapFlag	0
RamoFileFlag	2
RamoStep	5 $\mu\text{m}$
RamoNumberOfIterations	1000
MinimumCharge	20
PolarizationFlag	0
BiasVoltage	tabella A.2
DepletionVoltage	uguale a BiasVoltage con un massimo di 474 V
ConductionType	1
TrackingLevel	1
PulseShapeFlag	0

# Appendice B

## Codice programma di misura

241Am\_script.py

---

```
1 # Script for data taking from LFCPIX with 241Am gamma rays.
  # This script must be used with Python version 2.x
  #
  # 11 April 2018
  # written by A. Andreazza, P.F. Fontana, B. Jelmini, S. Monzani, A. Sidoti
6
  import visa
  import lfcpix
  import numpy as np
  from time import sleep
11 from time import time
  from array import array
  from ROOT import TFile, TH1F, TTree

16 # Define pixel class, default pixel has a good voltage gain
  class Pixel:
      def __init__(self, column=13, row=78):
          self.column = column
          self.row = row
21

  # Declare ROOT file, this file will contain everything
  hfile = TFile("241Am.root", 'RECREATE', "ROOT file with histograms")
  # Create and configure ROOT TTree structure
26 tree = TTree("Tree241Am", "Tree with 241Am gamma rays data")

  # Time of event in seconds since epoch
  event_time = array('d', [time()])
  tree.Branch("EventTime", event_time, 'event_time/D')
31 # Time interval between events in seconds
  time_diff = array('f', [0])
```

```

tree.Branch("EventsTimeInterval", time_diff, 'time_diff/F')
# Amplitude in volt
amplitude_volt = array('f', [0])
36 tree.Branch("Amplitude", amplitude_volt, 'amplitude_volt/F')
# Baseline (minimum of wave function) in volt
baseline_volt = array('f', [0])
tree.Branch("Baseline", baseline_volt, 'baseline_volt/F')
# Noise (standard deviation of baseline) in volt
41 noise_volt = array('f', [0])
tree.Branch("Noise", noise_volt, 'noise_volt/F')

# Declare variable for simple interaction with oscilloscope
if 'rm' not in locals():
46     rm = visa.ResourceManager()

# Initialize and power on the chip
if 'l' not in locals():
    l = lfcpix.lfcpix()
51     l.power()
    l.init_chip()

# Definition of ROOT histograms
h_ampl = TH1F("Amplitude", "Voltage signal amplitude", 500, 0, 0.4)
56 h_time = TH1F("Interval", "Time interval between events", 500, 0, 5)

# Threshold for event detection in volt
threshold_volt = 0.040

61 # Create a Pixel object and enable it
pix = Pixel()
l.set_preamp_en([pix.column, pix.row])
sleep(0.5)
l.set_mon_en([pix.column, pix.row])
66 sleep(0.5)

# Set to true if we need to reconfigure oscilloscope
need_reconf = bool(True)

71 # Define time of data detection in seconds
detection_time = int(3600*24)

# Take current time, detection start
start_time = int(time())
76
with open('241Am.output', 'w') as output_file:
    output_file.write("Script started at Unix time " + str(start_time) + "\n")

with open('241Am.error', 'w') as error_file:
81     error_file.write("Script started at Unix time " + str(start_time) + "\n")

```

```
# Remember last max amplitude and channel, used to check that oscilloscope
# does not return identical waveform in two consecutive reads
vmax_last = float(0)
86 imax_last = int(0)

while (int(time()) - start_time) < detection_time:
    while need_reconf is True:
        try:
91         # disable injection during source scan
            l.set_inj_en()
            sleep(0.5)

            # configure oscilloscope
96         scope = rm.open_resource("TCPIP::192.168.1.3::instr0::INSTR")
            scope.timeout = 10000
            scope.write("chan2:wav1:state ON")
            scope.write("chan2:wav1:arit OFF")
            scope.write("chan2:coup AC")
101         scope.write("chan2:scale 0.06")
            scope.write("chan2:pos -1.5")
            scope.write("chan2:offs 0")
            scope.write("chan2:band full")
            # trigger configuration
106         scope.write("trig1:sour channel2")
            scope.write("trig1:edge:slope pos")
            scope.write("trig1:anedge:coup AC")
            scope.write("trig1:anedge:slope pos")

111         # read one waveform in autotrigger mode
            # -> find baseline value
            # -> set trigger level
            scope.write("trig1:mode auto")
            min_mean = array('f')
116         wave_tmp = scope.query_ascii_values("chan2:wav1:data?")

            for val in wave_tmp[0:400]:
                min_mean.append(float(val))
            if min_mean.buffer_info()[1] > 0:
121                 min_mean = np.mean(min_mean)
            else:
                min_mean = float(0)

            # trigger in normal mode
126         scope.write("trig1:mode norm")
            scope.write("trig1:level2:value "+str(min_mean+threshold_volt))
            with open('241Am.error', 'a') as error_file:
                error_file.write(
                    "New baseline value = " + str(min_mean) + "\n")
```

```

131         # After configuring it we are fine
        print "Oscilloscope has been configured"
        need_reconf = False

136         # Enable injection after successful configuration
        # Comment these two lines to use this script reading real source
        # events.
        # l.set_inj_en([pix.column, pix.row])
        # sleep(0.5)

141     except Exception as error:
        print "Argh! Found an exception during oscilloscope configuration!"
        print error.__doc__
        print error.message
146         with open('241Am.error', 'a') as error_file:
            error_file.write(
                str(time()) +
                ": encountered exception configuring oscilloscope.\n")
            error_file.write(error.message + "\n")
151         need_reconf = True

        # Wait a moment till things fix automagically
        sleep(120)

156     try:
        wave = scope.query_ascii_values("chan2:wav1:data?")

        # Find max average value
        max_pos = wave.index(max(wave))
161         max_mean = array('f')
        if ((max_pos == imax_last) and (wave[max_pos] == vmax_last)):
            continue
        else:
            imax_last = max_pos
            vmax_last = wave[max_pos]
166         for val in wave[max_pos-2:max_pos+2]:
            max_mean.append(float(val))
        if max_mean.buffer_info()[1] > 0:
            max_mean = np.mean(max_mean)
171         else:
            max_mean = float(0)
        # Find average value of baseline
        min_mean = array('f')
        for val in wave[0:100]:
            min_mean.append(float(val))
176         if min_mean.buffer_info()[1] > 0:
            noise = np.std(min_mean)
            min_mean = np.mean(min_mean)

```

```

else:
181     min_mean = float(0)

    # Save current amplitude and time, then write it everywhere
    amplitude_now = max_mean - min_mean
    time_now = time()

186     # Save measured values in arrays
    amplitude_volt[0] = amplitude_now
    time_diff[0] = time_now - event_time[0]
    event_time[0] = time_now
191     baseline_volt[0] = min_mean
    noise_volt[0] = noise

    # Fill ROOT tree and histograms
    tree.Fill()
196     tree.AutoSave()
    h_ampl.Fill(amplitude_now)
    h_time.Fill(time_diff[0])

    # Append time and amplitude to output file
201     with open('241Am.output', 'a') as output_file:
        output_file.write(
            "Time: " + str(time_now) +
            "\tAmplitude: " + str(amplitude_now) + "\n")

206     except Exception as error:
        print "Argh! Found an exception reading data!"
        print error.__doc__
        print error.message
        with open('241Am.error', 'a') as error_file:
211             error_file.write(
                str(time()) + ": encountered exception reading data.\n")
            error_file.write(error.message + "\n")
        need_reconf = True

216 # Modify histograms
h_ampl.GetAxis().SetTitle("Amplitude [V]")
h_ampl.GetYaxis().SetTitle("# of events")
h_time.GetAxis().SetTitle("Time interval [s]")
h_time.GetYaxis().SetTitle("# of events")

221 # Write histogram to file
h_ampl.Write()
h_time.Write()

226 # Close ROOT file
hfile.Close()

```

---

# Bibliografia

- [1] Torsten Bronger e Gregor Thalhammer. *Python VISA bindings for GPIB, RS232, and USB instruments*. URL: <http://github.com/pyvisa/pyvisa> (visitato il 31/01/2018).
- [2] CERN. *ROOT a Data analysis Framework*. URL: <http://root.cern.ch>.
- [3] Geant4 Collaboration. *Geant4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter*. URL: <http://geant4.org>.
- [4] Y. Degerli et al. «Pixel architectures in a HV-CMOS process for the ATLAS inner detector upgrade». In: *Journal of Instrumentation* 11.12 (2016), p. C12064. DOI: 10.1088/1748-0221/11/12/C12064.
- [5] The ATLAS Experiment. *ATLAS Fact Sheet*. 2011. URL: [http://atlasexperiment.org/pdf/ATLAS\\_fact\\_sheets.pdf](http://atlasexperiment.org/pdf/ATLAS_fact_sheets.pdf) (visitato il 18/01/2018).
- [6] Angelo Geraci. *Principi di elettronica dei sistemi digitali*. McGraw-Hill, 2003.
- [7] Orhan Gürler et al. «Calculation of Projected Range of Electrons in Some Elemental Solids and Gases». In: *Japanese Journal of Applied Physics* 44.12R (2005), p. 8630. DOI: 10.1143/JJAP.44.8630.
- [8] Toko Hirono et al. «CMOS pixel sensors on high resistive substrate for high-rate, high-radiation environments». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 831 (2016), pp. 94–98. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2016.01.088.
- [9] Bojan Hiti e Igor Mandić. «Charge collection in neutron irradiated LF CCPD\_VB and X-FAB XTB02 HVCMOS prototypes». In: CMOS Demonstrator weekly meeting. Jožef Stefan Institute, Experimental Particle Physics Department. Mag. 2016.
- [10] Marco Ianna. «Studio della raccolta di carica in rivelatori a pixel in tecnologia HV-CMOS». Tesi di Laurea Triennale in Fisica. Università degli Studi di Milano, 2016.

- [11] Beatrice Jelmini. «Caratterizzazione di un rivelatore a pixel HV-CMOS in tecnologia LFoundry 150 nm». Tesi di Laurea Triennale in Fisica. Università degli Studi di Milano, dic. 2017.
- [12] G Kramberger et al. «Investigation of Irradiated Silicon Detectors by Edge-TCT». In: *Transactions on Nuclear Science* 57.4 (ago. 2010), pp. 2294–2302. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2010.2051957.
- [13] Brookhaven National Laboratory. *National Nuclear Data Center - Chart of Nuclides*. URL: <http://nndc.bnl.gov/chart> (visitato il 10/12/2017).
- [14] Lawrence Berkeley National Laboratory. *X-Ray Data Booklet*. URL: <http://xdb.lbl.gov> (visitato il 31/01/2018).
- [15] Tommaso Lari. «PixTestSiliconCode». Software per la simulazione di un rivelatore a pixel, scritto in linguaggio C++. Il codice non è al momento pubblicamente disponibile ma dovrebbe diventarlo nel prossimo futuro. 2002.
- [16] *National Institute of Standards and Technology*. URL: <https://physics.nist.gov/> (visitato il 05/04/2018).
- [17] Massimiliano Pieraccini e Daniele Mecatti. *Fondamenti di Elettronica*. 4<sup>a</sup> ed. Esculapio, 2013.
- [18] C. Jacoboni; C. Canali; G. Ottaviani; A. Alberigi Quaranta. «A review of some charge transport properties of silicon». In: *Solid-State Electronics* 20 (2 1977), pp. 77–89. ISSN: 0038-1101. DOI: 10.1016/0038-1101(77)90054-5.
- [19] Simon Ramo. «Currents Induced by Electron Motion». In: *Proceedings of the IRE* 27.9 (set. 1939), pp. 584–585. ISSN: 0096-8390. DOI: 10.1109/JRPROC.1939.228757.
- [20] Detector Physics Group Silicon Lab Bonn. *LFCPIX*. URL: <http://github.com/SiLab-Bonn/lfcpix> (visitato il 31/01/2018).
- [21] Helmuth Spieler. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press, 2012.
- [22] S. M. Sze e Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. 3<sup>a</sup> ed. Wiley, 2007.
- [23] TheNoise. Wikimedia. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pn-junction-equilibrium-graphs.png> (visitato il 08/02/2018).
- [24] Degerli Yavuz et al. *LFCPIX Demonstrator - test manual*. Universität Bonn et al., lug. 2016.