

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

**Studio e caratterizzazione di Low Gain
Avalanche Detectors (LGAD) di 15 e 20 μm di
spessore per il Time-Of-Flight detector del
futuro esperimento ALICE 3**

Relatore:
Prof.ssa Gilda Scioli

Presentata da:
Massimo D'Alessandro
Schmidt

Correlatore:
Dott.ssa Sofia Strazzi

Introduzione

Nel corso di questo lavoro di tesi, 10 prototipi di LGAD ultrasottili con spessori di $15\ \mu m$ e $20\ \mu m$, forniti dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK), sono stati caratterizzati completamente. Questi prototipi rivestono un ruolo cruciale nell'ambito della ricerca e sviluppo di tecnologie al silicio innovative, considerando la loro potenziale applicazione nel sistema a tempo di volo dell'esperimento ALICE 3, previsto per essere installato presso il Large Hadron Collider (LHC) del CERN.

L'obiettivo principale di questa tesi è stato quello di analizzare e confrontare il comportamento di questi sensori al fine di identificare coppie di sensori con caratteristiche strutturali ed elettriche simili. Questa ricerca mira a implementare un nuovo concetto di rivelatore, in cui due LGAD vengono collegati allo stesso amplificatore per ottenere un segnale più elevato con conseguenti vantaggi per l'elettronica e migliorare la risoluzione temporale.

La caratterizzazione di questi 10 LGAD è stata condotta attraverso una serie di misurazioni, tra cui le curve corrente-tensione (I-V) per determinare la tensione di breakdown (V_{BD}) di ciascun sensore, e le curve capacità-tensione (C-V) per estrarre informazioni quali lo spessore, la tensione di svuotamento completo del sensore, il profilo di doping e l'andamento del campo elettrico in funzione dello svuotamento.

Indice

1	ALICE 3	13
1.1	Introduzione alla fisica delle particelle elementari	14
1.1.1	Adroni	15
1.1.2	Cromodinamica quantistica	15
1.2	Quark–Gluon Plasma (QGP)	16
1.2.1	Evoluzione del QGP	16
1.2.2	Il potenziale bariochimico e la temperatura critica	17
1.2.3	Evidenze sperimentali del QGP	18
1.3	L’esperienza ALICE e ALICE 3	21
1.3.1	LHC	21
1.3.2	L’esperienza ALICE	21
1.3.3	Apparato sperimentale di ALICE	23
1.3.4	L’esperienza ALICE 3	23
1.4	Apparato sperimentale di ALICE 3	24
1.4.1	Tracker	24
1.4.2	Time-Of-Flight	25
1.4.3	Calorimetro ECAL	27
1.4.4	Rivelatore RICH	28
1.4.5	Muon Identifier	30
1.4.6	Forward Conversion Tracker (FCT)	30
1.4.7	Magnete superconduttore	32
2	Sensori al silicio	33
2.1	Semiconduttori	34
2.2	Giunzione non polarizzata	35
2.3	Giunzione polarizzata	37
2.3.1	Polarizzazione inversa	37
2.3.2	Polarizzazione diretta	38
2.4	Rivelatore a semiconduttore	41
2.4.1	Rivelatore al silicio	41
2.4.2	Meccanismo di rivelazione	42
2.4.3	Ionizzazione da impatto e guadagno	42
2.4.4	Low Gain Avalanche Detectors	45
2.4.5	Le applicazioni degli LGAD	48
3	Misure sperimentali sugli LGAD	51
3.1	Apparato strumentale	52
3.1.1	Sensori LGAD	52

3.1.2	Apparato strumentale per le misure I-V	53
3.1.3	Apparato strumentale per le misure C-V	56
3.2	Analisi dati misura I-V	59
3.3	Analisi dati misura C-V	63
3.3.1	Spessore del sensore	64
3.3.2	Tensione di svuotamento completo del sensore	66
3.3.3	Il profilo di doping	67
3.3.4	Campo elettrico in funzione dello svuotamento	68
	Conclusioni	71
	Appendice	73
	Bibliografia	75
	Ringraziamenti	77

Elenco delle figure

1.1.1	<i>Le particelle e i campi di forza secondo la classificazione del Modello Standard.</i>	14
1.1.2	<i>Schema delle interazioni tra particelle elementari.</i>	15
1.2.1	<i>Rappresentazione delle fasi successive alla collisione tra ioni pesanti in regime ultra-relativistico.</i>	17
1.2.2	<i>Diagramma di fase della QCD in termini della temperatura e del potenziale bariochimico.</i>	18
1.2.3	<i>Rappresentazione del flusso ellittico.</i>	20
1.3.1	<i>Schema del LHC.</i>	22
1.3.2	<i>Diagramma secondo la QCD.</i>	22
1.3.3	<i>Produzione del plasma con successivo freeze out.</i>	22
1.3.4	<i>Rivelatore ALICE.</i>	23
1.4.1	<i>Schema concettuale di un possibile rivelatore, i sensori che verranno impiegati sono infatti ancora in fase di valutazione.</i>	24
1.4.2	<i>Nella prima immagine (in alto) è rappresentato il vertex detector. Nella seconda figura (in basso) invece sono rappresentati i due vacuum.</i>	25
1.4.3	<i>Rappresentazione schematica in 3D dell'outer tracker.</i>	25
1.4.4	<i>Rappresentazione della tecnologia MAPS del progetto ARCADIA.</i>	26
1.4.5	<i>Specifiche tecniche per il sistema del TOF.</i>	27
1.4.6	<i>Specifiche tecniche del calorimetro ECAL.</i>	28
1.4.7	<i>Schema effetto Čerenkov.</i>	29
1.4.8	<i>Grafico che rappresenta la variazione dell'angolo Čerenkov in funzione della variazione degli impulsi per diverse particelle.</i>	30
1.4.9	<i>Possibile schema per il FCT: in verde sono rappresentati i dischi in silicio del FCT, mentre in blu quelli usati per il tracker di ALICE 3.</i>	31
1.4.10	<i>Specifiche tecniche dei dischi in silicio per il FCT.</i>	31
1.4.11	<i>Schema delle possibili rappresentazioni del magnete superconduttore. A sinistra la configurazione bobina, a destra quella con bobina e magneti di dipolo.</i>	32
2.1.1	<i>La differenza tra banda di valenza e banda di conduzione nel caso di un metallo, un semiconduttore e un isolante.</i>	34
2.1.2	<i>Schema che mostra l'aggiunta di un ulteriore livello energetico a causa di un drogaggio di tipo n o p, rispetto alla situazione intrinseca.</i>	35
2.2.1	<i>Rappresentazione schematica di una giunzione p-n non polarizzata.</i>	36
2.2.2	<i>Nella situazione di equilibrio si hanno 4 regioni: la zona 1 e 4 sono zone elettricamente neutre di tipo p e n non influenzate dalla formazione della giunzione, mentre la 2 e la 3 sono zone di carica spaziale negativa e positiva.</i>	36

2.3.1	<i>Rappresentazione schematica di una giunzione p-n polarizzata direttamente (a) e inversamente (b).</i>	37
2.3.2	<i>Caratteristica tensione-corrente per un diodo.</i>	39
2.3.3	<i>Caratteristica di un diodo I quadrante: confronto tra la tensione di soglia di germanio e silicio.</i>	40
2.4.1	<i>A sinistra una rappresentazione schematica di un rivelatore al silicio, a destra un rivelatore della Fondazione Bruno Kessler.</i>	41
2.4.2	<i>Rappresentazione schematica della moltiplicazione a valanga.</i>	43
2.4.3	<i>Dipendenza del coefficiente di ionizzazione dal campo elettrico.</i>	44
2.4.4	<i>Struttura schematizzata di un LGAD.</i>	45
2.4.5	<i>Andamento del campo elettrico. Il picco del campo elettrico è presente nella regione verde.</i>	46
2.4.6	<i>Andamento del campo elettrico in funzione della distanza dal centro del sensore. Si può osservare un picco in corrispondenza dei bordi della giunzione.</i>	46
2.4.7	<i>Struttura di un LGAD con JTE.</i>	46
2.4.8	<i>Esempio di uniformità della distribuzione del campo elettrico in LGAD con struttura JTE (i valori del campo elettrico sono in V/cm).</i>	47
2.4.9	<i>Tipica struttura di un LGAD con struttura JTE.</i>	47
2.4.10	<i>Schema della struttura di un LGAD con JTE, con a fianco l'andamento del campo elettrico.</i>	48
3.1.1	<i>I 10 sensori LGAD utilizzati durante l'esperienza.</i>	52
3.1.2	<i>Foto al microscopio di uno dei sensori LGAD testati. Nella figura si possono riconoscere il pad (riquadro chiaro più interno con al centro un riquadro più scuro dovuto alla metallizzazione più sottile e tre finestre senza metallizzazione) e il Guard Ring (riquadro chiaro più esterno).</i>	53
3.1.3	<i>A sinistra la probe station utilizzata e contenuta nella gabbia di Faraday mostrata a destra.</i>	53
3.1.4	<i>A sinistra l'amperometro utilizzato: Keithley 6487. A destra il generatore di tensione: CAEN NIM 8306.</i>	54
3.1.5	<i>Il cavo coassiale utilizzato per alimentare il chuck attraverso il generatore di tensione.</i>	54
3.1.6	<i>A sinistra una foto del setup per le misure I-V. A destra un'angolazione più ravvicinata degli spilli e del sensore sul chuck della Probe Station, qui si può inoltre osservare in alto a sinistra il cavo coassiale collegato al chuck tramite un connettore BNC, e nel centro il sensore sotto test, appoggiato al chuck.</i>	55
3.1.7	<i>Due generatori di tensione TDK-Lambda Z100-2 in serie.</i>	56
3.1.8	<i>Impedence Analyser KEYSIGHT E4990A.</i>	56
3.1.9	<i>Bias-TEE utilizzato, aperto e chiuso.</i>	57
3.1.10	<i>Setup utilizzato per la caratteristica C-V.</i>	57
3.1.11	<i>Programma LabVIEW per le misure C-V.</i>	58
3.2.1	<i>I-V sovrapposte di tutti i sensori LGAD del tipo W17.</i>	59
3.2.2	<i>I-V sovrapposte di tutti i sensori LGAD del tipo W18.</i>	60
3.2.3	<i>Esempio del fit per l'estrazione del voltaggio di breakdown per un sensore da 20 μm di spessore (nello specifico il sensore W17 18D).</i>	61

3.2.4 Esempio del fit per l'estrazione del voltaggio di breakdown per un sensore da 15 μm di spessore (nello specifico il sensore W18 14D).	61
3.3.1 Grafico delle C-V sovrapposte di tutti i sensori del wafer 17 analizzati. . .	63
3.3.2 Grafico delle C-V sovrapposte di tutti i sensori del wafer 18 analizzati. . .	64
3.3.3 Grafico, del sensore W17 15D, dell'andamento della tensione in funzione della profondità.	65
3.3.4 Grafico, del sensore W18 17D, dell'andamento della tensione in funzione della profondità.	65
3.3.5 Grafico $\frac{1}{C^2} - V$ del sensore W17 15D.	66
3.3.6 Grafico $\frac{1}{C^2} - V$ del sensore W18 17D.	66
3.3.7 Grafico, del sensore W17 15D, dell'andamento del profilo di doping in funzione della profondità.	67
3.3.8 Grafico, del sensore W18 17D, dell'andamento del profilo di doping in funzione della profondità.	68
3.3.9 Grafico, del sensore W17 15D, dell'andamento del campo elettrico in funzione della profondità.	68
3.3.10 Grafico, del sensore W18 17D, dell'andamento del campo elettrico in funzione della profondità.	69

Elenco delle tabelle

3.1	Tabella contenente le caratteristiche nominali dei sensori analizzati. . . .	52
3.2	Tabella contenente i valori della tensione di breakdown per i sensori analizzati.	62
3.3	Spessore per ogni sensore studiato.	64
3.4	I valori delle tensioni di depletion per tutti i sensori analizzati.	67

Capitolo 1

ALICE 3

Nella prima parte di questo capitolo saranno trattati temi come il Modello Standard, il Quark-Gluon Plasma (QGP) e le sue evidenze sperimentali. Nella seconda parte invece sarà principalmente analizzato il futuro esperimento ALICE 3.

1.1 Introduzione alla fisica delle particelle elementari

La fisica delle particelle elementari è completamente descritta dal **Modello Standard**[1], un insieme di **teorie di campo quantizzato** che descrive tre delle quattro interazioni fondamentali note tra le particelle: le interazioni forte, elettromagnetica e debole. Le teorie di campo quantizzato conciliano i principi della meccanica quantistica con quelli della relatività ristretta e si basano sull'assunzione che le particelle e il campo non siano due entità distinte ma che esista un unico ente fisico, cioè il **campo**, dotato di momento angolare di spin, una massa e una carica interna. In presenza di una perturbazione il campo varia la propria energia e quantità di moto attraverso unità discrete dette quanti. Attualmente, sulla base dei dati sperimentali, si possono classificare diversi tipi di campi: 12 campi materiali fondamentali, in cui i quanti hanno natura fermionica e hanno spin $1/2$; 4 campi corrispondenti a 4 quanti di natura bosonica (fotone, gluone, bosone Z^0 e bosone W^\pm); e infine il campo scalare di Higgs.

I 12 quanti fermionici sono soggetti sia all'interazione elettromagnetica che debole, e si dividono in due categorie:

- **6 quark** (*up, down, charm, strange, top e bottom*): portatori di una carica interna detta carica di colore e interagenti per forza forte;
- **6 leptoni** (*elettrone, muone, tauone, neutrino elettronico, neutrino muonico, neutrino tauonico*): non dotati di carica di colore, quindi non soggetti all'interazione forte, e di massa generalmente inferiore a quella dei quark.

In [figura 1.1.1](#) si possono vedere riassunte le particelle e i campi di forza secondo la classificazione appena descritta.

In [figura 1.1.2](#) invece si può vedere un riassunto delle interazioni tra particelle.

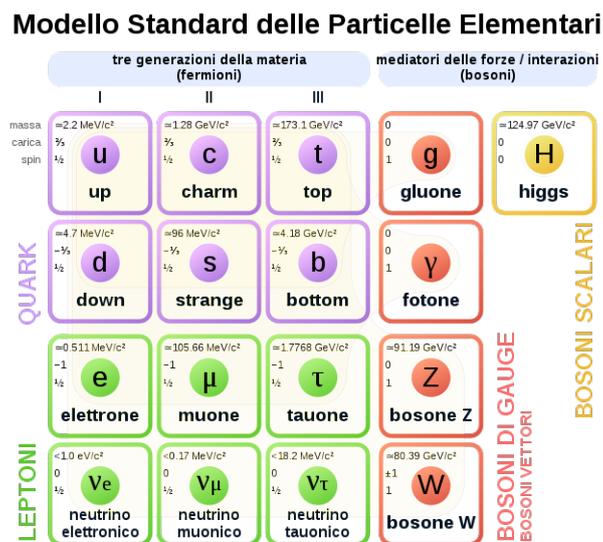


Figura 1.1.1: Le particelle e i campi di forza secondo la classificazione del Modello Standard.

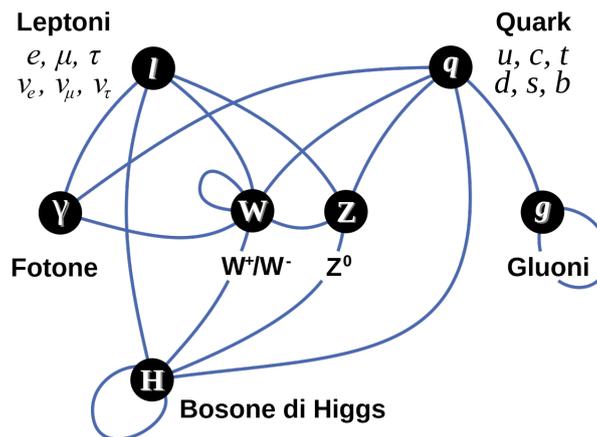


Figura 1.1.2: Schema delle interazioni tra particelle elementari.

1.1.1 Adroni

I quark sono i costituenti degli **adroni**, particelle composte di carica di colore nulla che si possono dividere in due famiglie:

- **mesoni** (bosoni, che seguono quindi la statistica di Bose-Einstein): formati da una combinazione di quark e antiquark, generalmente più leggeri di protoni e neutroni;
- **barioni** (fermioni, che seguono quindi la statistica di Fermi-Dirac): formati da una combinazione di tre quark o tre antiquark.

Gli adroni sono quindi particelle soggette all'interazione forte.

In generale gli adroni sono **instabili**, avendo tempi di decadimento molto brevi (circa $10^{-22}s$). I loro **decadimenti** portano ad adroni **stabili** (rispetto a tutte le interazioni) o **quasi stabili** (stabili per interazione forte ma potenzialmente decadenti per interazione debole o elettromagnetica) con vita media compresa tra $10^{-8}s$ e $10^{-12}s$.

1.1.2 Cromodinamica quantistica

L'interazione forte è completamente descritta dalla cromodinamica quantistica (QCD), teoria quantistica di campo basata sulla simmetria del gruppo $SU(3)$: qui i quark possiedono una carica di colore convenzionalmente indicata con i numeri 1, 2, 3 o come verde, rosso e blu.

La particolarità dell'interazione è che l'intensità della forza forte aumenta con la distanza, comportamento denominato **libertà asintotica**: il risultato è una forza molto intensa nel regime delle basse energie (cioè a grandi distanze) e, viceversa, di bassa intensità nel regime delle alte energie (a piccole distanze).

La sua conseguenza è che i quark non possono essere separati dagli adroni: per farlo infatti risulterebbe necessario fornire sempre più energia; in questo caso, a causa della natura dell'interazione, la loro energia cinetica viene trasformata in energia potenziale immagazzinata dal campo. Se tale energia è sufficientemente elevata essa è impiegata per la creazione di coppie quark-antiquark (il cosiddetto fenomeno dei **jet adronici**). Il fatto che i quark non si possano separare dagli adroni è detto **confinamento**.

1.2 Quark–Gluon Plasma (QGP)

Il **Quark–Gluon Plasma** (QGP) è uno stato della materia, previsto dalla cromodinamica quantistica, che si verifica in condizioni di alte densità di energie (superiori a $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) e alte temperature, in cui le particelle elementari, che costituiscono gli adroni, sono deconfinati[2], cioè libere.

Il QGP si trova all’equilibrio termico e vicino all’equilibrio chimico e, come detto, è caratterizzato dalla presenza di cariche di colore libere (caratteristica evidenziata dalla parola plasma)[3].

Si ipotizza che subito dopo il Big Bang, in un arco temporale compreso tra 10^{-10}s e 10^{-6}s , la materia esistesse sotto questa forma.

Tramite degli acceleratori, si utilizzano collisioni tra ioni pesanti in regime ultra-relativistico per ricreare le condizioni di temperatura e densità per il plasma di quark e gluoni, in questo modo si possono ottenere informazioni sulle fasi iniziali dell’universo.

I modelli perturbativi della QCD assumono cambiamenti piccoli rispetto allo stato fondamentale, questo permette quindi una semplificazione dei calcoli. Inoltre sono stati condotti pochi esperimenti in regime non perturbativo, quindi l’analisi delle proprietà e delle caratteristiche del QGP potrebbe portare a ulteriori conferme delle teorie sui modelli di particelle elementari.

Possiamo individuare due parametri per definire le collisioni tra ioni pesanti. Il primo è la **centralità** della collisione, definita come la percentuale di nucleoni coinvolti effettivamente nell’urto: più la centralità aumenta, più aumenta il numero di nucleoni (detti **partecipanti**) che prendono parte alla collisione e che contribuiscono alla formazione del QGP; quelli che non sono coinvolti nelle collisioni sono invece denominati **spettatori** (e continuano il loro moto indisturbati).

Il secondo parametro è l’**energia della collisione**, calcolata per coppia di nucleoni.

Possiamo inoltre individuare diversi osservabili:

- **rapidità:**

$$y = \frac{1}{2} * \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (1.1)$$

dove $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ e p_L è la componente della quantità di moto lungo la direzione del fascio.

- **pseudorapidità:**

$$\eta = \frac{1}{2} * \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.2)$$

dove θ è l’angolo polare e p è la quantità di moto; esse è definita quindi come una coordinata spaziale comunemente usata per descrivere l’angolo relativo tra una particella e l’asse del fascio.

1.2.1 Evoluzione del QGP

A seguito di una collisione tra ioni pesanti a velocità ultra-relativistiche vengono create particelle con grande impulso ($\simeq 1 \text{ GeV}/c$) o grande massa.

Le particelle prodotte dalle collisioni interagiscono fra loro e se la densità di energia è sufficientemente alta si forma il QGP, che è un mezzo di materia fortemente interagente che migra verso un equilibrio termico: il sistema, dopo la formazione del plasma, inizia quindi ad espandersi e a raffreddarsi imprimendo una pressione verso l'esterno.

Negli istanti successivi al ritorno del sistema alla **densità critica** comincia il processo di adronizzazione di quark e gluoni. Questo processo continua fino a che l'energia risulta essere troppo bassa per permettere collisioni anelastiche; tale processo, a seguito del quale le abbondanze delle specie chimiche sono fissate, è denominato **freeze-out chimico** (ed è caratterizzato da temperature $T \simeq 150 - 170 \text{ MeV}$).

L'espansione continua per urti elastici fino a che le distanze tra gli adroni superano il raggio della forza forte, dopodiché cessano. Questo fenomeno è denominato **freeze-out termico** e avviene a una $T \simeq 110 - 130 \text{ MeV}$ e la QGP cessa di esistere.

I suoi prodotti sono rivelati come particelle nell'apparato sperimentale e grazie al loro studio si può ricostruire l'evoluzione del sistema.

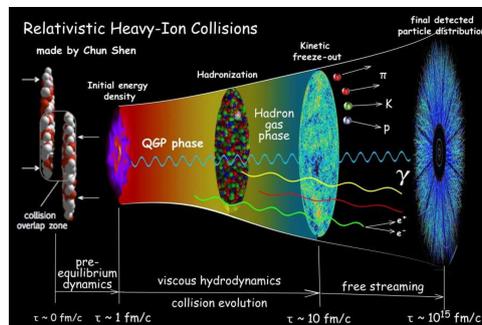


Figura 1.2.1: *Rappresentazione delle fasi successive alla collisione tra ioni pesanti in regime ultra-relativistico.*

1.2.2 Il potenziale bariochimico e la temperatura critica

Come descritto precedentemente, a seguito degli urti ultra-relativistici tra adroni si forma il QGP: la densità di energia elevata e l'alta temperatura conducono ad un ripristino della simmetria chirale e al deconfinamento. Questi due eventi avvengono alla stessa temperatura, secondo calcoli svolti in LQCD (un approccio non perturbativo).

È possibile parametrizzare il QGP come un sistema grancanonico, dove come parametri si hanno: il numero di particelle (**barioni**), il potenziale chimico (denominato **bariochimico**), la **temperatura** e l'**energia** del sistema.

In [figura 1.2.2](#) è possibile vedere il diagramma di fase della QCD.

Il potenziale bariochimico è definito come:

$$\mu_B = \frac{dE}{dN_B} \quad (1.3)$$

La temperatura a cui avviene la transizione di fase è detta temperatura critica T_c . Essa è tale per cui, se $\mu_B = 0$ si ottiene $T_c \simeq 170 \text{ MeV}$. Per ottenere la temperatura critica si deve eguagliare la pressione del **vuoto non perturbativo** del mare di barioni con la pressione della bolla di QGP contenente il plasma nel **vuoto perturbativo**; la prima spinge il plasma verso l'interno mentre la seconda è dovuta all'espansione del QGP.

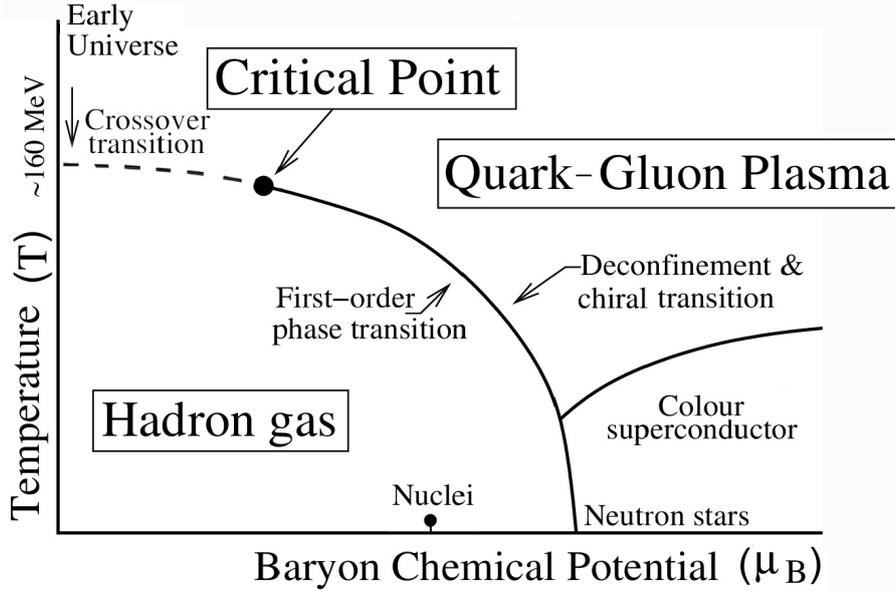


Figura 1.2.2: Diagramma di fase della QCD in termini della temperatura e del potenziale bariochimico.

La pressione del vuoto perturbativo è data dalla **legge di Stefan-Boltzmann**:

$$P_{\pi} = \frac{\pi^2}{30} * T^4 \quad (1.4)$$

mentre la pressione della bolla di QGP:

$$P_{QGP} = \frac{37 * \pi^2}{90} * T^4 \quad (1.5)$$

L'uguaglianza delle due pressioni ci permette di calcolare la temperatura critica e, a sua volta, di ricavare la densità di energia critica considerando due sapori di quark:

$$\epsilon = (2_f * 2_s * 2_q * 3_c * \frac{7}{8} + 2_p * 8_c) * \frac{\pi^2 * 4\sigma * T^4}{30c} \quad (1.6)$$

l'argomento della parentesi tonda rappresenta i gradi di libertà di quark e gluoni, la σ è la costante di Stefan-Boltzmann.

Queste condizioni rispecchiano le fasi iniziali dell'universo, dove il numero di barioni uguagliava il numero di antibarioni (cioè il numero barionico era nullo).

1.2.3 Evidenze sperimentali del QGP

Come detto precedentemente, attualmente le prove sperimentali dell'esistenza del QGP sono ottenute unicamente da misure indirette sui prodotti finali che seguono il processo di adronizzazione.

Osservazioni dirette sono impossibili a causa della brevissima vita media del plasma, che si aggira intorno a $\tau \simeq 10^{-23} s$.

Le prove sperimentali dell'esistenza del QGP si possono dividere in due categorie:

- **soft probes**: l'interazione tra i quark che compongono i nucleoni avviene in condizione di basso impulso (regime non perturbativo), e le particelle prodotte hanno

bassi impulsi trasversi. Principali esempi di questo tipo sono **l'aumento della stranezza** e il **flusso ellittico**;

- **hard probes**: l'interazione tra i quark che compongono i nucleoni avviene in condizioni di alto impulso, e le particelle prodotte hanno alti impulsi trasversi. Principali esempi di questo tipo sono il **jet quenching** e la produzione di **stati legati quarkonia**.

Soft probes

- **Aumento stranezza**: a seguito delle collisioni di nucleoni formati esclusivamente da quark up e down si può notare la presenza di prodotti con quark e antiquark strani. Nei normali processi di decadimento di nucleoni composti da quark up e down le particelle prodotte contengono, a loro volta, quark up e down oppure nei prodotti finali si ha la presenza di elettroni e positroni liberi, che hanno minore massa; non è possibile invece avere quark o antiquark strange, dato che la loro massa dinamica è molto maggiore di quella di un quark up o down.

A seguito tuttavia delle collisioni si può notare nei prodotti la presenza di quark e antiquark strani. A seguito della formazione del QGP, la massa del quark strano risulta inferiore, dato che si tratta di una massa nuda, priva quindi di effetti dinamici. L'elevato valore dell'energia della collisione permette di coprire la differenza di massa tra i quark up, down e strange. In queste condizioni la formazione di coppie strange-antistrange è favorita a causa dell'interazione tra gluoni liberi: il suddetto processo prende il nome di **thermal production**.

Come conseguenza di questo fenomeno si ha l'aumento della probabilità di produzione degli adroni $\Omega^-(sss)$, $\Omega^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$, $\Lambda^0(uds)$, $\Xi^-(dss)$ e $\Xi^0(uss)$; probabilità che aumenta all'aumentare del numero di nucleoni coinvolti nelle collisioni.

- **Flusso ellittico**: un flusso generato dall'espansione del plasma dopo la collisione. Esso descrive l'anisotropia azimutale dell'emissione delle particelle per collisioni non centrali tra ioni pesanti. La non centralità degli urti è proprio la causa dell'anisotropia: ciò che succede è che, mentre per una collisione centrale gli impulsi degli ioni si distribuiscono uniformemente attorno al punto di impatto (con distribuzione sferica), nelle collisioni periferiche, come detto precedentemente, gli spettatori non interagiscono, mantenendo imperturbato il loro moto, la distribuzione risultante degli impulsi diventa di forma ellittica (ed è rappresentata in [figura 1.2.3](#)).

Più ci si allontana da una collisione centrale più l'ellisse risulta schiacciata.

Analiticamente è definito come il secondo coefficiente armonico della serie di Fourier azimutale della distribuzione degli impulsi in funzione dell'angolo azimutale che individua il piano delle particelle prodotte rispetto al piano di collisione.

Durante la formazione del QGP, quando il flusso è più sensibile alle perturbazioni, l'anisotropia è maggiore.

Lo studio del flusso ellittico ci permette di ricavare informazioni su alcune caratteristiche delle collisioni come la scala temporale di termalizzazione (che è il processo mediante il quale due corpi raggiungono l'equilibrio scambiandosi energia e raggiungendo in questo modo la massima entropia del sistema).

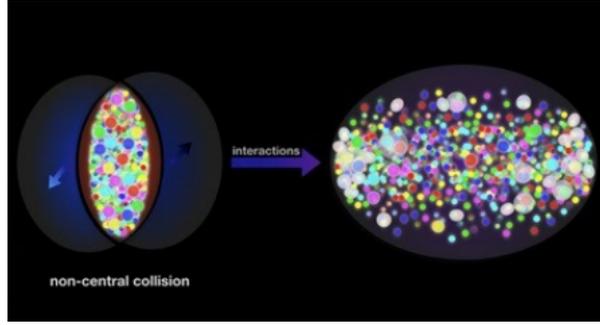


Figura 1.2.3: *Rappresentazione del flusso ellittico.*

Hard probes

- **Jet quenching**[4]: dalle collisioni, prima ancora che il QGP raggiunga l'equilibrio, si ha la produzione di jet di particelle con elevato impulso trasverso. Queste particelle attraversano il QGP e, a causa della loro interazione con esso (in particolare a causa degli urti anelastici e degli effetti radiativi), perdono energia. Grazie all'osservazione di questa interazione è possibile studiare le caratteristiche del QGP: durante l'urto si vengono a formare coppie di jet in versi opposti, se l'urto non è al centro del mezzo i due jet percorreranno un cammino diverso, in particolare quello che percorrerà una distanza maggiore risulterà avere una perdita di energia più elevata rispetto alla sua controparte a causa di una maggiore interazione con il mezzo[5].

Nelle collisioni centrali, dove l'interazione con il mezzo è maggiore che in quelle periferiche, la diversa soppressione dell'impulso è una prova dell'esistenza del plasma. Possiamo quindi definire la **centralità** in funzione della sezione d'urto e del parametro di impatto b (la distanza tra i centri dei due nuclei sul piano perpendicolare al fascio):

$$c = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db' \quad (1.7)$$

Il **fattore di modificazione nucleare** R_{AA} ci permette invece di quantificare la soppressione: se $R_{AA} = 1$ il numero di particelle prodotte negli urti A-A scala con il numero di collisioni nucleo-nucleo. Se $R_{AA} \neq 1$ si ha l'interazione con un mezzo deconfinato (si parla di amplificazione per $R_{AA} > 1$ e soppressione per $R_{AA} < 1$).

- **Stati quarkonia**: stati legati di quark pesanti come il charmonium $J/\psi(c\bar{c})$ e bottonium $\Upsilon(b\bar{b})$.

In collisioni tra ioni Pb-Pb ad alta energia non dovrebbero essere prodotti stati legati di quark pesanti a causa della schermatura di colore della forza forte; inoltre, nelle condizioni di energia e temperatura del QGP, la $J/\psi(c\bar{c})$ e la $\Upsilon(b\bar{b})$ si dissolvono: la distanza tra c e \bar{c} e tra b e \bar{b} supera il raggio di azione della forza forte e si ha la ricombinazione con altri quark. In particolare la $J/\psi(c\bar{c})$ e la $\Upsilon(b\bar{b})$ si ricombinano con quark u , d o s per formare, rispettivamente, mesoni D e B.

1.3 L'esperimento ALICE e ALICE 3

1.3.1 LHC

LHC, in [figura 1.3.1](#), (Large Hadron Collider) è attualmente il più grande e potente acceleratore di particelle del mondo. Esso rappresenta l'ultimo stadio del complesso di accelerazione del CERN situato vicino alla cittadina di Meyrin nei pressi di Ginevra. LHC è un anello di circa 27 km di circonferenza situato ad una profondità di circa 100 m.

All'interno dell'acceleratore due fasci di particelle ad alta energia viaggiano a velocità relativistiche in direzioni opposte in due tubi separati.

Per curvare i fasci in modo da farli collidere nel punto stabilito, LHC è dotato di migliaia di magneti superconduttori di varie dimensioni e tipologie.

Una volta raggiunta l'energia desiderata, i fasci di particelle vengono fatti collidere: le collisioni a LHC sono tra protoni (**p-p**), tra ioni di piombo (**Pb-Pb**), tra protoni e ioni di piombo (**p-Pb**) e tra altri ioni più leggeri (**Xe-Xe**).

LHC è connesso a un sistema di raffreddamento a elio liquido, dato che le condizioni dei tubi prevedono un regime di ultra alto vuoto e dato che i materiali utilizzati per i magneti hanno bisogno di bassissime temperature ($\simeq 1.9 K$) per operare come superconduttori. La collisione dei fasci di particelle avviene in determinati punti specifici dell'anello, in cui sono presenti dei rivelatori di particelle, dei quali abbiamo, come principali:

- **ATLAS** (A Toroidal LHC ApparatuS).
- **CMS** (Compact Muon Solenoid).
- **LHCb** (Large Hadron Collider beauty).
- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment), progettato per lo studio del plasma di quark e gluoni.

1.3.2 L'esperimento ALICE

L'esperimento ALICE è progettato per lo studio di collisioni tra nuclei di piombo a un'energia del centro di massa di **2,76 TeV** per coppia di nucleoni, accelerati da LHC a energie ultra-relativistiche. A causa delle collisioni di questi nuclei si raggiungono temperature e pressioni talmente elevate da provocare la transizione verso il QGP.

Indagare il QGP permette di capire non solo i primi istanti di vita del nostro universo, ma anche i meccanismi di confinamento dei quark e dei gluoni all'interno degli adroni e, quindi, di conoscere come è strutturata la materia.

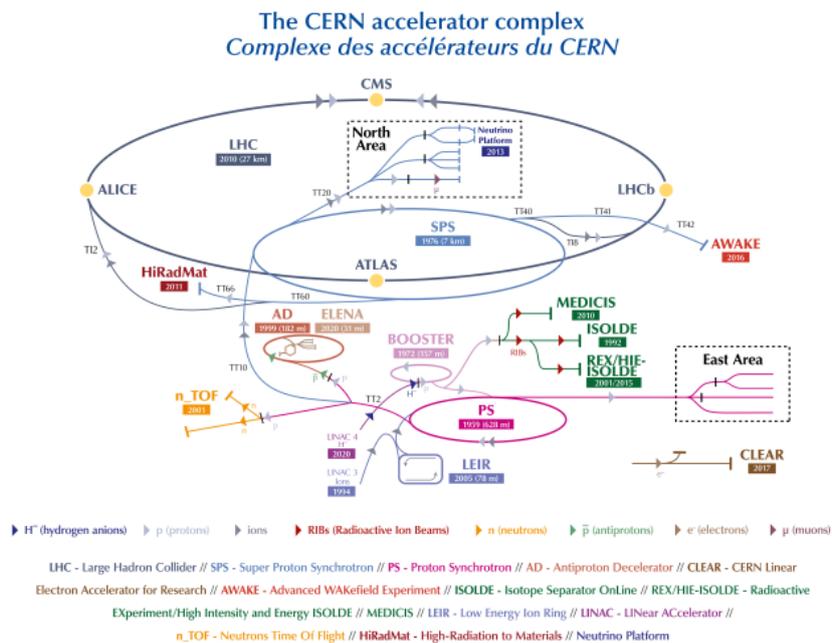


Figura 1.3.1: *Schema del LHC.*

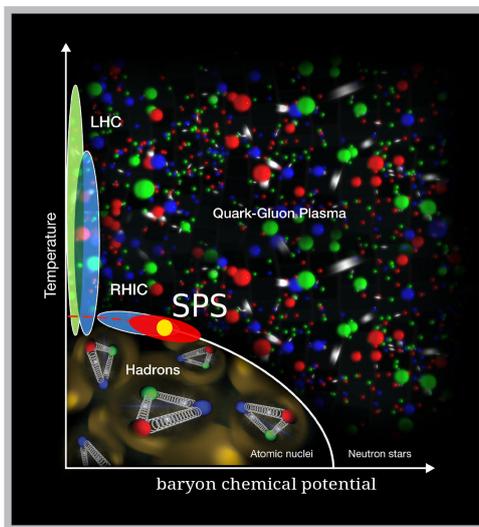


Figura 1.3.2: *Diagramma secondo la QCD.*

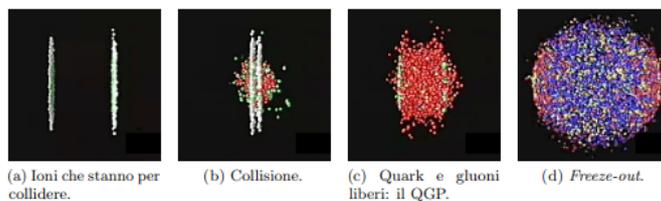


Figura 1.3.3: *Produzione del plasma con successivo freeze out.*

1.3.3 Apparato sperimentale di ALICE

Il rivelatore ha una massa di 10000 tonnellate, misura 26 m in lunghezza, 16 m sia in altezza che diametro e si trova a 56 m di profondità. I due fasci sono fatti collidere nel centro del cilindro, dove le tracce vengono rivelate grazie a 19 rivelatori, alcuni dei quali concentrici. Ognuno dei rivelatori fornisce informazioni su specifiche proprietà della particella che l'ha investito.



Figura 1.3.4: *Rivelatore ALICE.*

1.3.4 L'esperienza ALICE 3

ALICE 3[6], che sostituirà l'esperienza ALICE, rappresenta la nuova generazione di rivelatori per lo studio delle collisioni a ioni pesanti, per uno studio più approfondito sul QGP.

Grazie all'utilizzo di **sensori ultrasottili al silicio** si potranno tracciare particelle cariche fino a bassissimi impulsi trasversi, oltre che identificare queste particelle attraverso la tecnica del tempo di volo (**Time Of Flight**, TOF). Questi miglioramenti all'apparato sperimentale e i nuovi materiali utilizzati permetteranno di:

- gestire la maggiore luminosità degli eventi delle collisioni Pb-Pb e gestire le collisioni di nuclei come Ar-Ar e Kr-Kr previsti dal programma di LHC;
- misurare barioni con due o più charm, fotoni con basso impulso e un flusso ellittico di coppie elettrone-positrone.

1.4 Apparato sperimentale di ALICE 3

In [figura 1.4.1](#) si può osservare un possibile schema concettuale di un rivelatore, che rivelerà particelle per $|\eta| < 4$.

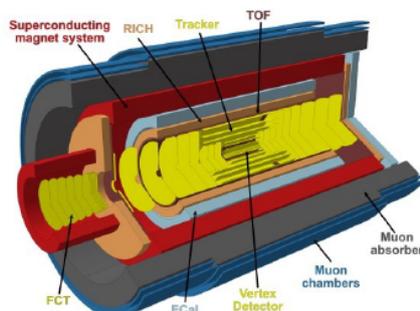


Figura 1.4.1: *Schema concettuale di un possibile rivelatore, i sensori che verranno impiegati sono infatti ancora in fase di valutazione.*

1.4.1 Tracker

L'elemento più interno è il tracker, formato da 11 strati cilindrici e 2 x 12 dischi perpendicolari al fascio e divisi in due aree principali:

- il vertex detector, in [figura 1.4.2](#), costituito dai primi 3 strati cilindrici e da 2x3 dischi.

Il tracker è costruito all'interno della beampipe in modo tale da poter essere allontanato e avvicinato al punto di interazione. È composto da 4 petali che possono, ruotando simultaneamente, avvicinarsi fino a garantire un'apertura circolare di raggio 5 mm per consentire il passaggio del fascio. Essi servono anche per isolare il rivelatore dal vuoto primario dell'acceleratore.

Più ci si avvicina al punto di collisione più si riesce a diminuire l'incertezza sulla misura della posizione del vertice primario e del parametro d'impatto.

I petali hanno la funzione di schermare il campo elettromagnetico dovuto al fascio e anche di evitare, a causa di una eventuale fuoriuscita di gas, una contaminazione del vacuum LHC creando un secondo vuoto, coesistente con il primo, in cui viene inserito il tracker.

Per finire, l'interno della beampipe è ricoperto da un sottile strato di titanio-zinco-vanadio che si attiva mediante il calore del fascio e assorbe le particelle. Questa è una componente fondamentale, in modo da non avere una troppo elevata incidenza delle particelle sulle superfici della camera e quindi una possibile destabilizzazione per la pressione;

- l'outer tracker, in [figura 1.4.3](#), suddiviso in 9 cilindri, ognuno composto da dischi piatti per le estremità e strisce longitudinali (che hanno una struttura in fibra di carbonio), a loro volta costituite da sensori connessi fra loro e vincolati a un sottostrato termico altamente conduttivo.

Un supporto funzionale, che garantisce l'allineamento e il raffreddamento, è connesso a ogni modulo.

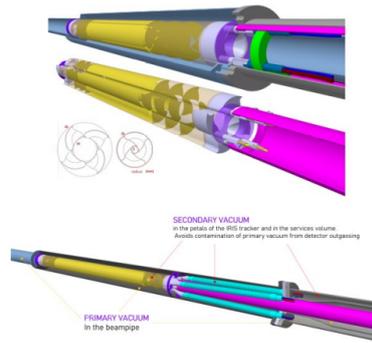


Figura 1.4.2: Nella prima immagine (in alto) è rappresentato il vertex detector. Nella seconda figura (in basso) invece sono rappresentati i due vacuum.

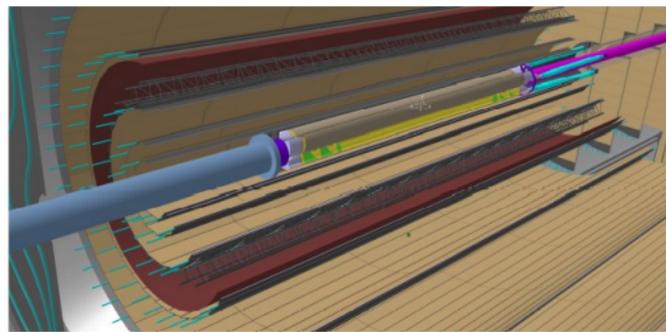


Figura 1.4.3: Rappresentazione schematica in 3D dell'outer tracker.

1.4.2 Time-Of-Flight

Grazie alla tecnica del tempo di volo (Time-Of-Flight, TOF) è possibile identificare le particelle. Questo avviene tramite l'utilizzo di strati di rivelatori al silicio posti all'interno del rivelatore centrale. Il rivelatore è composto da:

- un sensore;
- un front-end;
- un Time-to-Digital-Converter (TDC);
- un sistema di controllo del clock;
- un sistema di readout.

Riguardo ai sensori, si sta studiando il possibile utilizzo di diverse tecnologie:

- sensori **CMOS** (Complementary Metal-Oxide Semiconductor): sensori completamente svuotati con alta efficienza e a basso costo di materiali e produzione. Il problema principale di questa tecnologia di sensori è che non hanno ancora raggiunto una risoluzione temporale prossima a 20 ps , valore richiesto per il TOF;
- sensori **LGAD** (Low Gain Avalanche Detectors): a differenza dei sensori CMOS hanno costi di produzione maggiori e sono oltretutto più complicati da assemblare, dato che il sensore e l'elettronica per la lettura dei dati devono essere fabbricati su

wafer di silicio differenti.

Essi operano in un intervallo che precede la loro tensione di breakdown. Questa tecnologia garantirebbe una eccellente risoluzione temporale;

- sensori **SPAD** (Single Photon Avalanche Diodes): a differenza degli LGAD operano in modalità geiger. Potrebbe essere una valida alternativa ai due precedenti, tuttavia, a causa del dark count (tipo di rumore che produce falsi segnali, cioè il conteggio di un fotone incidente che in realtà non proviene dall'esterno del sensore) e della presenza di un'area non attiva, un singolo strato non basterebbe. Nonostante questo, il vantaggio dell'impiego di sensori di questo tipo riguarderebbe la possibilità di poterli utilizzare sia per il TOF che per la lettura dei fotoni per il rivelatore RICH.

Occorre citare anche un altro tipo di tecnologia, la tecnologia **MAPS**[7], che prevede, sfruttando l'utilizzo di sensori completamente svuotati, la costruzione di pixel di piccola dimensione e basso rumore.

Anche in questo caso però il problema principale della tecnologia MAPS riguarda la risoluzione temporale. Per ora buone prestazioni sono ottenibili usando sensori completamente svuotati insieme all'applicazione di uno strato di guadagno. In via di sviluppo diversi progetti sono di particolare interesse: il **SEED** e **ARCADIA**, che hanno sviluppato sensori CMOS completamente svuotati e la cui struttura si può osservare in [figura 1.4.4](#).

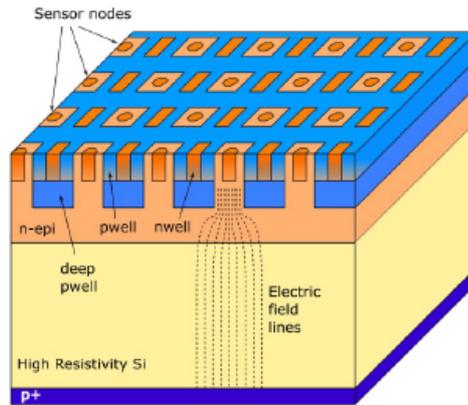


Figura 1.4.4: *Rappresentazione della tecnologia MAPS del progetto ARCADIA.*

Identificazione di particelle con il TOF

La misura del tempo di volo serve a identificare le particelle. Necessaria è la conoscenza della lunghezza della traiettoria e dell'impulso della particella, noti grazie ai tracking detectors. Mediante le seguenti equazioni relativistiche possiamo quindi calcolarci la massa delle particelle:

$$E = \gamma mc^2 \quad (1.8)$$

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.9)$$

$$m = \frac{p}{c} * \sqrt{\left(\frac{tc}{L}\right)^2 + 1} \quad (1.10)$$

$$\frac{\delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{p}\right)^2 + \gamma^2 * \left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 + \gamma^2 * \left(\frac{\delta t}{t}\right)^2} \quad (1.11)$$

Conoscendo il tempo di volo ed espandendolo in serie di Taylor, possiamo calcolare la differenza dei tempi di volo tra due particelle che hanno lo stesso impulso p:

$$t = \frac{L}{c} * \frac{m^2 c^2}{2p^2} \quad (1.12)$$

$$\Delta t = \frac{Lc}{2} * \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2} \quad (1.13)$$

A questo punto, se si conosce la risoluzione temporale δt dell'apparato, è possibile anche calcolare il numero di deviazioni standard, cioè la capacità del TOF di separare due particelle che hanno lo stesso impulso:

$$\eta_q = \frac{\Delta t}{\delta t} \quad (1.14)$$

	Inner TOF	Outer TOF	Forward TOF
Radius (m)	0.19	0.85	0.15–1.5
z range (m)	-0.62–0.62	-2.79–2.79	4.05
Surface (m ²)	1.5	30	14
Granularity (mm ²)	1 × 1	5 × 5	1 × 1 to 5 × 5
Hit rate (kHz/cm ²)	74	4	122
NIEL (1 MeV n _{eq} /cm ²) / month	1.3 × 10 ¹¹	6.2 × 10 ⁹	2.1 × 10 ¹¹
TID (rad) / month	4 × 10 ³	2 × 10 ²	6.6 × 10 ³
Material budget (%X ₀)	1–3	1–3	1–3
Power density (mW/cm ²)	50	50	50
Time resolution (ps)	20	20	20

Figura 1.4.5: Specifiche tecniche per il sistema del TOF.

1.4.3 Calorimetro ECAL

Il calorimetro elettromagnetico è costruito in modo da coprire interamente la regione cilindrica centrale in un range di pseudorapidità di $-1.5 < \eta < 4$.

Il calorimetro ECAL si colloca tra il rivelatore RICH e il magnete criostatico. Avrà raggio interno di 1.15 m, raggio esterno di 1.45 m e una lunghezza pari a 7 m. L'estremità sarà costituita da un disco di raggio interno pari a 0.16 m e raggio esterno pari a 1.8 m.

Il rivelatore è composto da una pila di strati alternati di scintillatori plastici e di piombo, rispettivamente di spessore 1.44 mm e 1.76 mm.

Esso permette di misurare l'energia di elettroni e fotoni: parte del corpo centrale sarà ricoperto da cristalli di tungsteno $PbWO_4$, che "scintilleranno" al passaggio di elettroni e fotoni, producendo così luce in proporzione all'energia della particella coinvolta.

Per coprire l'area centrale, quella con risoluzione maggiore, grazie ai cristalli $PbWO_4$ di area $22 \times 22 \text{ mm}^2$ e lunghezza di 180 mm , saranno necessarie 20000 celle; mentre per l'intera superficie attorno al rivelatore RICH saranno necessarie 30000 celle, costruite in modo da avere una sezione di $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Al vaglio vi sono tuttavia ancora altre ipotesi, una di queste è quella di avere 6000 celle con sezione trasversale $40 \times 40 \text{ mm}^2$.

ECal module	Barrel sampling	Endcap sampling	Barrel high-precision
acceptance	$\Delta\phi = 2\pi,$ $ \eta < 1.5$	$\Delta\phi = 2\pi,$ $1.5 < \eta < 4$	$\Delta\phi = 2\pi,$ $ \eta < 0.33$
geometry	$R_{in} = 1.15 \text{ m},$ $ z < 2.7 \text{ m}$	$0.16 < R < 1.8 \text{ m},$ $z = 4.35 \text{ m}$	$R_{in} = 1.15 \text{ m},$ $ z < 0.64 \text{ m}$
technology	sampling Pb + scint.	sampling Pb + scint.	$PbWO_4$ crystals
cell size	$30 \times 30 \text{ mm}^2$	$40 \times 40 \text{ mm}^2$	$22 \times 22 \text{ mm}^2$
no. of channels	30 000	6 000	20 000
energy range	$0.1 < E < 100 \text{ GeV}$	$0.1 < E < 250 \text{ GeV}$	$0.01 < E < 100 \text{ GeV}$

Figura 1.4.6: *Specifiche tecniche del calorimetro ECAL.*

1.4.4 Rivelatore RICH

Ideato per poter identificare particelle cariche con impulsi trasversi superiori al limite di applicabilità della tecnica del tempo di volo. Tale rivelatore sarà composto da:

- un materiale radiatore: un **aerogel**;
- uno strato di **fotorivelatori** collocato a 20 cm dal radiatore e in prossimità del punto di focusing. In questo caso il sensore utilizzato sarebbe del tipo SiPM (Silicon Photomultiplier).

Una identificazione delle particelle e delle loro traiettorie è possibile mediante la conoscenza del tempo che impiega ogni fotone a colpire il corrispondente SiPM. Quest'ultimo dato, se noto con precisione, garantisce una riduzione del rumore di background e un valore dell'angolo di Čerenkov più preciso: questi rivelatori infatti misurano l'angolo di Čerenkov θ_C e il numero di fotoni emessi, dai quali si può risalire alla velocità della particella.

Secondo i principi della relatività ristretta, teoria, che come ricordiamo, venne formulata da Albert Einstein, una particella non può viaggiare a una velocità superiore a quella della luce nel vuoto, poiché ciò violerebbe le leggi fondamentali della fisica. In un mezzo denso però, la velocità di fase della luce risulta essere più bassa rispetto alla velocità di fase del vuoto: se il mezzo ha indice di rifrazione n , questa velocità sarà c/n , dove c rappresenta la velocità della luce nel vuoto.

Può avvenire che una particella superi la velocità di fase della luce nel mezzo (rimanendo sempre nel limite pari a c), in questo caso si verifica il cosiddetto effetto Čerenkov, con l'emissione di radiazione elettromagnetica. La particella carica elettricamente infatti, lungo la sua traiettoria, attraversando il mezzo induce momenti di dipolo temporanei negli atomi o nelle molecole circostanti. Questi momenti di dipolo, a loro volta, producono radiazione elettromagnetica, nello specifico radiazione gamma, la quale si propaga lungo

un fronte sferico centrato sulla traiettoria della particella.

Se la particella si muove a una velocità inferiore rispetto alla velocità di fase della luce nel mezzo, la perturbazione si rilassa elasticamente e il mezzo ritorna all'equilibrio meccanico non appena la particella ha attraversato il materiale. Al contrario, quando la velocità della particella supera il tempo di risposta del mezzo, i fronti d'onda si sovrappongono costruttivamente, generando un'onda d'urto coerente nella direzione θ_C rispetto al moto della particella. Quest'ultima è proprio la responsabile dell'effetto Čerenkov (figura 1.4.7), che appare come una sorta di bagliore blu intenso o radiazione visibile, quando particelle ad alta energia attraversano il materiale ad alta velocità.

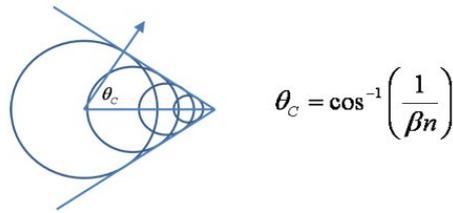


Figura 1.4.7: Schema effetto Čerenkov.

L'angolo θ_C per semplici considerazioni geometriche, sarà quindi uguale a:

$$\cos(\theta_C) = \frac{ct}{nvt} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.15)$$

Per misurare l'angolo θ_C , tramite il rivelatore, si proietta la luce Čerenkov sulla superficie ricoperta dai fotomoltiplicatori e perpendicolare alla traiettoria della particella. Ciò che si osserva sono i cosiddetti anelli Čerenkov, prodotti dall'intersezione del cono di Čerenkov con la superficie. Misurando il raggio r di questi anelli, conoscendo la distanza L da cui l'immagine è proiettata, si risale all'angolo al vertice del cono. Se si conosce il momento della particella è anche possibile identificarla, ricavando la sua massa dalla relazione:

$$v = \frac{c^2 p}{E} = \frac{c^2 p}{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}} \quad (1.16)$$

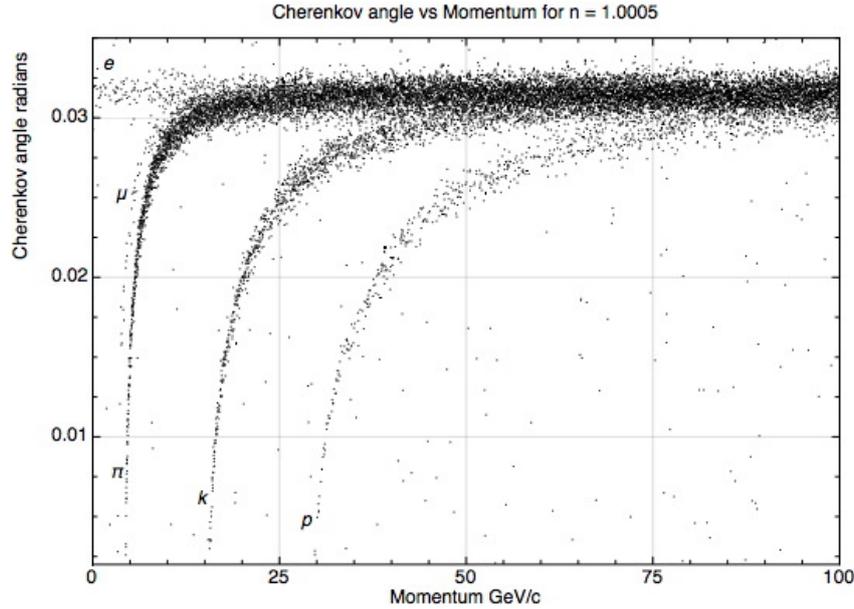


Figura 1.4.8: Grafico che rappresenta la variazione dell'angolo Čerenkov in funzione della variazione degli impulsi per diverse particelle.

1.4.5 Muon Identifier

Il Muon Identifier serve a ricostruire gli stati quarkonia, fino ad impulsi trasversi uguali a 0 per decadimenti nel canale muonico, nello specifico quello di charmonia.

Si colloca fuori dal sistema dei magneti ed è composto da camere in ferro o acciaio non magnetico per il tracciamento delle particelle cariche attraversanti l'hadron absorber. Diverse simulazioni di collisioni Pb-Pb a energia di 5.5 TeV per coppia di nucleoni hanno dimostrato che con un assorbitore di spessore 70 cm , per $\eta = 0$ e camera muonica a granularità $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.02 \times 0.02$, è stato possibile riscontrare una buona identificazione di muoni.

Poiché il tasso delle particelle cariche è di 3 Hz/cm^2 , la misura sarebbe possibile tramite l'utilizzo di Resistive Plate Chambers (RPC) che rappresenterebbero una soluzione efficace dato l'impiego di 4000 canali; tuttavia è ancora considerato più vantaggioso l'utilizzo di barre di scintillatori accoppiate con SiPM.

1.4.6 Forward Conversion Tracker (FCT)

Si tratta di 9 dischi di tracking in silicio installati attorno alla beampipe lungo la direzione del fascio incidente nel range di pseudorapidità $3 < \eta < 5$. Il suo scopo è quello di rivelare fotoni con impulso trasverso fino a un minimo di $p_T = 2 \text{ MeV}/c$ e misurare i fotoni mediante la loro conversione in coppie $e^{+/-}$ per il fenomeno dell'annichilazione. Alcuni dei dischi in silicio disposti a strati sono distanziati tra loro di 2 cm , tuttavia altri, per permettere una migliore risoluzione temporale quando gli elettroni hanno impulsi maggiori, hanno una spaziatura più grande.

Questa realizzazione ha luogo grazie a un campo magnetico ortogonale alla direzione di volo.

I fotoni rivelabili, paralleli al fascio, hanno energie minime (grazie al boost di Lorentz) di $E_\gamma \simeq 50 \text{ MeV}$ per $\eta = 4$. Le simulazioni sul FCT sono state condotte ad una posizione $z = 3.4 \text{ m}$ con un dipolo di campo magnetico di $B_y = 0.3 \text{ T}$.

Il disco in silicio in fronte al FCT potrebbe essere usato anche come un convertitore attivo di fotoni, dato che la misura di fotoni a basso p_T non è limitata dalla statistica; tuttavia questo potrebbe comportare dei problemi, tra cui un aumento dello scattering e una perdita di energia, per questi motivi non è attualmente previsto un convertitore.

In figura 1.4.9 si può osservare un possibile schema per il FCT, mentre in figura 1.4.10 le specifiche dei dischi in silicio per il FCT:

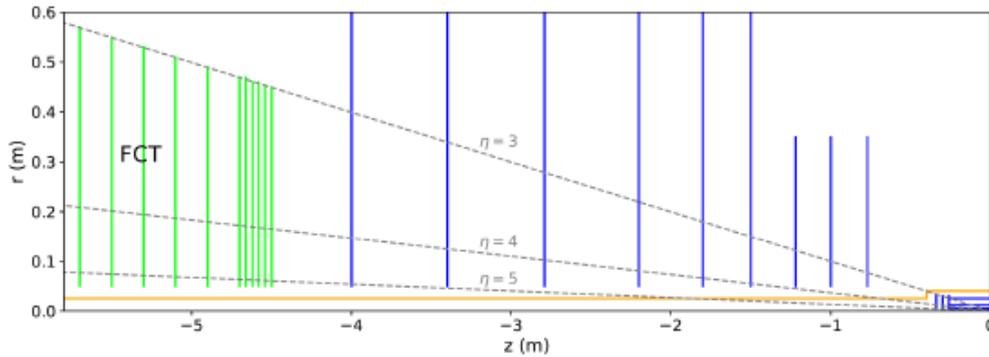


Figura 1.4.9: Possibile schema per il FCT: in verde sono rappresentati i dischi in silicio del FCT, mentre in blu quelli usati per il tracker di ALICE 3.

Layer	z (m)	r_{\min} (m)	r_{\max} (m)
0	-3.42	0.05	0.34
1	-3.44	0.05	0.34
2	-3.46	0.05	0.35
3	-3.48	0.05	0.35
4	-3.50	0.05	0.35
5	-3.60	0.05	0.36
6	-3.70	0.05	0.37
7	-3.80	0.05	0.38
8	-3.90	0.05	0.39

Figura 1.4.10: Specifiche tecniche dei dischi in silicio per il FCT.

1.4.7 Magnete superconduttore

Per l'esperimento ALICE sono attualmente utilizzati due magneti: il magnete L3 che fornisce un campo magnetico solenoidale di $0.5 T$, e un dipolo magnetico che fornisce un campo di $4 T$.

Il dipolo verrà rimosso per l'esperimento ALICE 3, lasciando invece al suo posto il magnete L3. Si stanno analizzando due possibili scelte per il magnete superconduttore, come si vede in [figura 1.4.11](#). La prima configurazione consiste in un solenoide a spirale di lunghezza $7.5 m$ con spire additive nella parte finale, che consentirebbero un aumento del 50% della densità di corrente. La seconda configurazione corrisponde a un solenoide centrale lungo $2 m$ con un magnete di dipolo per ogni estremità. Quest'ultima configurazione garantirebbe, grazie ai dipoli, un miglioramento, nel range di pseudorapidità $2 < \eta < 4$, nella spettroscopia degli impulsi, oltre a garantire una più facile installazione e manutenzione.

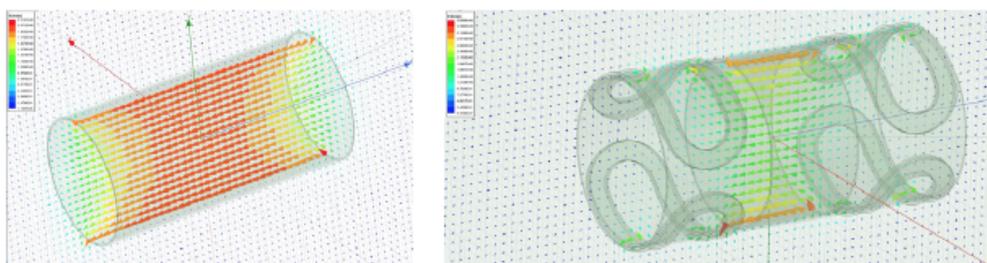


Figura 1.4.11: *Schema delle possibili rappresentazioni del magnete superconduttore. A sinistra la configurazione bobina, a destra quella con bobina e magneti di dipolo.*

Capitolo 2

Sensori al silicio

In questo capitolo saranno principalmente descritti i semiconduttori, le giunzioni polarizzate e i Low Gain Avalanche Detectors.

2.1 Semiconduttori

In base alla separazione energetica E_{gap} tra la banda di conduzione e la banda di valenza, in [figura 2.1.1](#), possiamo distinguere i materiali in tre categorie: **isolanti**, **metalli** e **semiconduttori**.

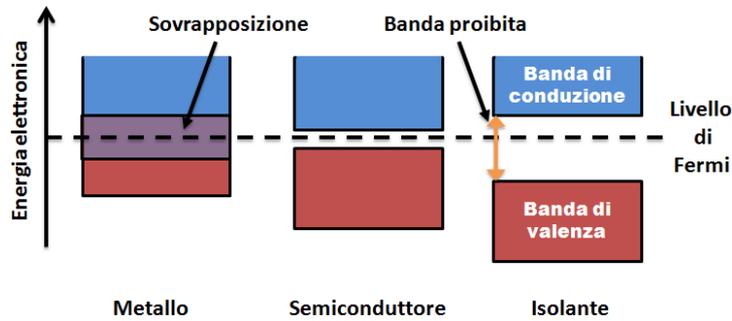


Figura 2.1.1: La differenza tra banda di valenza e banda di conduzione nel caso di un metallo, un semiconduttore e un isolante.

- **Isolanti:** E_{gap} è dell'ordine di qualche elettronvolt (nel diamante $\simeq 5.5 eV$ mentre nel biossido di silicio $\simeq 9 eV$ ad esempio). L'energia che può essere fornita da un campo elettrico è troppo piccola per permettere il salto di un elettrone nella banda di conduzione.
- **Metalli:** possono avere una banda di valenza o solo parzialmente riempita o in stretta contiguità o sovrapposta alla banda di conduzione. Gli elettroni quindi, anche per campi elettrici molto piccoli, possono facilmente passare da un livello di energia a un altro, generando una corrente elettrica.
- **Semiconduttori:** E_{gap} è dell'ordine di un elettronvolt. A basse temperature E_{gap} è ancora abbastanza grande da impedire il passaggio di elettroni, se però si aumenta la temperatura si può fornire abbastanza energia agli elettroni per permettergli di superare il piccolo gap energetico.

Sperimentalmente sappiamo, che a temperatura ambiente ($300 K$), per il silicio si ha $E_{gap} = 1.11 eV$.

Se nella banda di valenza manca un elettrone si ha una cosiddetta **buca/lacuna**, quasiparticella che può rappresentare un portatore di carica al pari dell'elettrone.

L'aggiunta al semiconduttore puro di piccole percentuali di atomi non facenti parte del semiconduttore stesso (atomi di impurità), allo scopo di modificare le proprietà elettroniche del materiale, viene detto **drogaggio**.

L'atomo che cede un elettrone e diventa ione positivo prende il nome di atomo **donatore**, mentre quello che cattura un elettrone e diventa uno ione negativo prende il nome di atomo **accettore**.

L'aggiunta di donatori crea un ulteriore livello energetico poco sotto alla banda di conduzione, mentre il drogaggio con accettori crea un livello energetico vicino alla banda di valenza, come si vede in [figura 2.1.2](#).

L'entità del drogaggio si misura in $atomi/cm^3$.

Il drogaggio può essere di due tipi:

- drogaggio di tipo n: si ha un aumento di elettroni liberi nella banda di conduzione e una diminuzione di lacune; il semiconduttore è detto di tipo n (o drogato n);
- drogaggio di tipo p: al contrario si ha un aumento del numero di lacune nella banda di valenza; il semiconduttore è detto di tipo p (o drogato p).

Rispetto al silicio, che è il semiconduttore più utilizzato, essendo composto da atomi tetravalenti il drogaggio di tipo n avviene mediante l'utilizzo di elementi del quinto gruppo della tavola periodica, tra i quali il fosforo, l'arsenico e l'antimonio. Per il drogaggio di tipo p gli elementi utilizzati appartengono al terzo gruppo, tra i quali si ha il boro e l'alluminio.

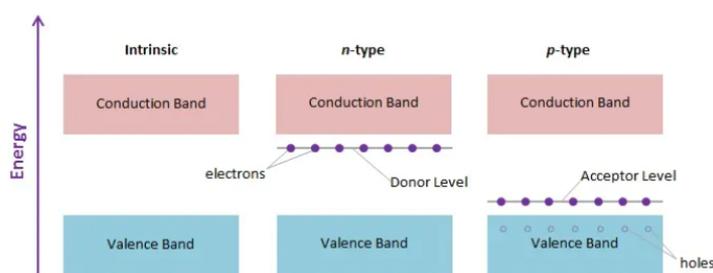


Figura 2.1.2: Schema che mostra l'aggiunta di un ulteriore livello energetico a causa di un drogaggio di tipo n o p, rispetto alla situazione intrinseca.

2.2 Giunzione non polarizzata

Quando in uno stesso semiconduttore una regione drogata p e una drogata n si trovano a contatto si dice che si forma una giunzione p-n.

Come si vede in [figura 2.2.1](#) le differenze di concentrazione delle due regioni danno origine a due correnti di diffusione: in particolare le lacune subiscono una diffusione, attraverso la giunzione, verso destra mentre gli elettroni subiscono una diffusione verso sinistra. Non appena i portatori di carica attraversano la giunzione, iniziano processi di ricombinazione elettrone-lacuna. In questo processo si creano ioni non più compensati dalle cariche mobili, che prendono il nome di cariche scoperte.

Gli ioni fissi positivi nella regione n e gli ioni fissi negativi nella regione p danno invece origine a un campo elettrico intenso, tale da opporsi alla migrazione delle lacune e degli elettroni nelle regioni oltre la giunzione. In questo modo si viene a creare una differenza di potenziale ai capi della giunzione, denominato **potenziale di contatto**.

Una volta raggiunta una situazione di equilibrio, dove il campo si oppone completamente alla migrazione di cariche per diffusione, si creano quattro diverse regioni, individuate in [figura 2.2.2](#).

La regione della giunzione svuotata dei portatori di carica mobili può prendere diversi nomi: **regione di svuotamento/depletion region**, regione di carica spaziale o regione di transizione.

La diffusione prosegue fino a quando il campo elettrico creato dalle cariche scoperte raggiunge un'intensità tale da rendere la corrente totale attraverso la giunzione pari a zero.

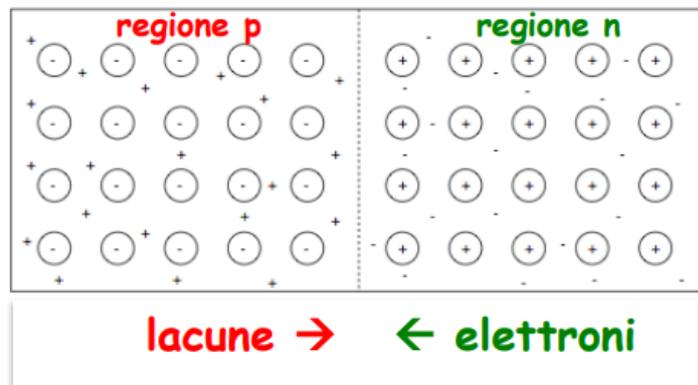


Figura 2.2.1: Rappresentazione schematica di una giunzione p-n non polarizzata.

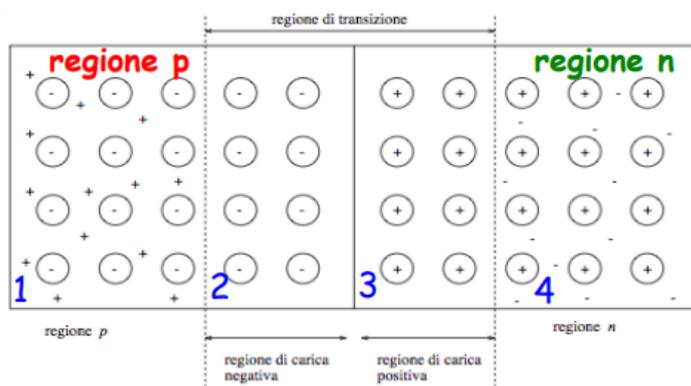


Figura 2.2.2: Nella situazione di equilibrio si hanno 4 regioni: la zona 1 e 4 sono zone elettricamente neutre di tipo p e n non influenzate dalla formazione della giunzione, mentre la 2 e la 3 sono zone di carica spaziale negativa e positiva.

2.3 Giunzione polarizzata

Una giunzione p-n polarizzata, quando cioè ai suoi capi è applicata una differenza di potenziale, prende il nome di **diodo**, figura 2.3.1. La polarizzazione può essere:

- diretta: quando la regione p è connessa con il terminale positivo e la regione n con quello negativo di un generatore di tensione;
- inversa: quando la regione p è connessa con il terminale negativo e la regione n con quello positivo di un generatore di tensione.

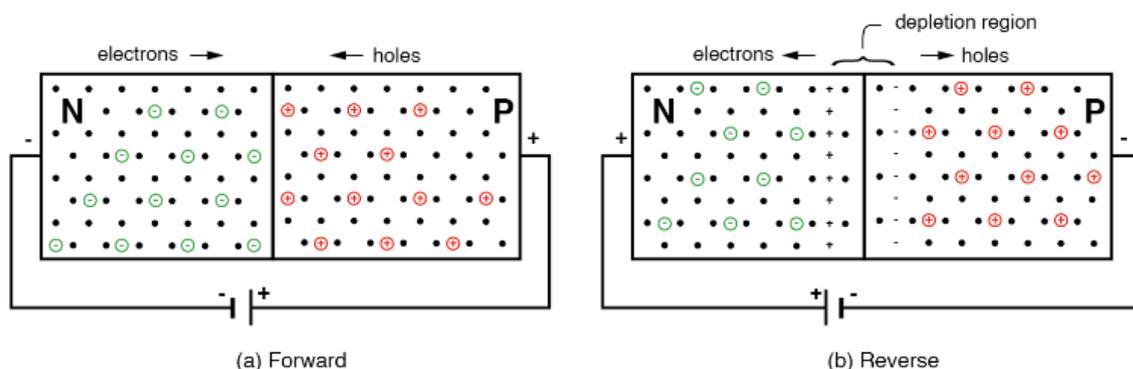


Figura 2.3.1: Rappresentazione schematica di una giunzione p-n polarizzata direttamente (a) e inversamente (b).

2.3.1 Polarizzazione inversa

Nel caso della polarizzazione inversa i portatori maggioritari sono attratti dai terminali del generatore di tensione e si allontanano dalla giunzione, causando di conseguenza un allargamento della depletion region. I portatori minoritari, creati per effetto termico, si dirigono anch'essi verso i terminali ma attraversando la giunzione.

Si possono individuare quindi due tipi di moto: quello dei portatori maggioritari, che è solo transitorio perché ostacolato dal campo elettrico totale e quello delle cariche minoritarie, che continua “indefinitamente” e che, fissata la temperatura, dà luogo ad una corrente che dipende solo dal numero di coppie elettrone-lacuna create termicamente, ossia dalla concentrazione intrinseca n_i .

Questa corrente di conduzione dei portatori minoritari attraverso la superficie di contatto è denominata **corrente inversa** I_0 ed è indipendente, entro un intervallo relativamente ampio, dal valore della tensione applicata.

Per il germanio la I_0 è dell'ordine al massimo di qualche μA , mentre per il silicio di qualche nA : questa differenza è data dal fatto che la concentrazione intrinseca nel silicio è 10^3 volte minore rispetto a quella nel germanio.

Il valore della tensione inversa non può essere arbitrariamente grande, infatti, quando la tensione inversa supera in modulo un certo valore, il dispositivo cambia il suo comportamento e la corrente aumenta bruscamente di diversi ordini di grandezza senza avere un aumento apprezzabile della tensione.

Quando quindi polarizziamo inversamente applicando una tensione V_D , l'altezza della barriera di potenziale si alza della quantità qV_D . L'innalzamento della barriera produce

un'elevata riduzione del flusso (fino ad azzerarlo) dei portatori maggioritari (cioè delle lacune dalla regione p e degli elettroni dalla regione n) che riescono ad attraversare la giunzione. I portatori minoritari invece non vengono influenzati dall'innalzamento della barriera di potenziale.

In una giunzione polarizzata inversamente la corrente è quindi molto bassa ma non nulla; essa si comporta quindi come un resistore ad elevata resistenza.

2.3.2 Polarizzazione diretta

Polarizzando direttamente una giunzione i portatori maggioritari si allontanano dalla propria regione perché attratti dal terminale nella regione opposta.

La corrente totale che attraversa la giunzione risulta essere la somma delle correnti delle lacune che passano nella regione n (diventando quindi portatori minoritari) e analogamente degli elettroni nella regione p.

Applicando quindi una tensione V_D , per polarizzare direttamente una giunzione, l'altezza della barriera di potenziale diminuisce.

L'abbassamento della barriera porta a un aumento del flusso di portatori maggioritari attraverso la giunzione fino a quando, per un certo valore di V_D , la resistenza assume valori molto piccoli.

Legge di Shockley

La relazione per la caratteristica tensione-corrente di una giunzione p-n di questo tipo è l'equazione del diodo ideale/equazione di Shockley (in [figura 2.3.2](#)):

$$I = I_0 \left(e^{\frac{V_D}{\eta V_T}} - 1 \right) \quad (2.1)$$

dove V_D è la tensione di polarizzazione applicata ai capi della giunzione, V_T è l'equivalente della temperatura in volt, data da $V_T = \frac{K_B T}{q}$, e η parametro detto fattore di idealità dipendente dal tipo di semiconduttore utilizzato. K_B è la costante di Boltzmann e q è la carica elementare.

I_0 invece dipende dai parametri fisici del diodo:

$$I_0 = \frac{qAD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qAD_n n_{p0}}{L_n} \quad (2.2)$$

dove D è il coefficiente di diffusione (per le lacune e per elettroni), L la lunghezza di diffusione dei portatori di carica, p_{n0} la concentrazione delle lacune nella regione n e n_{p0} la concentrazione degli elettroni nella regione p in equilibrio termico.

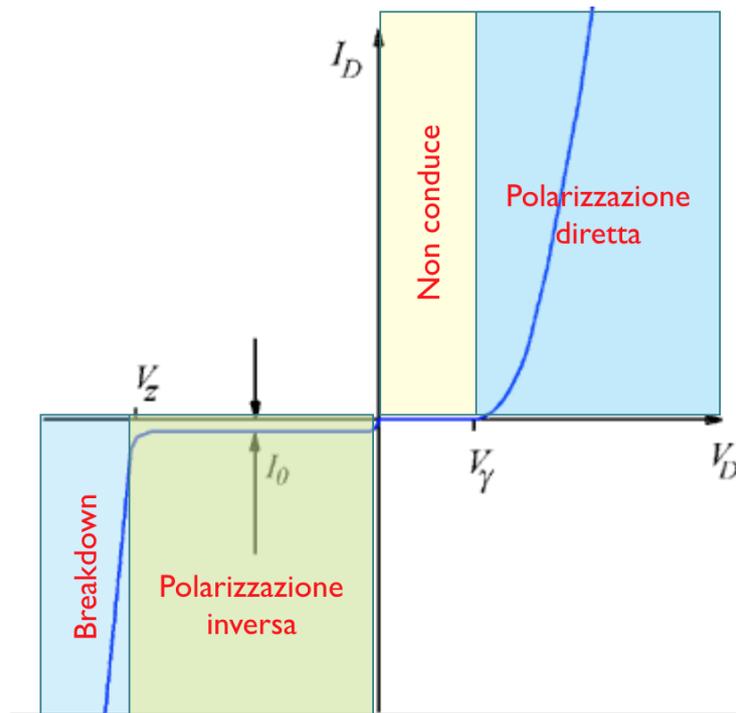


Figura 2.3.2: *Caratteristica tensione-corrente per un diodo.*

Quando il diodo è polarizzato direttamente, la corrente è positiva, dato che la tensione applicata V_D è positiva; mentre quando il diodo è polarizzato inversamente, la corrente è negativa, essendo V_D negativa. La corrente I invece si annulla per $V_D = 0$.

Analizzando meglio la zona a polarizzazione diretta si può vedere come, sia per il germanio che per il silicio, sotto un certo valore di tensione la corrente diventa molto piccola, mentre sopra a quel valore la corrente aumenta molto rapidamente.

Questa tensione prende il nome di tensione di soglia V_γ , che vale $\simeq 0.6 V$ per il silicio e $\simeq 0.2 V$ per il germanio, come si può osservare in [figura 2.3.3](#).

Quando invece si aumenta la tensione di polarizzazione inversa si raggiunge un punto in cui la corrente inversa comincia ad aumentare in modo estremamente rapido.

Questa tensione prende il nome di reverse breakdown voltage (V_{BD}): la corrente inversa, quindi, passa rapidamente da pochi μA a centinaia di mA o addirittura a qualche A . Inoltre la resistenza ohmica della giunzione raggiunge un valore prossimo allo zero mentre la tensione di polarizzazione inversa resta costante al valore di breakdown.

Questo fenomeno è collegato sia alle proprietà del materiale con cui è realizzata la giunzione sia alle caratteristiche della giunzione stessa. Ci sono due processi fisici alla base di questo fenomeno:

- la **moltiplicazione a valanga**: il campo elettrico presente nella depletion region accelera i portatori minoritari; esso è abbastanza intenso da fornire energia cinetica sufficiente a rompere i legami covalenti. A loro volta, i nuovi portatori prodotti partecipano a questo meccanismo dando vita al processo di moltiplicazione a valanga. Il meccanismo di moltiplicazione a valanga può essere considerato l'unico processo responsabile del fenomeno di breakdown in giunzioni a bassissimo drogaggio. In generale avviene in materiali con livelli di drogaggio $\leq 10^{16} \text{ atomi/cm}^3$;
- l'**effetto Zener**: il campo elettrico presente nella depletion region ha un'intensità sufficiente a provocare la rottura spontanea di legami covalenti. Questo porterà alla

creazione di un numero enorme di coppie elettrone-lacuna.

In generale avviene in materiali fortemente drogati con concentrazioni dell'ordine di $10^{18} \text{ atomi/cm}^3$.

Per diodi al silicio, valori tipici del campo, per cui si ha effetto Zener, sono dell'ordine di 10^6 V/cm .

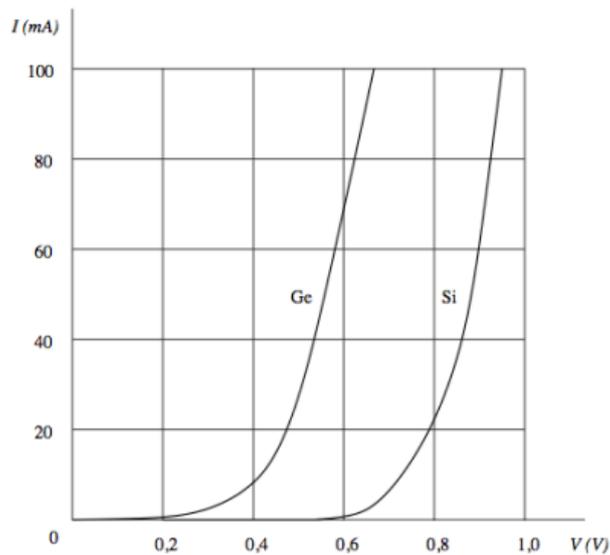


Figura 2.3.3: *Caratteristica di un diodo I quadrante: confronto tra la tensione di soglia di germanio e silicio.*

2.4 Rivelatore a semiconduttore

Un rivelatore a semiconduttore (germanio o silicio) di fotoni o particelle cariche è principalmente utilizzato per la radioprotezione, per la spettrometria a raggi γ o a raggi X e per il tracciamento di particelle cariche.

2.4.1 Rivelatore al silicio

Un rivelatore al silicio è un insieme di diodi polarizzati inversamente che segnala il passaggio di una particella carica attraverso una piccola corrente inversa che può essere misurata. Generalmente lo strato dopato è di $100 \mu\text{m}$. Questo tipo di rivelatori permette di ottenere ottime risoluzioni spaziali, tuttavia ha costi elevati ed è sensibile all'invecchiamento causato dalle radiazioni.

Per isolare il silicio ed evitare che si ossidi a contatto con l'ossigeno viene utilizzato l'ossido di silicio (SiO_2) come ricoprimento della superficie. Questo processo, chiamato **passivazione**, evita anche la formazione di difetti superficiali e impedisce all'ossidazione di propagarsi oltre il primo strato atomico.

L'ossido di silicio, nello specifico, viene inserito tra il silicio e gli elettrodi in alluminio anche per eliminare eventuali correnti parassite.

Ogni rivelatore è diviso in strutture chiamate pixel, in [figura 2.4.1](#), per ottimizzare la risoluzione spaziale del segnale.

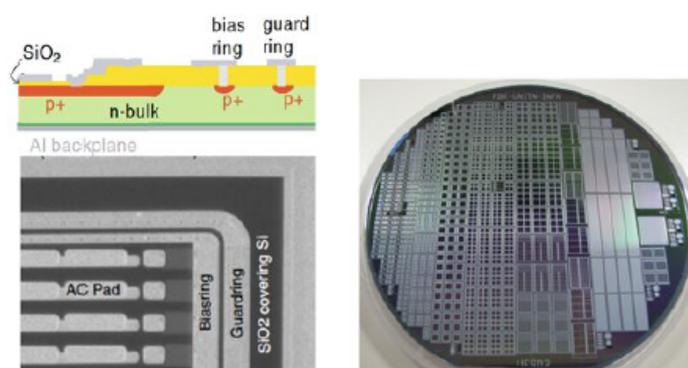


Figura 2.4.1: A sinistra una rappresentazione schematica di un rivelatore al silicio, a destra un rivelatore della Fondazione Bruno Kessler.

Altre due componenti fondamentali per il rivelatore sono:

- **Bias Ring:** i diodi vengono polarizzati mediante una tensione applicata sul Bias Ring, esso è un anello che circonda l'area attiva e assicura una tensione uniforme per diversi pixel;
- **Guard Ring:** esso è un altro anello disposto esternamente al primo e che serve per stabilizzare il campo elettrico nei pixel e proteggerli da effetti di interferenza.

Se usati come fotorivelatori, i sensori al silicio sono sensibili a lunghezze d'onda comprese tra 150 *nm* e 1100 *nm*. Considerando dei fotoni incidenti si possono distinguere diversi casi:

- il fotone ha un'energia inferiore a $E_{gap} \simeq 1.11 \text{ eV}$, può essere quindi assorbito solo da elettroni liberi;
- il fotone ha un'energia compresa tra E_{gap} e il valore di soglia per la creazione di una coppia elettrone-lacuna ($\simeq 3.6 \text{ eV}$). Per la creazione di questa coppia è quindi necessario l'utilizzo di un fonone a impulso elevato, questo comporta che la probabilità di assorbimento sia bassa. La probabilità aumenta all'aumentare dell'energia del fotone incidente;
- l'energia della radiazione incidente è superiore all'energia di soglia. La transizione avviene direttamente e la lunghezza d'onda corrispondente è superiore a 344 *nm*.

2.4.2 Meccanismo di rivelazione

Quando vi è il passaggio di una radiazione ionizzante all'interno dell'area attiva del rivelatore avviene la formazione di coppie elettrone-lacuna. Più è elevata l'energia della radiazione più è alto il numero delle coppie. Si forma quindi una corrente tra i due elettrodi che può essere misurata da un circuito esterno e che viene descritta dal teorema di Shockley-Ramo.

Conoscendo l'energia per creare una coppia elettrone-lacuna e misurando il numero di coppie create si può ricavare l'energia rilasciata della radiazione incidente.

2.4.3 Ionizzazione da impatto e guadagno

Il processo fisico responsabile del guadagno interno in un dispositivo a semiconduttore è la moltiplicazione a valanga dei portatori di carica prodotti attraverso la ionizzazione da impatto, come mostrato in [figura 2.4.2](#).

La ionizzazione da impatto è un importante meccanismo di moltiplicazione di carica: in questo processo, un elettrone o una lacuna con un'energia cinetica sufficientemente alta (ovvero maggiore dell'energia di gap del semiconduttore), può creare una seconda coppia elettrone-lacuna trasferendo la propria energia mediante collisioni con il reticolo. In presenza di un alto campo elettrico le cariche secondarie possono a loro volta liberare altre coppie e così via.

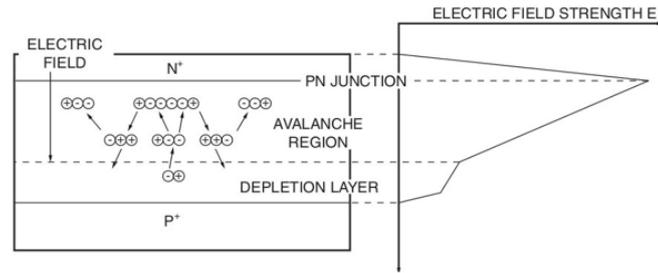


Figura 2.4.2: *Rappresentazione schematica della moltiplicazione a valanga.*

Il processo di produzione di coppie, una volta superata la tensione di innesco, procede con un andamento esponenziale:

$$N(d) = N_0 * e^{\alpha d} \quad (2.3)$$

dove N_0 è il numero di cariche iniziale, d è lo spessore attraversato e α è un fattore di moltiplicazione, anche chiamato **coefficiente di ionizzazione**, che ha una forte dipendenza dal campo elettrico (figura 2.4.3), differisce per elettroni e lacune, e può essere parametrizzato come:

$$\alpha_{e,h}(E) = \alpha_{e,h}(\infty) * e^{-\frac{b_{e,h}}{|E|}} \quad (2.4)$$

dove $\alpha_{e,h}(\infty)$ e $b_{e,h}$ sono parametri ricavati sperimentalmente.

I coefficienti di ionizzazione rappresentano la probabilità, per un portatore di carica che percorre una certa distanza, di creare una coppia elettrone-lacuna attraverso la ionizzazione di impatto.

Il campo di breakdown nel silicio è generalmente considerato vicino ai 300 kV/cm e in questo caso i valori dei coefficienti di ionizzazione per elettroni e lacune sono:

$$\alpha_e \approx 0.66 \text{ coppie}/\mu\text{m} \quad (2.5)$$

$$\alpha_h \approx 0.17 \text{ coppie}/\mu\text{m} \quad (2.6)$$

Si può inoltre considerare il **rapporto di ionizzazione**, che è dato da:

$$k = \frac{\alpha_h}{\alpha_e} \quad (2.7)$$

Questo significa che, quando $k > 1$, domina la ionizzazione da parte delle lacune, mentre se $k < 1$ è più importante il contributo dovuto agli elettroni.

Nel caso del silicio quindi la ionizzazione da impatto è completamente dominata dagli elettroni.

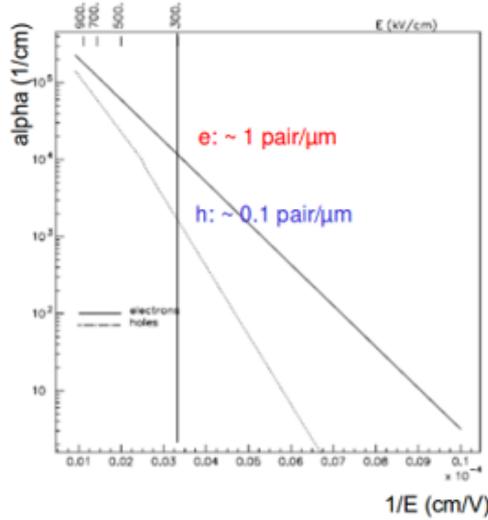


Figura 2.4.3: Dipendenza del coefficiente di ionizzazione dal campo elettrico.

Fatte queste considerazioni sui coefficienti di ionizzazione, si può riscrivere:

$$N(d) = N_0 * e^{\alpha d} = N_0 * G \quad (2.8)$$

quindi:

$$G = e^{\alpha d} = \frac{N}{N_0} \quad (2.9)$$

dove il guadagno G è dato dal numero dei portatori presenti dopo la ionizzazione sul numero di portatori iniziali e rappresenta la quantità di produzione di coppie elettrone-lacuna.

Poiché nell'espressione del guadagno compare il coefficiente α , è evidente che anch'esso avrà, a sua volta, una forte dipendenza dal campo elettrico applicato alla zona di moltiplicazione e allo spessore di questa (d_m).

In generale, quindi, maggiore è la tensione inversa, maggiore è il guadagno, che può scriversi anche:

$$G = \frac{1 - k}{e^{-(1-k)\alpha_e d_m} - k} \quad (2.10)$$

Il massimo guadagno che si può ottenere è legato al fenomeno di breakdown della giunzione: in questa condizione, la corrente che circola nella giunzione non è più adatta all'utilizzo del dispositivo.

2.4.4 Low Gain Avalanche Detectors

I Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) rappresentano un nuovo concetto di rivelatore al silicio costruiti con geometria a pad e con moltiplicazione interna della carica. Questi nuovi dispositivi sono ispirati agli APD normalmente utilizzati in applicazioni per la rivelazione di fotoni. A differenza di questi, però, hanno un profilo di drogaggio che permette di controllare la valanga e di avere basso guadagno: questo li rende particolarmente utili nello studio di particelle cariche di alta energia.

Inoltre, il design innovativo permette di avere, rispetto ai rivelatori al silicio standard, un segnale maggiore (a parità di spessore) oppure spessori minori (a parità di guadagno).

Struttura interna

I primi Low Gain Avalanche Detectors sono stati fabbricati dal CNM (Centro Nacional de Microelectrónica) di Barcellona e sono sensori al silicio n-in-p.

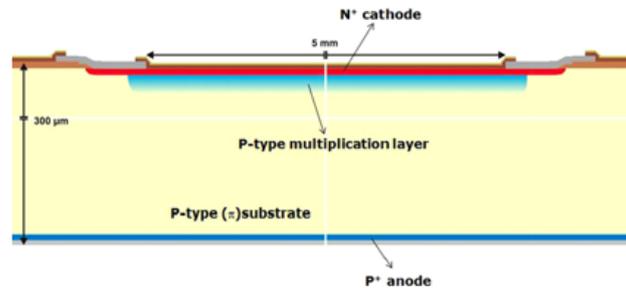


Figura 2.4.4: *Struttura schematizzata di un LGAD.*

La struttura interna degli LGAD (figura 2.4.4) è costituita da:

- un catodo n^+ ;
- un impianto di alto drogaggio p^+ ($\approx 10^{16}/\text{cm}^3$) spesso $\approx 1\mu\text{m}$;
- un substrato π poco drogato di tipo p ($\approx 10^{12}/\text{cm}^3$);
- un anodo p^+ .

La diffusione dello strato p^+ al di sotto dello strato n^+ forma quindi una giunzione lungo il centro degli elettrodi dove, in condizioni di polarizzazione inversa, si genera una regione localizzata di alto campo elettrico che può portare alla moltiplicazione degli elettroni che raggiungono l'elettrodo n^+ .

Quindi, lo scopo dello strato p^+ è aumentare il valore del campo elettrico in questa regione e il suo profilo di drogaggio rappresenta il principale parametro tecnologico da definire per regolare il valore del guadagno.

Per garantire la stessa moltiplicazione del segnale ovunque la carica venga raccolta, è necessario avere uniformità di guadagno in tutta l'area utile alla rivelazione. Pertanto, la distribuzione del campo elettrico dovrebbe essere progettata per avvicinarsi il più possibile a quella di una giunzione planare.

Una struttura come quella in figura 2.4.4, in cui la terminazione del bordo è ottenuta semplicemente rendendo l'elettrodo n^+ maggiormente esteso rispetto allo strato di moltiplicazione, presenta però un picco di intensità del campo elettrico ai bordi (figura 2.4.5) che può essere causa di non uniformità nella distribuzione del guadagno (figura 2.4.6).

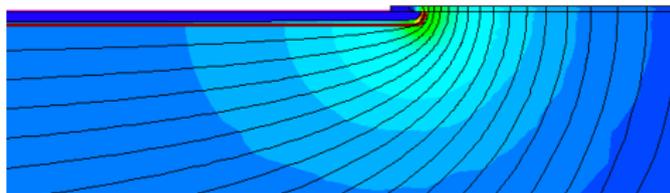


Figura 2.4.5: *Andamento del campo elettrico. Il picco del campo elettrico è presente nella regione verde.*

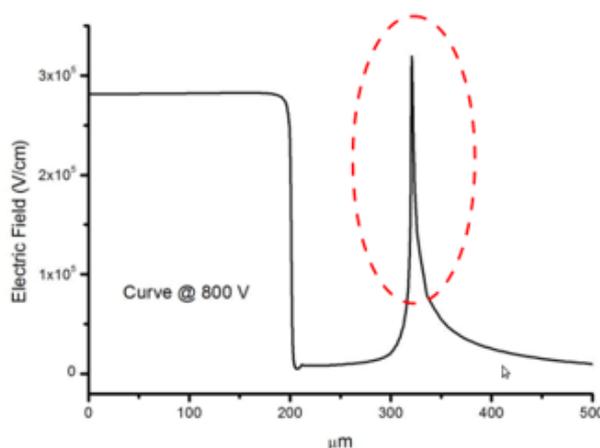


Figura 2.4.6: *Andamento del campo elettrico in funzione della distanza dal centro del sensore. Si può osservare un picco in corrispondenza dei bordi della giunzione.*

Per minimizzare questo effetto è stata proposta successivamente un'estensione ai margini della giunzione (Junction Termination Extension, JTE[8]) degli LGAD. Questa consiste nell'aggiungere, ai bordi della giunzione principale, due zone con una bassa concentrazione di tipo n più spesse rispetto all'elettrodo n^+ , che fungono da protezioni laterali (figura 2.4.7 e figura 2.4.8).

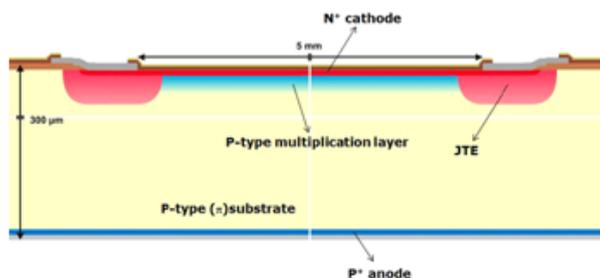


Figura 2.4.7: *Struttura di un LGAD con JTE.*

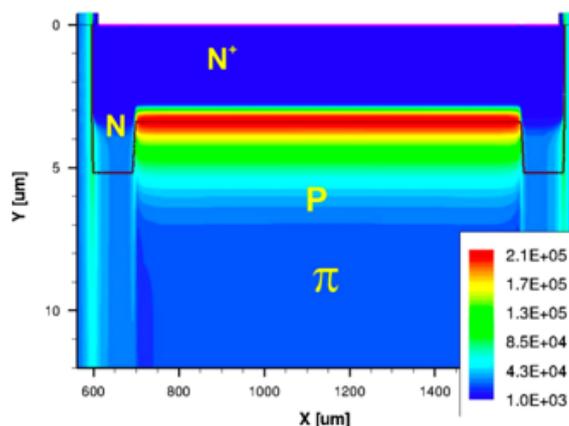


Figura 2.4.8: Esempio di uniformità della distribuzione del campo elettrico in LGAD con struttura JTE (i valori del campo elettrico sono in V/cm).

Un altro esempio di LGAD con struttura JTE è raffigurato in figura 2.4.9:

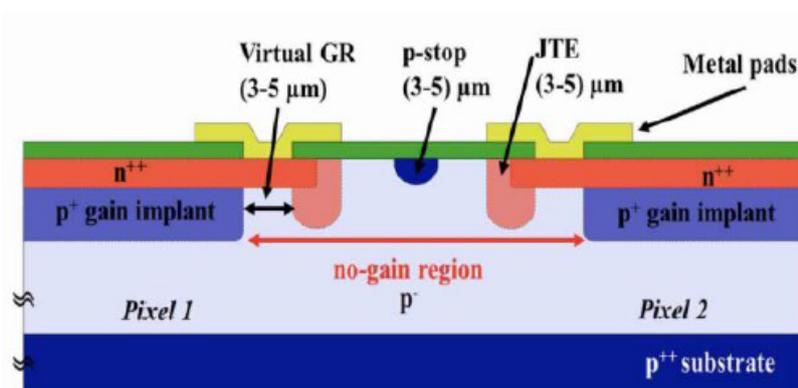


Figura 2.4.9: Tipica struttura di un LGAD con struttura JTE.

Lo strato di guadagno è lo strato p^+ , esso è solitamente drogato con atomi di boro ed è il punto in cui avviene la moltiplicazione a valanga.

Nello strato p^- si ha l'assorbimento dei fotoni incidenti. Nello strato superiore del sensore invece si trova un Virtual Guard Ring (VGR) e la JTE. In queste due regioni il guadagno è inesistente, questa zona viene detta no gain region.

Un anello drogato p^+ , chiamato p-stop, isola elettricamente i pad; esso separa gli stati n^{++} evitando la diffusione dei portatori di carica nei pad confinanti. Per evitare le ossidazioni e riflessioni inopportune, il tutto è ricoperto, oltre che da uno strato di SiO_2 , da uno strato di nitrato di silicio Si_3N_4 .

Lo strato p^+ quindi crea un campo elettrico locale che induce la valanga nella regione tra lo strato drogato n^{++} e la regione di guadagno.

Si possono quindi individuare, come mostrato in figura 2.4.10, due regioni di campo elettrico differente:

- la regione vicino alla giunzione: il campo elettrico è molto intenso (300 kV/cm);
- la regione attiva: il campo elettrico è più basso e uniforme (nell'ordine di 30 kV/cm).

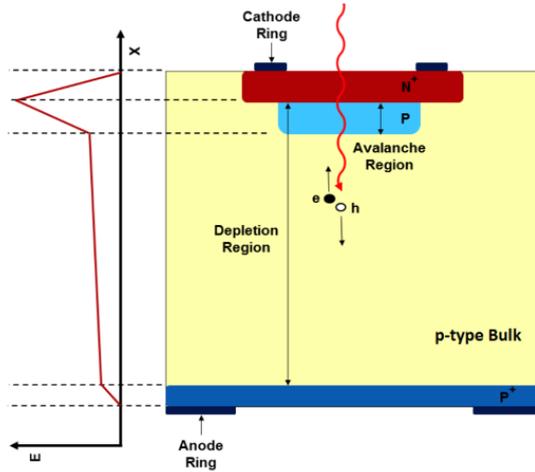


Figura 2.4.10: Schema della struttura di un LGAD con JTE, con a fianco l'andamento del campo elettrico.

Per rivelare particelle cariche si utilizza il minor guadagno possibile: grazie a questo si riescono a ridurre il rumore, proporzionale al guadagno, le difficoltà di segmentazione e l'interazione tra i pad.

Il valore di corrente di_G associato al guadagno è ottenuto usando il **teorema di Ramo**. Considerando un numero dN_G di elettroni che entra nella regione del gain in un tempo dt e a velocità v , si avrà:

$$di_G = dN_G * q * v * \frac{1}{d} \propto \frac{G}{d} * dt \quad (2.11)$$

da cui si ha:

$$\frac{di_G}{dt} \propto \frac{G}{d} \quad (2.12)$$

dove qui d rappresenta lo spessore del sensore.

2.4.5 Le applicazione degli LGAD

Gli LGAD possono essere utilizzati per diverse applicazioni, questo grazie, come detto, alla loro elevata precisione sia spaziale che temporale. Di seguito si possono trovare diversi esempi:

- **identificazione di particelle** tramite la già trattata tecnica del Time-Of-Flight;
- **tracciamento 4D**: conoscere sia la posizione spaziale che temporale di una particella è di vitale importanza per distinguere dal fondo. Questo è un tipo di tracciamento utilizzato nelle collisioni ad alta energia dove gli eventi sono di altissima molteplicità di particelle prodotte;
- in **adroterapia**: per monitorare l'intensità dei fasci terapeutici, in quanto il conteggio del numero di adroni coinvolti permette di stimare la dose energetica del fascio;

- **PET** (Positron-Electron Tomography, in italiano tomografia a emissione di positroni): nel paziente viene iniettato un radiofarmaco con un radio-isotopo tracciante con un breve tempo di dimezzamento. A seguito del decadimento β^+ viene emesso un positrone che si annichila con un elettrone producendo una coppia di fotoni emessi in direzioni opposte tra loro.

Il tutto si basa sulla rivelazione simultanea di coppie di fotoni, quelli che non raggiungono il rivelatore in coppia, cioè che non raggiungono il rivelatore entro un intervallo di tempo di pochi nanosecondi, non sono infatti presi in considerazione. Maggiore è la risoluzione spaziale e temporale maggiore è la precisione con cui viene ricostruito il vertice e quindi maggiore è la precisione con cui si può individuare il punto esatto in cui è avvenuto il decadimento;

- **imaging 3D**: la ricostruzione della riflessione della luce da parte di oggetti a distanza ignota è alla base dell'imaging 3D, essa è fondamentale in molte applicazioni come ad esempio la visione robotica (che consente a un robot di elaborare dati visuali dal mondo reale).

Capitolo 3

Misure sperimentali sugli LGAD

In questo capitolo, in seguito alla descrizione dell'apparato sperimentale utilizzato, sono riportate tutte le misure effettuate in laboratorio dalle quali è stato possibile caratterizzare i sensori ed estrarre tutti i principali parametri attraverso un'analisi specifica presentata di seguito.

Su ciascun sensore sono state effettuate due diverse misure: una misura della corrente e una misura della capacità, entrambe in funzione della differenza di potenziale applicata agli elettrodi (rispettivamente, misura **I-V** e **C-V**).

3.1 Apparato strumentale

3.1.1 Sensori LGAD

Durante il lavoro di tesi sono stati testati e analizzati 10 diversi sensori LGAD, come si può vedere dalla [figura 3.1.1](#). Essi sono stati prodotti dalla **Fondazione Bruno Kessler** (FBK, Trento) e appartengono a due diversi wafer:

- 4 LGAD di **W17** (wafer 17), con uno spessore nominale di $20 \mu\text{m}$.
- 6 LGAD di **W18** (wafer 18), con uno spessore nominale di $15 \mu\text{m}$.

I sensori appartenenti ad entrambi i wafer hanno un'area del pad di $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$.



Figura 3.1.1: I 10 sensori LGAD utilizzati durante l'esperienza.

Sensori	Wafer	Area (mm^2)	Spessore nominale (μm)
W17 15D	17	1.3×1.3	20
W17 16D	17	1.3×1.3	20
W17 17D	17	1.3×1.3	20
W17 18D	17	1.3×1.3	20
W18 13D	18	1.3×1.3	15
W18 14D	18	1.3×1.3	15
W18 15D	18	1.3×1.3	15
W18 16D	18	1.3×1.3	15
W18 17D	18	1.3×1.3	15
W18 18D	18	1.3×1.3	15

Tabella 3.1: Tabella contenente le caratteristiche nominali dei sensori analizzati.

In [figura 3.1.2](#) si può vedere uno dei sensori LGAD che sono stati analizzati, tutti hanno una struttura analoga:

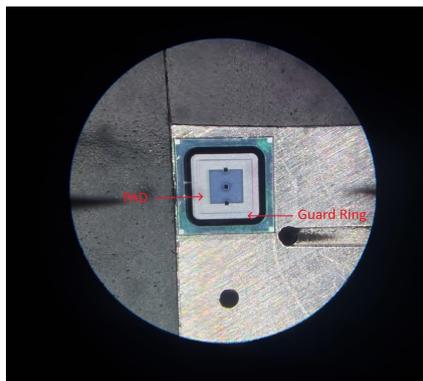


Figura 3.1.2: Foto al microscopio di uno dei sensori LGAD testati. Nella figura si possono riconoscere il pad (riquadro chiaro più interno con al centro un riquadro più scuro dovuto alla metallizzazione più sottile e tre finestre senza metallizzazione) e il Guard Ring (riquadro chiaro più esterno).

3.1.2 Apparato strumentale per le misure I-V

La caratteristica I-V è la curva che si ottiene misurando la corrente in funzione del voltaggio applicato al sensore. La caratterizzazione è avvenuta su tutti i sensori "nudi", cioè non attaccati ad una scheda elettronica. Come mostrato in [figura 3.1.3](#), per effettuare le misure è stata quindi utilizzata una **probe station**, che ci ha permesso di contattare elettricamente il sensore, in modo da potergli applicare una differenza di potenziale e studiare l'andamento della corrente.

In particolare, il voltaggio è stato applicato ai diversi elementi attraverso degli spilli. La probe station è infatti dotata di un microscopio integrato che ha notevolmente agevolato il nostro lavoro sui sensori, garantendo una manipolazione più sicura. Per mantenere stabile l'oggetto di studio durante le misurazioni, la probe station è dotata di un sistema di aspirazione che permette di tenere fisso in una determinata posizione il sensore da testare.

Durante tutte le misure, l'intero setup si trovava all'interno di una **gabbia di Faraday**, per minimizzare il rumore ambientale.

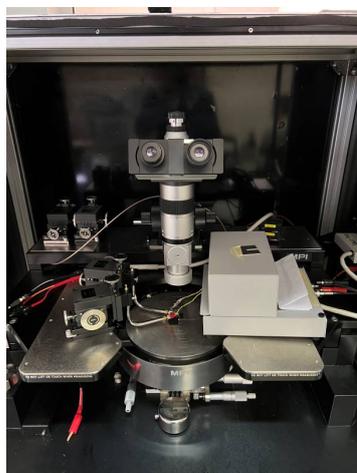


Figura 3.1.3: A sinistra la probe station utilizzata e contenuta nella gabbia di Faraday mostrata a destra.

Tutte le specifiche tecniche possono essere trovate nei manuali del produttore, nell'[appendice](#). Come strumenti vengono utilizzati un amperometro (Keithley 6487) e un generatore di tensione (CAEN NIM 8306), visibili in [figura 3.1.4](#).

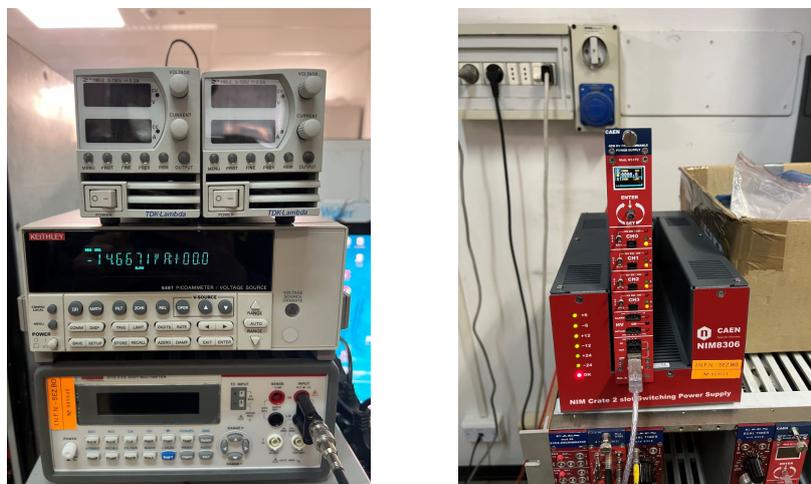


Figura 3.1.4: *A sinistra l'amperometro utilizzato: Keithley 6487. A destra il generatore di tensione: CAEN NIM 8306.*

Il generatore di tensione è collegato al chuck attraverso un cavo coassiale, visibile in [figura 3.1.5](#).

Per effettuare le misure su questi specifici sensori è stato utilizzato l'alimentatore in modo che erogasse una differenza di potenziale negativa sul chuck della probe station.



Figura 3.1.5: *Il cavo coassiale utilizzato per alimentare il chuck attraverso il generatore di tensione.*

Per la misura sono stati utilizzati due spillo: il primo spillo è connesso all'amperometro utilizzato per registrare la corrente tramite il coccodrillo rosso, mentre il secondo spillo è collegato a massa tramite un coccodrillo nero.

Le misure I-V sono state effettuate sia sul pad, sia sul Guard Ring (GR), mantenendo entrambi gli elementi alimentati, ma effettuando la misura su uno dei due elementi alla volta per avere delle misure compatibili con quelle che si avrebbero testando i sensori attaccati a delle schede di elettronica.

Quindi, per misurare il passaggio di corrente sul pad, il primo spillo, direttamente collegato all'amperometro, è stato portato in contatto con il pad, mantenendo il secondo a contatto con il GR; al contrario, per misurare il passaggio di corrente sul GR, il primo

spillo è stato portato in contatto con il GR, mentre il secondo in contatto con il pad. Le misure sono state effettuate in condizioni di buio e a temperatura ambiente. In [figura 3.1.6](#) si possono osservare diversi ingrandimenti del setup per le misure I-V.

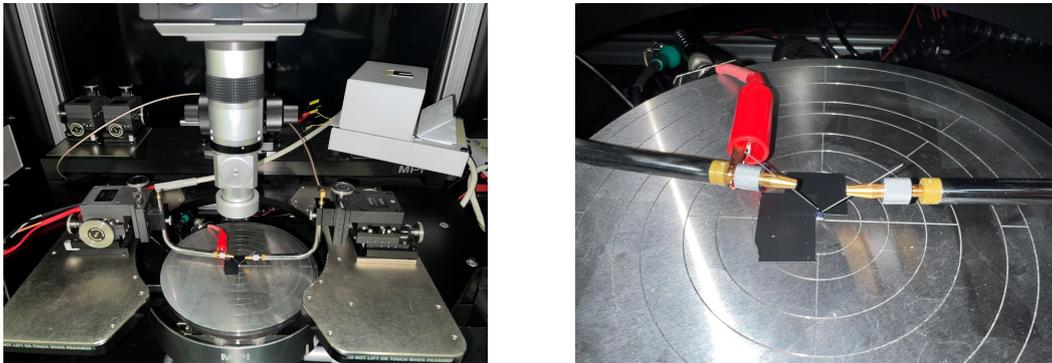


Figura 3.1.6: *A sinistra una foto del setup per le misure I-V. A destra un'angolazione più ravvicinata degli spilli e del sensore sul chuck della Probe Station, qui si può inoltre osservare in alto a sinistra il cavo coassiale collegato al chuck tramite un connettore BNC, e nel centro il sensore sotto test, appoggiato al chuck.*

Tutti gli strumenti sono controllati da remoto tramite un programma di LabVIEW che permette di impostare alcuni vincoli protettivi sulle misure, oltre che **parametri fondamentali** per la misura:

- il range di voltaggio in cui si vuole effettuare la misura;
- la tensione massima;
- la corrente massima;
- gli step di tensione tra un punto e l'altro;
- l'intervallo di tempo tra l'acquisizione di un punto e il successivo, calcolato per permettere alla tensione di stabilizzarsi al nuovo valore.

Il valore massimo della tensione è stato impostato ad un valore specifico per ogni sensore, corrispondente alla tensione di breakdown; la corrente massima a $20 \mu A$, scelta per ottimizzare la scala della misurazione e poter osservare i primi punti dopo il cambiamento di pendenza dovuto al breakdown ed evitare danneggiamenti del sensore. Le curve I-V sono state misurate utilizzando step di tensione di $1 V$ al secondo nella prima parte della curva e $0.1 V$ al secondo a partire da $10 V$ prima del breakdown, in modo da avere punti più fitti intorno al cambio di pendenza, necessari per le analisi riportate nel corrispondente paragrafo.

3.1.3 Apparato strumentale per le misure C-V

Anche per le misure di capacità in funzione del voltaggio è stata utilizzata la probe station, collegata a diversi strumenti, specifici per questo tipo di misura.

In particolare, per l'alimentazione dei sensori, sono stati utilizzati 2 alimentatori TDK-Lambda Z100-2, in serie, al fine di raggiungere tensioni oltre i 100 V di limite massimo di ciascuno, visibili in [figura 3.1.7](#).

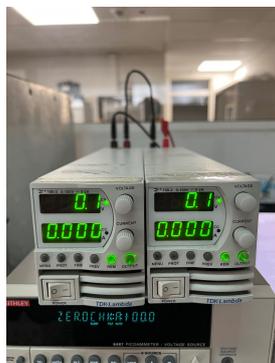


Figura 3.1.7: Due generatori di tensione TDK-Lambda Z100-2 in serie.

Anche in questo caso sono stati utilizzati due spillo: il primo è connesso con l'Impedance Analyser (KEYSIGHT E4990A), mostrato in [figura 3.1.8](#), che opera come capacimetro, e il secondo al chuck; e anche in questo caso le misure sono state effettuate all'interno della box in condizioni di isolamento e di buio totale.

Il collegamento tra lo spillo e il capacimetro viene realizzato con l'utilizzo di un bias-TEE (KEYSIGHT 16065A), riportato in [figura 3.1.9](#), necessario per raggiungere voltaggi maggiori rispetto al limite di 40 V erogabili direttamente dall'Impedance Analyzer.

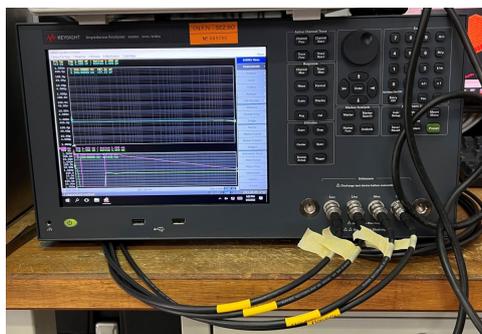


Figura 3.1.8: Impedance Analyser KEYSIGHT E4990A.

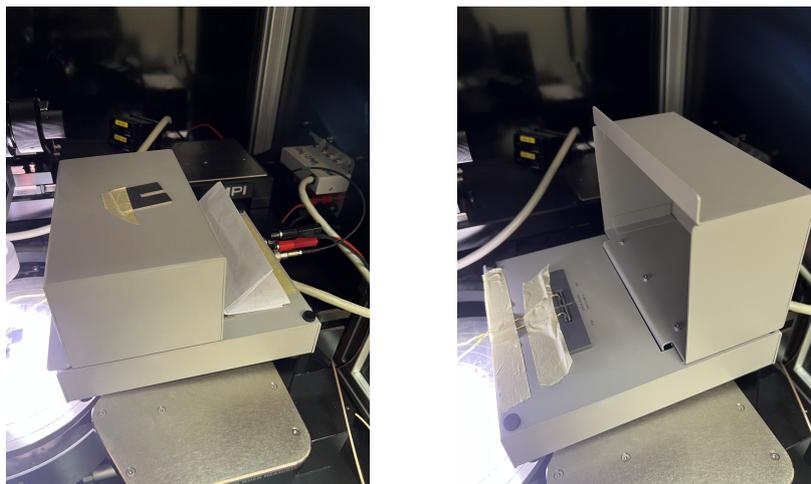


Figura 3.1.9: *Bias-TEE* utilizzato, aperto e chiuso.

In [figura 3.1.10](#) si può osservare il setup della misura C-V.

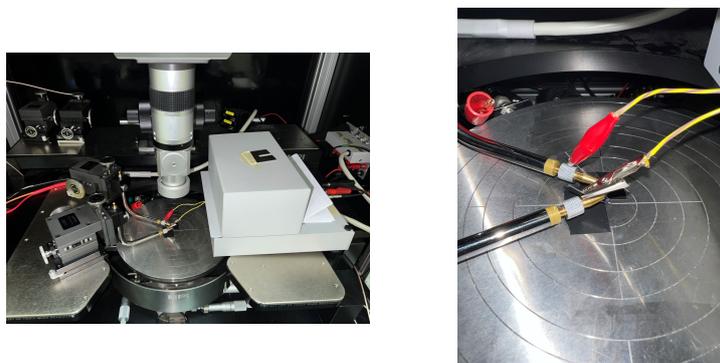


Figura 3.1.10: *Setup* utilizzato per la caratteristica C-V.

Per questa raccolta dati viene utilizzato un altro programma di LabVIEW, che ci permette di avere una visualizzazione rapida dei vari parametri che possono essere estratti dalla misura della capacità in funzione del voltaggio, come visibile dalla schermata in [figura 3.1.11](#). Al completamento della curva il programma salva automaticamente i dati all'interno di un file di testo, che viene poi utilizzato per un'analisi più precisa attraverso una macro di ROOT.

Anche in questo caso dal programma sono stati settati alcuni parametri e vincoli fondamentali, in particolare la tensione, la corrente massima al di sopra della quale il sistema stoppa la misura per non danneggiare il sensore e i punti da acquisire per decade. Per la tensione è stato impostato un valore massimo di 140 V , ottimale per tutti i sensori, e una corrente massima di 0.1 mA . Si è scelto di acquisire 50 punti per decade, sufficienti per i fit nell'intervallo di interesse.

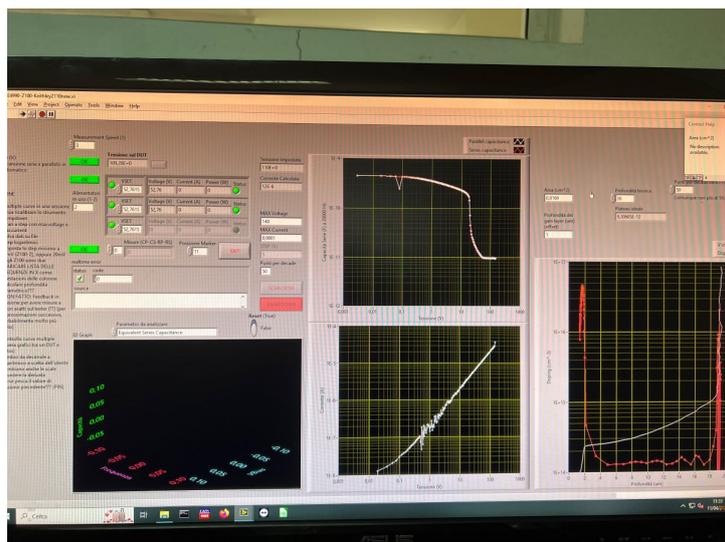


Figura 3.1.11: *Programma LabVIEW per le misure C-V.*

Prima di effettuare l'acquisizione dei dati, è stata svolta una calibrazione degli strumenti, in modo da eliminare eventuali offset legati al setup. In particolare questa calibrazione è stata fatta in due diverse configurazioni:

- configurazione Open Collector: in cui entrambi gli spilli sono sollevati e il circuito risulta aperto;
- configurazione Short Collector: in cui entrambi gli spilli sono appoggiati al chuck, per determinare gli offset con un circuito chiuso senza il sensore sotto misura.

Tutte le misure C-V sono state effettuate in un intervallo di frequenza da 20 Hz a 2 MHz . Dopo aver controllato che per tutte le frequenze si ottengono andamenti compatibili, è stato scelto di utilizzare per le analisi la curva effettuata a 20 kHz , che si è stabilito essere la frequenza propria di questa particolare produzione di sensori, in cui l'andamento risulta essere più stabile.

3.2 Analisi dati misura I-V

In questo paragrafo vengono riportati i risultati relativi alle analisi effettuate sulle curve I-V. La curva I-V è importante per determinare l'intervallo di lavoro di ciascun sensore e per estrarre due parametri fondamentali: il voltaggio in cui si svuota il gain layer e il voltaggio in cui il sensore raggiunge il breakdown.

L'intera analisi è stata effettuata utilizzando il pacchetto di analisi ROOT e con una macro scritta appositamente.

Tutte le curve I-V misurate sono riportate in [figura 3.2.1](#) per tutti i sensori del wafer 17 ($20 \mu m$) e in [figura 3.2.2](#) per tutti i sensori del wafer 18 ($15 \mu m$), sovrapposte, in modo da avere un confronto diretto tra le curve.

Nelle figure sono ben visibili due cambi di pendenza:

- il primo attorno a $20 V$ corrisponde al punto in cui si ha lo svuotamento completo del gain layer;
- il secondo corrispondente al voltaggio in cui i sensori iniziano ad andare in breakdown.

Questi ci permettono quindi di determinare l'intervallo di lavoro del sensore, che viene di solito utilizzato nei voltaggi in cui la corrente è costante.

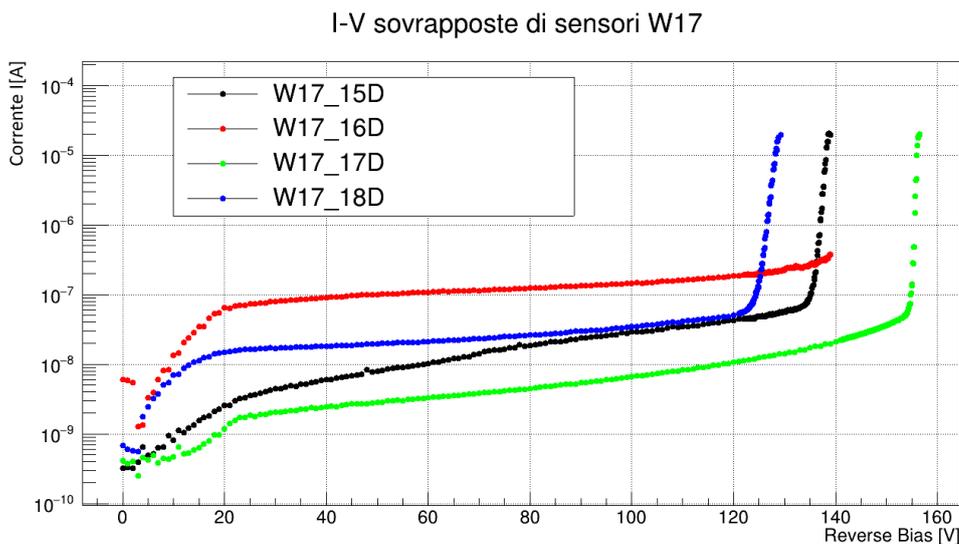


Figura 3.2.1: *I-V sovrapposte di tutti i sensori LGAD del tipo W17.*

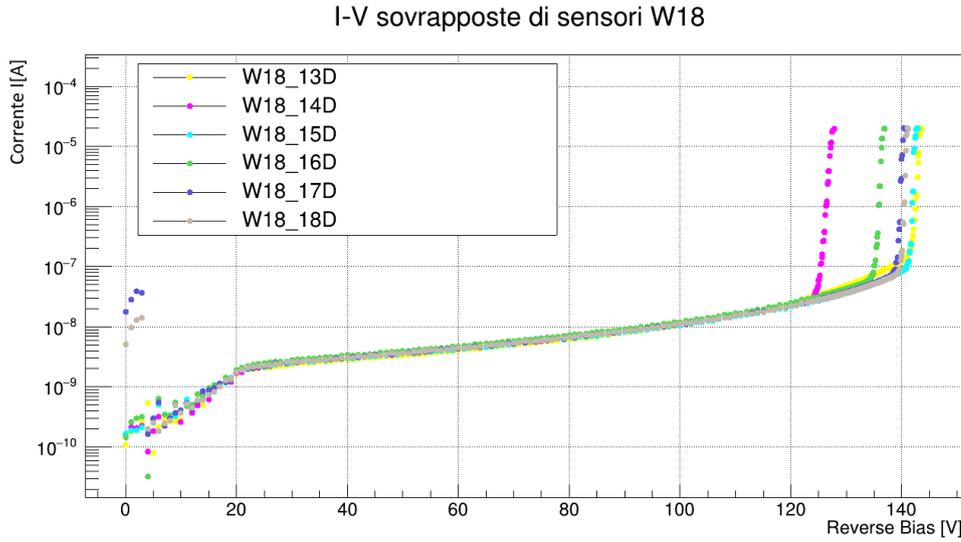


Figura 3.2.2: *I-V sovrapposte di tutti i sensori LGAD del tipo W18.*

Come si può notare dalla [figura 3.2.1](#), per gli LGAD da $20 \mu m$ la corrente risulta essere più alta per alcuni; questo non influisce sul funzionamento del sensore. Per i sensori da $15 \mu m$, [figura 3.2.2](#), si può invece notare come il wafer sia molto più uniforme e le curve risultino praticamente sovrapposte.

Per tutti i sensori è stato quindi estratto il valore della tensione di breakdown, necessario per confrontare tra loro i sensori e determinarne l'intervallo di lavoro.

Per determinare con precisione il valore della V_{BD} , e assegnargli un errore, sono stati utilizzati tre diversi fit attorno al punto di breakdown ed è stato preso come valore finale la media tra il valore estratto dai tre metodi:

- la derivata logaritmica, in funzione del voltaggio applicato al sensore, **LD**, su cui è stato fatto un fit con una polinomiale di secondo grado sugli ultimi punti della curva (riportato in rosso nei grafici sotto). Il valore di massimo rappresenta il voltaggio di breakdown:

$$LD = \frac{d \ln |I|}{dV} \quad (3.1)$$

- la derivata logaritmica inversa **ILD**, in cui il minimo del fit (polinomiale di secondo grado, in blu nei grafici sotto) rappresenta il voltaggio di breakdown:

$$ILD = \frac{dV}{d \ln |I|} \quad (3.2)$$

- un fit lineare sui punti prima e dopo il voltaggio di breakdown (in verde e nero nei grafici sotto); in questo caso è stato considerato come V_{BD} il punto di intersezione tra le due rette.

In [figura 3.2.3](#) e [figura 3.2.4](#) si possono osservare alcuni esempi dei fit per un LGAD da $20 \mu m$ e uno da $15 \mu m$:

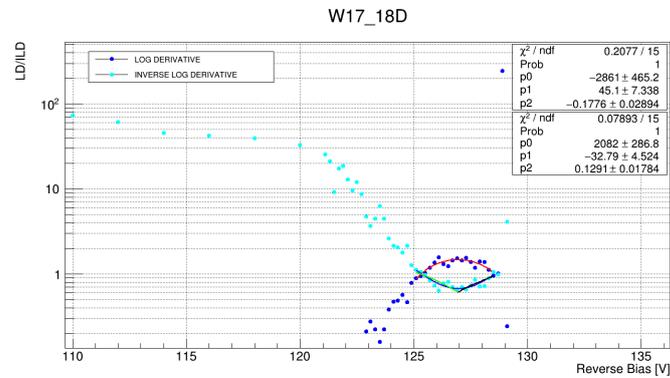


Figura 3.2.3: Esempio del fit per l'estrazione del voltaggio di breakdown per un sensore da 20 μm di spessore (nello specifico il sensore W17 18D).

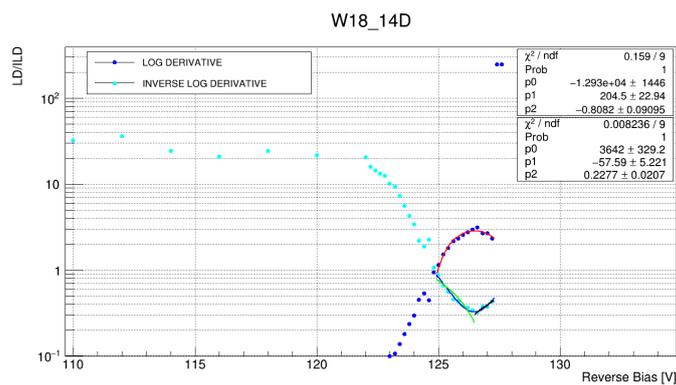


Figura 3.2.4: Esempio del fit per l'estrazione del voltaggio di breakdown per un sensore da 15 μm di spessore (nello specifico il sensore W18 14D).

Di seguito, in [tabella 3.2](#), sono riportati i valori della tensione di breakdown estratti per tutti i sensori analizzati:

Sensori	Tensione di breakdown V_{BD} (V)
W17 15D	137.4 ± 0.1
W17 16D	155.6 ± 0.2
W17 17D	155.6 ± 0.1
W17 18D	126.9 ± 0.1
W18 13D	142.9 ± 0.1
W18 14D	126.4 ± 0.1
W18 15D	142.0 ± 0.1
W18 16D	136.1 ± 0.3
W18 17D	139.7 ± 0.1
W18 18D	140.3 ± 0.1

Tabella 3.2: Tabella contenente i valori della tensione di breakdown per i sensori analizzati.

3.3 Analisi dati misura C-V

In questo paragrafo sono riportati i risultati relativi alle analisi effettuate sulle curve C-V. La curva C-V è importante per estrarre diverse informazioni sulla struttura interna dei sensori; anche in questo caso viene fatta attraverso una macro creata appositamente. In questo caso le informazioni sulla struttura interna dei sensori sono:

- lo spessore;
- il valore della tensione di svuotamento completo del sensore;
- il profilo di doping;
- l'andamento del campo elettrico in funzione dello svuotamento.

Come si vede di seguito, in [figura 3.3.1](#) e [figura 3.3.2](#), le curve sono praticamente tutte sovrapposte indicando una buona uniformità dei sensori. Dal grafico si può notare che l'andamento generale dei sensori è simile.

Si nota una prima regione in cui vi è una rapida decrescita iniziale corrispondente allo svuotamento dello strato di guadagno, al primo flesso esso risulta completamente svuotato. Questo ci permette di studiare l'uniformità del doping del gain layer nei diversi sensori, che in questo caso risultano totalmente omogenei.

Si può notare quindi una seconda regione in cui c'è una decrescita rapida fino a un valore asintotico di capacità. Questa regione corrisponde allo svuotamento dell'epitaxial layer, che essendo meno drogato si svuota in maniera molto rapida.

Il valore asintotico a cui tende la capacità è quello del sensore completamente svuotato.

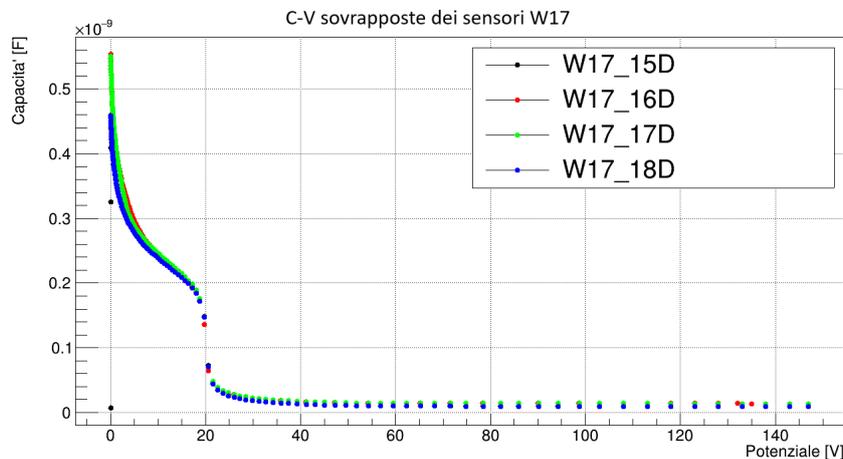


Figura 3.3.1: Grafico delle C-V sovrapposte di tutti i sensori del wafer 17 analizzati.

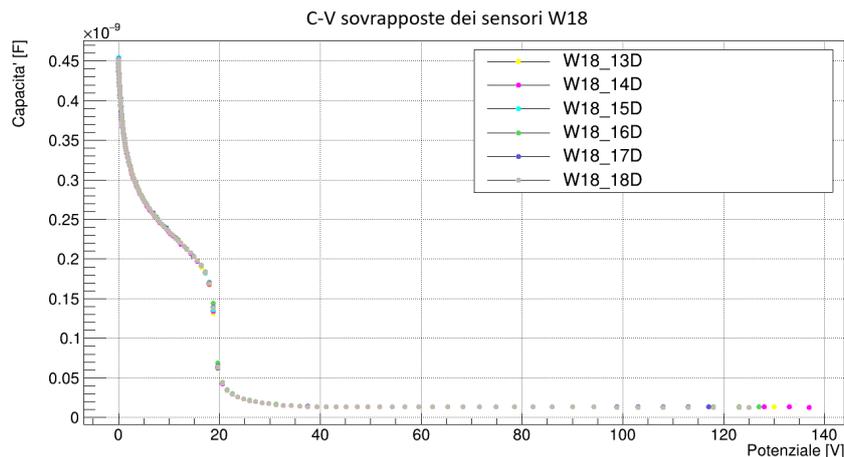


Figura 3.3.2: Grafico delle C - V sovrapposte di tutti i sensori del wafer 18 analizzati.

Da queste curve è stato quindi possibile estrarre diversi parametri importanti dei sensori, riportati nei seguenti paragrafi:

3.3.1 Spessore del sensore

Per determinare lo spessore W del sensore [in μm] viene utilizzata la seguente formula:

$$W = \frac{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0 * A}{C} \quad (3.3)$$

dove ε_{Si} corrisponde alla costante dielettrica del silicio, ε_0 la costante dielettrica nel vuoto, A corrisponde all'area del pad dei sensori e C è la capacità.

Questo è stato trovato effettuando un fit con una polinomiale di primo grado sugli ultimi punti della curva di voltaggio applicato al sensore in funzione dello svuotamento, ed estraendo il valore asintotico a cui la curva tende.

In [tabella 3.3](#) sono riportati i valori dello spessore estratto per tutti i sensori.

I sensori del wafer 18 hanno uno spessore molto vicino ai $15 \mu m$ nominali. I sensori del wafer 17 risultano avere uno spessore minore di quello nominale di $20 \mu m$, con due LGAD di circa $18 \mu m$ e due di circa $13 \mu m$ sperimentali.

Sensori	Spessore W (μm)
W17 15D	18.21
W17 16D	13.72
W17 17D	13.13
W17 18D	18.36
W18 13D	15.11
W18 14D	15.13
W18 15D	14.98
W18 16D	15.11
W18 17D	15.11
W18 18D	15.24

Tabella 3.3: Spessore per ogni sensore studiato.

Di seguito, in [figura 3.3.3](#) e [figura 3.3.4](#), sono riportati due esempi di grafici raffiguranti l'andamento della tensione al variare della profondità nel sensore fino alla fine dello svuotamento dai quali è stata estratta la profondità:

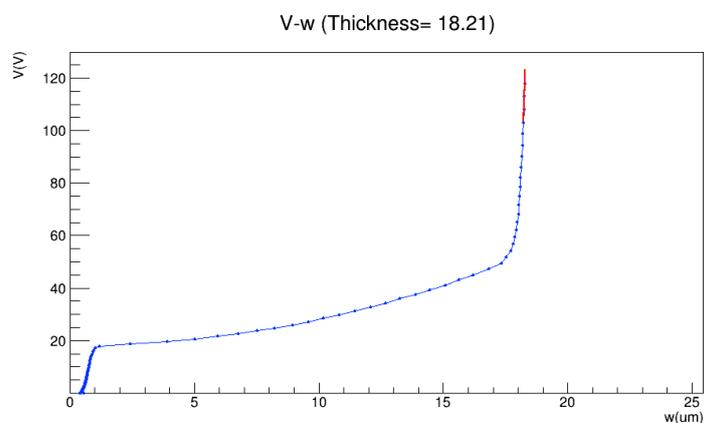


Figura 3.3.3: Grafico, del sensore W17 15D, dell'andamento della tensione in funzione della profondità.

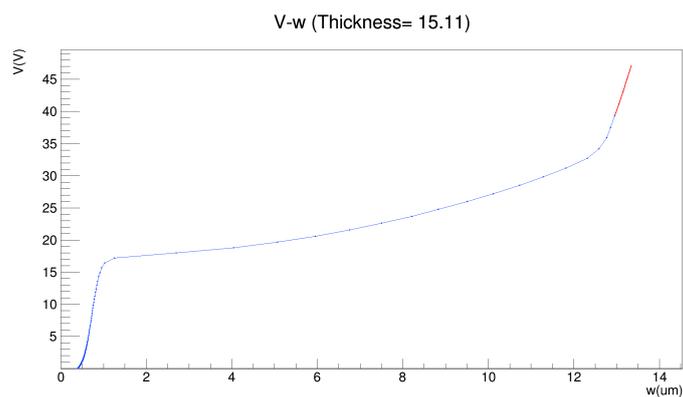


Figura 3.3.4: Grafico, del sensore W18 17D, dell'andamento della tensione in funzione della profondità.

3.3.2 Tensione di svuotamento completo del sensore

È stato inoltre estratto il valore della tensione di full depletion, V_{dep} , corrispondente al valore minimo della tensione per il quale il sensore è completamente svuotato.

Per fare questo, il valore dell'inverso della capacità al quadrato è stato riportato in funzione del voltaggio applicato al sensore; è stato quindi fatto un doppio fit lineare sui punti prima e dopo il secondo flesso di questo grafico ed è stato preso il valore della tensione di svuotamento completo come il punto di intersezione tra i due fit.

Un esempio è stato riportato in [figura 3.3.5](#) per un sensore del wafer 17 e in [figura 3.3.6](#) per un sensore del wafer 18.

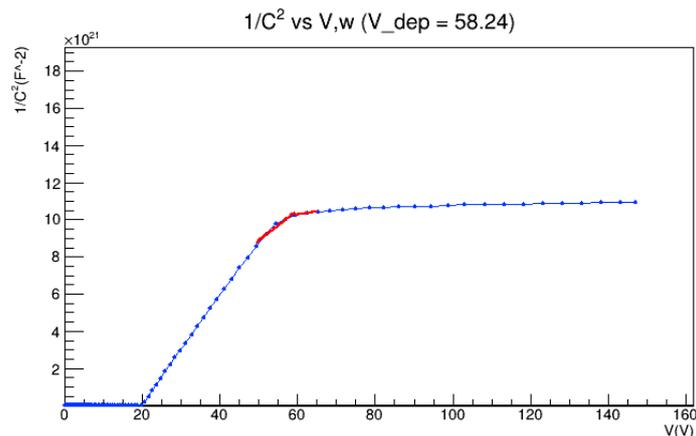


Figura 3.3.5: Grafico $\frac{1}{C^2} - V$ del sensore W17 15D.

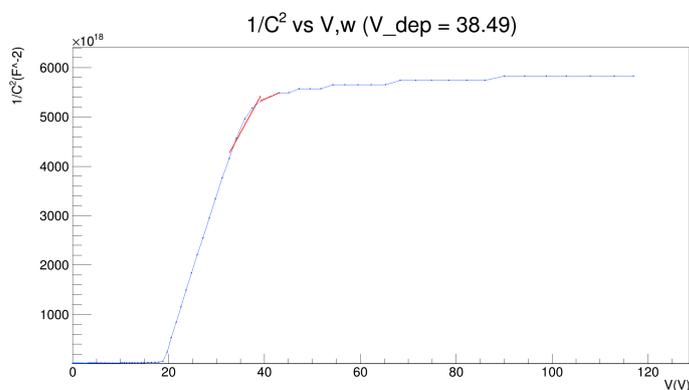


Figura 3.3.6: Grafico $\frac{1}{C^2} - V$ del sensore W18 17D.

Di seguito, in [tabella 3.4](#), sono riassunti i valori delle tensioni di depletion per tutti i sensori:

Sensori	Tensione di depletion V_{dep} (V)
W17 15D	58.24
W17 16D	58.03
W17 17D	58.90
W17 18D	58.58
W18 13D	40.35
W18 14D	38.49
W18 15D	38.51
W18 16D	40.35
W18 17D	38.49
W18 18D	38.49

Tabella 3.4: I valori delle tensioni di depletion per tutti i sensori analizzati.

3.3.3 Il profilo di doping

Il profilo di doping $N_{dop}[cm^{-3}]$ è dato dalla seguente formula:

$$N_{dop} = \frac{2}{q\epsilon_{Si}\epsilon_0 A^2} * \frac{dV}{d(\frac{1}{C})^2} \quad (3.4)$$

dove q è la carica elementare.

Di seguito, in [figura 3.3.7](#) e [figura 3.3.8](#), sono riportati due esempi di grafici dell'andamento del profilo di doping in funzione della profondità:

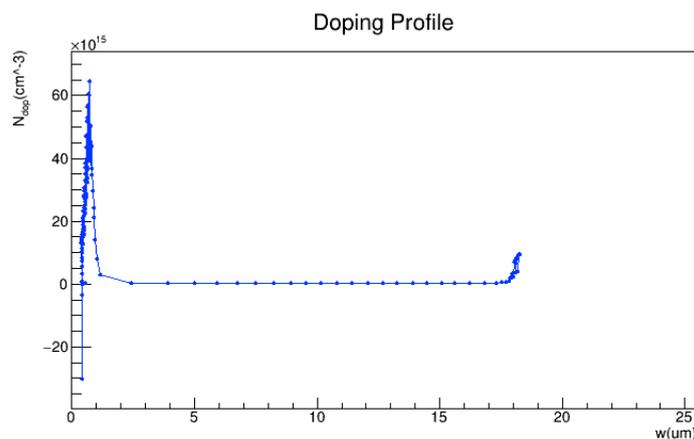


Figura 3.3.7: Grafico, del sensore W17 15D, dell'andamento del profilo di doping in funzione della profondità.

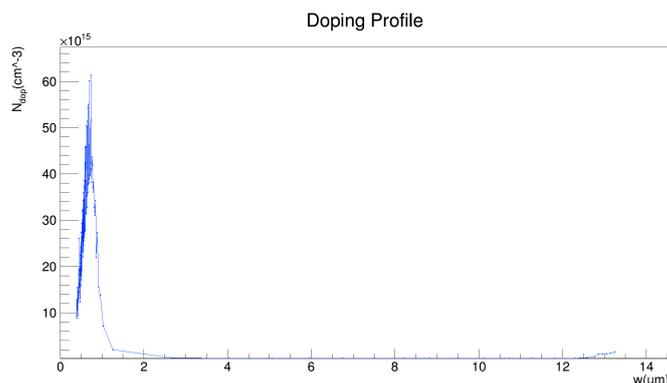


Figura 3.3.8: Grafico, del sensore W18 17D, dell'andamento del profilo di doping in funzione della profondità.

Da questi grafici è ben visibile un primo picco di doping corrispondente allo strato di guadagno, con un picco attorno a $1 \mu m$ (profondità del gain layer) e una seconda parte costante data dal doping molto basso del resto del sensore.

3.3.4 Campo elettrico in funzione dello svuotamento

Il campo elettrico è dato dalla seguente formula:

$$E(x) = \int_{x_{max}}^x \frac{qN_{dop}(x)}{\epsilon_{Si}\epsilon_0} dx \quad (3.5)$$

dove x è la profondità del sensore.

Dato che il doping all'interno del gain layer è molto più alto, ci aspettiamo che vi sia un picco di campo elettrico in corrispondenza di questo valore.

In [figura 3.3.9](#) e [figura 3.3.10](#) sono riportati due esempi di andamento del campo elettrico in funzione dello svuotamento: come atteso si osserva che il campo elettrico risulta molto alto all'inizio della curva, dove si trova il gain layer, e più basso e uniforme nel resto del sensore.

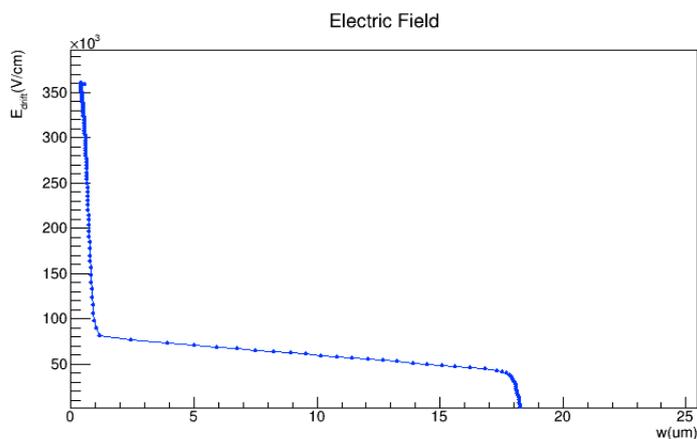


Figura 3.3.9: Grafico, del sensore W17 15D, dell'andamento del campo elettrico in funzione della profondità.

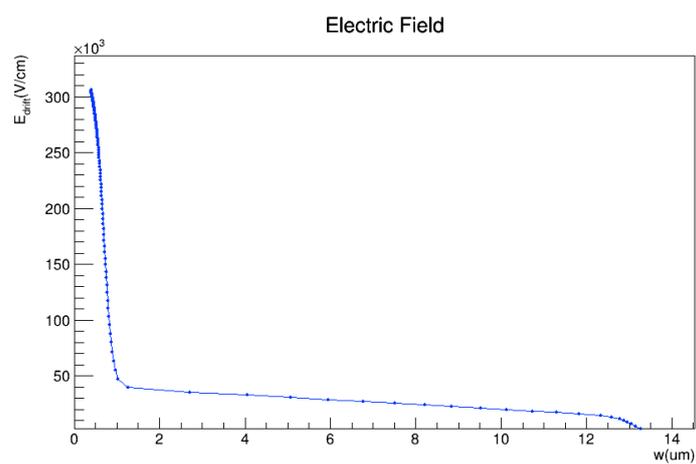


Figura 3.3.10: Grafico, del sensore W18 17D, dell'andamento del campo elettrico in funzione della profondità.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati studiati e caratterizzati 10 prototipi di LGAD ultrasottili, di $15\ \mu\text{m}$ e $20\ \mu\text{m}$ di spessore, prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK). Questi studi sono stati fondamentali nel contesto dell'R&D su tecnologie al silicio innovative candidate per il sistema a tempo di volo del futuro esperimento ALICE 3, che verrà installato su LHC al CERN.

L'obiettivo principale di questo lavoro era studiare e confrontare il comportamento di questi sensori al fine di trovare delle coppie di sensori con le stesse caratteristiche strutturali ed elettriche per implementare un nuovo concetto di rivelatore, in cui due LGAD vengono attaccati allo stesso amplificatore, per ottenere un segnale più alto, in favore dell'elettronica e una risoluzione temporale migliore.

I 10 LGAD sono stati quindi caratterizzati attraverso misure di corrente in funzione del voltaggio (I-V), che hanno permesso di ricavare la tensione di breakdown (V_{BD}) di ciascuno, e di capacità in funzione del voltaggio (C-V), da cui sono stati estratti lo spessore, il valore della tensione di svuotamento completo del sensore, il profilo di doping e l'andamento del campo elettrico in funzione dello svuotamento.

Dall'analisi effettuata sui sensori, si è potuta osservare un'ottima uniformità tra tutti i sensori da $15\ \mu\text{m}$ a livello di spessore e profilo di doping, ma alcune differenze tra i voltaggi di breakdown dei vari sensori, che hanno determinato gli accoppiamenti, scelti per avere un intervallo di lavoro il più simile possibile tra i due sensori della coppia. I sensori da $20\ \mu\text{m}$ invece, a differenza dei precedenti, sono meno uniformi a livello di corrente e hanno valori di breakdown molto più lontani tra loro. In questo caso l'accoppiamento è stato determinato, oltre che dal voltaggio di breakdown, anche dallo spessore misurato dei sensori che è risultato di $18\ \mu\text{m}$ per due LGAD e di $13\ \mu\text{m}$ per gli altri due.

La misura è stata ripetuta più volte cambiando alcuni elementi del sistema e le condizioni ambientali, e tutti i risultati si sono dimostrati compatibili tra loro, confermando le misure ottenute, leggermente differenti da quelle nominali, probabilmente a causa del fatto che questa era una delle prime produzioni di sensori così sottili.

La caratterizzazione di questi sensori in laboratorio è stata quindi fondamentale al fine di trovare delle coppie di sensori omogenei da collegare alle schede elettroniche, per i test che sono stati poi effettuati su fascio a Luglio.

Appendice

Strumentazione

- [TDK-Lambda Z100-2](#).
- [Keysight Impedance Analyzer E4990A](#).
- [CAEN NIM 8306](#).
- [Keithley 6487](#).
- [Keysight 16065A](#).

Bibliografia

- [1] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, and Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [2] Anton Andronic. An overview of the experimental study of quark–gluon matter in high-energy nucleus–nucleus collisions. *International Journal of Modern Physics A*, 29(22):1430047, 2014.
- [3] Roman Pasechnik and Michal Šumbera. Phenomenological review on quark–gluon plasma: concepts vs. observations. *Universe*, 3(1):7, 2017.
- [4] Sourav Sarkar, Helmut Satz, and Bikash Sinha. *The physics of the quark-gluon plasma: introductory lectures*, volume 785. Springer, 2009.
- [5] John Adams, C Adler, MM Aggarwal, Z Ahammed, J Amonett, BD Anderson, M Anderson, D Arkhipkin, GS Averichev, SK Badyal, et al. Evidence from d+ a u measurements for final-state suppression of high-p t hadrons in a u+ a u collisions at rhic. *Physical Review Letters*, 91(7):072304, 2003.
- [6] ALICE Collaboration. Letter of intent for alice 3: A next-generation heavy-ion experiment at the lhc, 2022.
- [7] Lucio Pancheri, Raffaele A Giampaolo, Andrea Di Salvo, Serena Mattiazzo, Thomas Corradino, Piero Giubilato, Romualdo Santoro, Massimo Caccia, Giovanni Margutti, Jonhatan E Olave, et al. Fully depleted maps in 110-nm cmos process with 100–300- μm active substrate. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 67(6):2393–2399, 2020.
- [8] Pablo Fernández-Martínez, David Flores, Salvador Hidalgo, Virginia Greco, Angel Merlos, Giulio Pellegrini, and David Quirion. Design and fabrication of an optimum peripheral region for low gain avalanche detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 821:93–100, 2016.

Ringraziamenti

Dedico questa tesi a mia madre, che con tanto amore e dedizione mi sostiene sempre e incoraggia ogni giorno.

Vorrei ringraziare innanzitutto la professoressa Gilda Scioli per avermi dato la possibilità di partecipare a un'esperienza molto interessante di laboratorio e di ricerca, per la sua disponibilità e per tutti i preziosi suggerimenti che mi ha dato per la stesura della tesi.

Ringrazio inoltre la mia correlatrice, la dottoressa Sofia Strazzi. Il suo ruolo è stato fondamentale all'interno di tutto il percorso grazie ai validi consigli e alla grande disponibilità e costanza avuta in questi mesi.

Un ringraziamento particolare a mia nonna Ester, i miei zii Laura e Vasco, e mio cugino Luca per aver sempre creduto in me e per essermi accanto nei momenti più difficili.

Vorrei infine ringraziare Luca per il suo costante sostegno.