

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica



**STUDIO DI UN ALGORITMO LINEARE DI
RICOSTRUZIONE ANALOGICA DELLA POSIZIONE
PER IL RIVELATORE A PIXEL DI ATLAS**

Relatore: Prof. Francesco RAGUSA

Correlatori: Dott.ssa Clara TRONCON

Dott. Tommaso LARI

Tesi di Laurea di:

Alan ARELLI MAFFIOLI

Matricola: 415084

Codice P.A.C.S.: 29.40

Anno Accademico 2005-2006

A papà

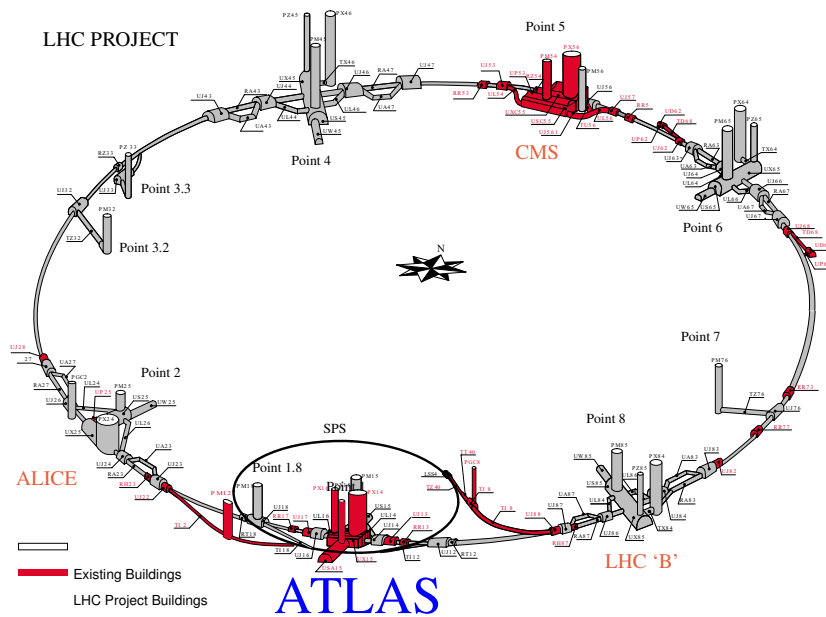


Figura 1: Il collisore protoni-protoni LHC si articola lungo un anello sotterraneo di 27 km di circonferenza situato al CERN. ATLAS è uno degli esperimenti principali di LHC, destinato ad investigare la natura fondamentale della materia e delle sue interazioni ad energie mai raggiunte prima da una macchina acceleratrice (14 TeV nel centro di massa).

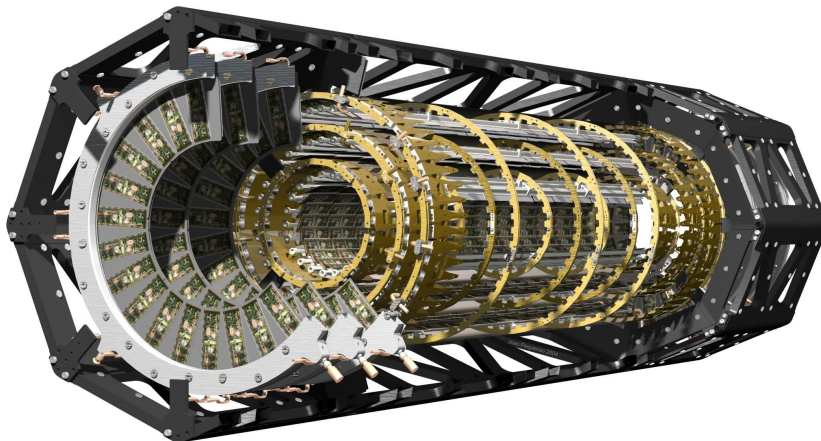


Figura 2: Il rivelatore a pixel di ATLAS è il dispositivo dell'esperimento più prossimo al punto d'interazione. Alla precisione della sua ricostruzione spaziale dell'evento sono affidate molte delle aspettative di indagine del Modello Standard ed eventuali evidenze di nuova fisica. Nella figura si osservano i tre strati del barrel e tre dei sei dischi su cui sono disposti i moduli che lo costituiscono.

Indice

1	L'esperimento ATLAS	7
1.1	Descrizione generale	7
1.1.1	Motivazioni ed obbiettivi	7
1.1.2	Descrizione generale del rivelatore	8
1.1.3	Definizioni e sistema di riferimento	9
1.2	Il programma di fisica di ATLAS	10
1.2.1	Fisica del Modello Standard	10
1.2.2	Il bosone di Higgs del Modello Standard	12
1.2.3	Supersimmetria	14
1.2.4	Altra fisica oltre il Modello Standard	15
1.3	Il rivelatore ATLAS	16
1.3.1	L'Inner Detector	16
1.3.2	I calorimetri	21
1.3.3	Lo spettrometro a muoni	23
1.3.4	Trigger, acquisizione dati e calcolo	24
2	Il rivelatore a Pixel di ATLAS	26
2.1	Caratteristiche fondamentali dei rivelatori al silicio	26
2.2	Segnale generato sul sensore	27
2.3	Danni prodotti dalla radiazione sui rivelatori al silicio	30
2.4	Struttura del rivelatore a pixel	34
2.5	I moduli	38
2.6	Il sensore	39
2.7	L'elettronica di front-end	44
3	Il testbeam ed i sensori analizzati	50
3.1	Il testbeam	50
3.2	Allineamento ed analisi dei dati	53
3.3	Dispositivi esaminati	58
4	Comportamento dei sensori a pixel in presenza di campo magnetico	61
4.1	L'angolo di Lorentz	61
4.2	Misurazione dell'angolo di Lorentz	62
4.3	Modello di previsione dell'angolo di Lorentz ed interpretazione delle misure	66
4.3.1	Moto delle cariche nel silicio	67
4.3.2	L'effetto di Lorentz	71

4.3.3	Calcolo dell'angolo di Lorentz nel testbeam	72
4.3.4	Calcolo dell'angolo di Lorentz in ATLAS	74
5	Analisi della risoluzione spaziale	77
5.1	Importanza della risoluzione spaziale	77
5.2	Dimensione dei cluster	79
5.3	Ricostruzione della posizione	90
5.4	Risoluzione del telescopio	96
5.5	Risoluzione digitale lungo x	106
5.6	Risoluzione analogica lungo x	111
5.7	Risoluzione in presenza di campo magnetico	116
5.8	Risoluzione lungo la direzione y	117
5.9	Conclusioni	119
6	Modello geometrico per la ricostruzione della posizione in sensori non irraggiati	121
6.1	Introduzione	121
6.2	Formulazione del modello	122
6.2.1	Perdita di energia di una particella carica nel pixel	122
6.2.2	Postulati del modello	128
6.3	Previsioni del modello: la popolazione dei cluster	132
6.4	L'algoritmo lineare di ricostruzione della posizione	136
6.4.1	Deduzione dell'algoritmo	136
6.4.2	Correzioni al modello geometrico	144
6.4.3	Simulazione delle fluttuazioni di Landau	145
6.4.4	Forma finale dell'algoritmo	151
6.5	Risultati	155
6.6	Conclusioni	158
7	Effetti quantitativi dell'irraggiamento sui sensori a pixel	161
7.1	Determinazione della charge trapping	163
7.1.1	Caratteristiche del fenomeno	163
7.1.2	Strategia di misurazione adottata	172
7.2	Determinazione della depletion depth	182
7.2.1	Zona svuotata e condizioni operative	182
7.2.2	Metodo di misurazione	186
7.2.3	Risultati	188
7.3	Conclusioni	193
8	Algoritmo lineare per la ricostruzione spaziale nei pixel irraggiati	195
8.1	Adeguamento dei postulati del modello	195
8.2	Forma delle relazioni	199
8.2.1	Popolazione dei cluster	199
8.2.2	Algoritmo lineare di ricostruzione spaziale	201
8.3	Risultati	208
8.3.1	Popolazione dei cluster	208
8.3.2	Risoluzione lineare	209
8.4	Conclusioni	215
	Conclusioni	217

Bibliografia	220
Ringraziamenti	224

Introduzione

La necessità di verificare il meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole del Modello Standard, unita alla possibilità di investigare nuovi fenomeni fisici ad esso collegati, sono alla base della decisione di costruire il Large Hadron Collider (LHC), un collisore in grado di incrementare di un ordine di grandezza l'energia e la luminosità delle macchine create fino ad oggi.

L'esperimento ATLAS, caratterizzato dall'impiego di più tecnologie per fornire una ricostruzione completa degli eventi, analizzerà la fisica prodotta da LHC a partire dal 2007. Al suo interno è presente un sensore a pixel al silicio come rivelatore di vertice, designato a fornire una precisa ricostruzione spaziale della posizione delle particelle in prossimità del punto di interazione. La risoluzione spaziale del rivelatore a pixel è la caratteristica chiave per l'individuazione dei vertici secondari prodotti dai mesoni B e dai leptoni τ ed è necessaria per lo studio di molti fenomeni di fisica, quali i decadimenti del bosone di Higgs e la violazione di CP. Il rivelatore a pixel di vertice rappresenta una sfida tecnologica senza precedenti sia per le prestazioni ad esso richieste che per l'elevato livello di radiazioni a cui sarà sottoposto, causa la prossimità con il punto d'interazione e la luminosità di LHC.

Il lavoro di Tesi svolto è basato sullo studio del comportamento di prototipi del sensore a pixel di ATLAS (anni 2002, 2003 e 2004) sotto l'azione di un fascio di pioni prodotto al CERN (*testbeam*). L'attenzione è focalizzata sulla prestazione di risoluzione spaziale dell'evento, con particolare interesse alla comparazione fra differenti algoritmi di ricostruzione ed alla ricerca di un procedimento più maneggevole per la determinazione di precisione della posizione delle particelle. Il *testbeam* è una parte fondamentale di una più estesa ed intensa attività di analisi ed ottimizzazione condotta dall'ATLAS Pixel collaboration di cui, fra gli altri, fanno parte la sezione di Milano dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare ed il dipartimento di Fisica dell'Università di Milano. Nel corso di tale attività sono state affinate le scelte progettuali e costruttive dei dispositivi, determinata la loro resistenza alla radiazione e verificata la rispondenza delle prestazioni ai valori indicati nelle specifiche.

I primi tre capitoli della Tesi sono dedicati alla descrizione dell'esperimento ATLAS, del rivelatore a pixel di ATLAS, delle modalità di conduzione del *testbeam* e dei dispositivi analizzati in questo lavoro.

Nel quarto capitolo è data una descrizione generale dell'effetto del campo magnetico sulle misurazioni effettuate dal rivelatore a pixel. Viene definito l'angolo di Lorentz, la quantità che esprime la traslazione della dipendenza angolare delle grandezze misurabili in presenza di campo magnetico. Il valore dell'angolo di Lorentz riveste una particolare importanza nel prevedere le prestazioni alle

condizioni di ATLAS. Per tale motivo sono presentati i risultati di misurazioni reperibili in letteratura compiute nel corso del testbeam.

Nel quinto capitolo è condotta un'analisi dettagliata della risoluzione spaziale di prototipi non irraggiati. Viene esaminata la relazione fra la dimensione dei cluster, da cui dipende la risoluzione, ed i parametri operativi del sensore (angolo di incidenza, grado di irraggiamento, soglia del discriminatore). È sviluppato un originale metodo di determinazione della risoluzione del sistema di tracciamento del testbeam (telescopio), il cui valore si somma in quadratura alle risoluzioni intrinseche dei pixel. Sono definiti i concetti di risoluzione digitale (in cui la posizione della traiettoria è data dal centro geometrico del cluster) ed analogica (basata invece sulla carica raccolta dai pixel) e viene posta in evidenza la dipendenza fra i rispettivi valori e l'angolo d'incidenza del fascio. L'approccio analogico offre indubitabili vantaggi in termini di prestazione assoluta.

Lo sviluppo di un algoritmo semplificato d'interpolazione della carica, per la ricostruzione della posizione nei sensori non irraggiati, è l'oggetto del sesto capitolo. Il guadagno di risoluzione ottenuto con l'approccio analogico è raggiunto a scapito di economicità di utilizzo e di tempo di calcolo. Il suo dominio angolare è inoltre strettamente legato al numero di misurazioni preliminari condotte nel testbeam. Sfruttando la relazione (quasi) lineare fra la carica media raccolta e la lunghezza del percorso della particella nel sensore (vera alle condizioni di energia di LHC in base allo spessore del sensore), nonché ignorando le grandezze statistiche legate alla generazione, raccolta ed elaborazione del segnale (fluttuazioni di Landau, energia di creazione e^- /buca, rumore e dispersione dell'elettronica), viene formulato un modello geometrico di risposta del dispositivo. Il modello è sottoposto a verifica confrontando le sue previsioni fondamentali con i dati del testbeam. Partendo da esso viene costruita una relazione lineare atta ad esprimere la correzione alla ricostruzione digitale della posizione. Il principale vantaggio di questo approccio, oltre alla maneggevolezza, è la possibilità di calcolare la correzione a qualunque angolo a partire dalla conoscenza di due soli parametri: lo spessore del sensore e l'equivalente in cammino della soglia del discriminatore.

Nel settimo capitolo è condotto uno studio dettagliato sulla diminuzione dell'efficienza di raccolta di carica indotta dall'irraggiamento. Due sono le modalità con cui si presenta il fenomeno: la diminuzione dell'estensione della zona sensibile del sensore e l'attenuazione del flusso di portatori di carica dovuto all'insorgenza di centri d'intrappolamento. Entrambi i fenomeni sono descrivibili attraverso il valore di due grandezze: la depletion depth D e la lunghezza d'intrappolamento λ . La riduzione della carica raccolta dai pixel influenza negativamente le prestazioni di ricostruzione spaziale del sensore. Per questa ragione, e per fornire le basi alla modifica del modello geometrico per sensori irraggiati, sono compiute accurate misurazioni di D e λ .

L'ultimo capitolo completa la trattazione dell'algoritmo lineare estendendo la validità ai sensori irraggiati. Il modello geometrico viene modificato introducendo una depletion depth inferiore allo spessore del sensore ed adottando una legge di attenuazione della carica con la profondità di tipo esponenziale. I valori dei parametri (D, λ) sono dedotti dalle misurazioni condotte nel settimo capitolo. Il modello, le cui relazioni si riducono a quelle del caso non irraggiato nel limite $\lambda \rightarrow +\infty$, è sottoposto a verifica studiando le sue previsioni di dimensione dei cluster e di correzione alla posizione digitale.

Capitolo 1

L'esperimento ATLAS

1.1 Descrizione generale

1.1.1 Motivazioni ed obiettivi

ATLAS (**A** Toroidal **LHC** **A**pparatu**S**) è un rivelatore di particelle basato sulla coesistenza di differenti tecnologie e progettato per sfruttare pienamente il potenziale di indagine fisica del Large Hadron Collider (LHC). L'acceleratore LHC [1] è un collisore protone-protone da 14 TeV di energia nel centro di massa. Esso è caratterizzato da una luminosità di progetto di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, anche se è previsto un periodo iniziale di funzionamento al valore ridotto di $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le interazioni fra i pacchetti di particelle dei due fasci si susseguono ad intervalli di 25 ns.

Il collisore LHC offre una vasta gamma di opportunità di ricerca. Il programma della fisica di ATLAS è descritto nella sezione 1.2. L'origine della massa a scale di energia elettrodebole è il campo di maggiore interesse di ATLAS. L'ottimizzazione del rivelatore è pertanto guidata da aspetti fisici quale, ad esempio, la sensibilità lungo il più ampio intervallo di masse possibili del bosone di Higgs. Per esplorare la massa di questa particella sono essenziali un'alta risoluzione nelle misure concernenti elettroni, fotoni e muoni, un'eccellente identificazione dei vertici secondari per leptoni τ e quark b , una calorimetria ad alta definizione per le misurazioni sui getti e dell'energia trasversa mancante.

Altri importanti obiettivi sono la ricerca di particelle con comportamento simile ai bosoni di tipo W e Z , di particelle supersimmetriche, della struttura interna dei fermioni fondamentali, lo studio dettagliato del quark top e della violazione di CP nei decadimenti di mesoni B e la ricerca di eventuali dimensioni spaziali extra. La conoscenza precisa della massa del quark top pone dei limiti stringenti sull'intervallo delle possibili masse del bosone di Higgs stabilite dal Modello Standard. Ci si attende inoltre che l'abilità di ATLAS nel misurare una vasta gamma di particelle massimizzi la sua potenzialità di scoprire nuovi ed inaspettati eventi fisici.

Molti dei quesiti in cerca di risposta in LHC richiedono un'elevata luminosità. In tal senso l'obiettivo primario nella gestione di ATLAS è quello di essere in grado di operare alle alte frequenze attese di eventi fisici con un rivelatore in grado di produrre una moltitudine di differenti segnature. Una vasta varietà di segnature è considerata importante allo scopo di ottenere misurazioni fisi-

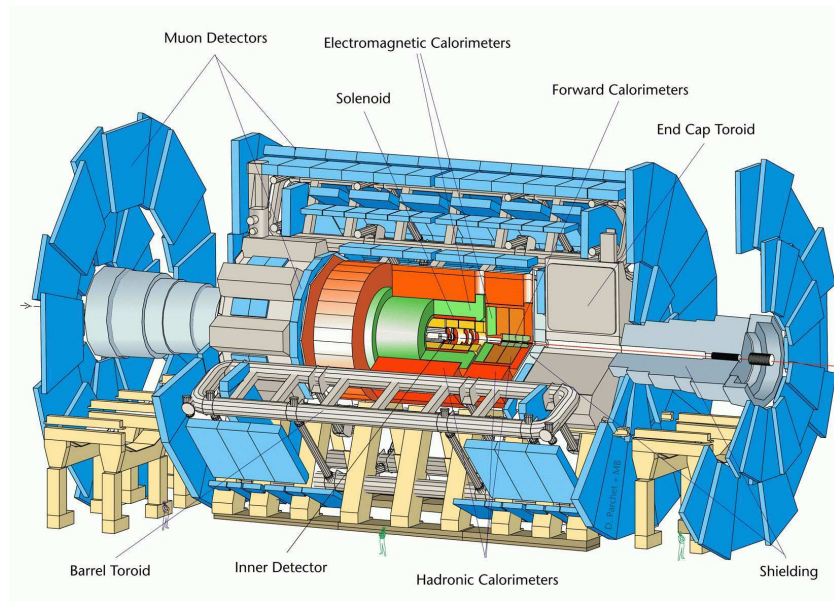


Figura 1.1: Disposizione generale del rivelatore ATLAS.

che robuste e ridondanti, in modo da rendere possibili controlli incrociati sugli eventi.

Enfasi è inoltre posta sulla prestazione necessaria per lo studio della fisica accessibile durante il periodo iniziale a bassa luminosità. A dispetto della statistica più povera, questa fase offrirà il significativo vantaggio di dare origine ad eventi più puliti, con sole ~ 2 interazioni primarie protone-protone per ogni evento.

Il funzionamento alle condizioni di alta luminosità di LHC richiede un'elevata resistenza alla radiazione da parte di tutti i sotto-sistemi di ATLAS. Tale circostanza, almeno nell'ambito dei termini quantitativi che caratterizzano questo esperimento, non ha precedenti nella fisica delle alte energie.

1.1.2 Descrizione generale del rivelatore

Il layout generale del rivelatore è mostrato in figura 1.1 [2]. Lo scopo perseguito in fase di progettazione, come si evince dalla stessa figura, è quello di garantire il massimo angolo solido coperto attorno al punto di interazione.

Un **campo magnetico** viene creato da un sottile solenoide superconduttore, che circonda la cavità del Inner Detector, e da un toroide superconduttore ad anima cava formato da avvolgimenti indipendenti aventi una simmetria ottagonale e disposti all'esterno dei calorimetri. Il campo magnetico permette di misurare il momento trasverso (p_T) delle particelle cariche dal raggio di curvatura della traiettoria.

L'**Inner Detector** è contenuto all'interno di un volume cilindrico di 7 m di lunghezza e di 1.15 m di raggio. La regione è immersa in un campo magnetico di 2 T. Il rivelatore fornisce un'efficiente ricostruzione delle traiettorie ad alta

luminosità, necessaria per la misurazione del momento dei leptoni ad elevato p_T , per la discriminazione fra fotoni ed elettroni e fra particelle τ e getti adronici pesanti. Questo è reso possibile dall'azione combinata di rivelatori al silicio di tipo a pixel ed a microstrip, collocati nella parte interna del volume del dispositivo e caratterizzati da un'alta risoluzione, e di rivelatori a *straw tubes* con misurazione della radiazione di transizione, ubicati nella sua parte esterna.

Un **calorimetro elettromagnetico (EM)** ad argon liquido e piombo (LAr), dotato di un'eccellente prestazione in termini di risoluzione in energia ed in posizione, è utilizzato per la discriminazione e le misurazioni concernenti gli elettroni ed i fotoni.

Il **calorimetro adronico** fornisce un'accurata misurazione dell'energia dei getti adronici e dell'energia trasversa mancante E_T^{miss} . Il corpo del rivelatore è costituito da un originale calorimetro a scintillazione, il quale è suddiviso in un grande elemento centrale ed in due elementi laterali cilindrici di minor dimensione, uno ad ogni estremità del corpo centrale. Questi ultimi sono affiancati da calorimetri a forma di disco nel piano $R\phi$, detti dischi esterni o end-cap, nei quali è utilizzata la tecnologia LAr.

I calorimetri sono circondati dallo **spettrometro a muoni**. Questo rivelatore fornisce misurazioni di precisione del momento di tali leptoni, garantendo tale prestazione anche alla luminosità più elevata. Poiché il magnete toroidale genera un forte campo di deflessione pur mantenendo una struttura aperta e leggera, lo scattering multiplo dei muoni è minimizzato ed è possibile ottenere un'eccellente risoluzione del momento con tre strati di camere traccianti ad alta precisione. La strumentazione dedicata ai muoni include anche, fra gli apparati chiave, una camera di trigger con un tempo di risposta molto veloce.

Lo spettrometro a muoni è il sottosistema più esterno di ATLAS e ne definisce l'ingombro complessivo. Le camere più lontane dall'asse del corpo cilindrico centrale sono ad un raggio di circa 11 m. La semi-lunghezza del corpo centrale degli avvolgimenti toroidali è 12.5 m; il terzo strato della camera muonica più esterna, montata sulla parete della caverna che alloggia ATLAS, è posizionata a circa 23 m del punto di interazione. Il peso complessivo di ATLAS è di circa 7000 tonnellate.

1.1.3 Definizioni e sistema di riferimento

Nel sistema di riferimento globale di ATLAS la direzione del fascio definisce l'asse z . Il piano xy è di conseguenza il piano trasversale rispetto al moto dei protoni di LHC. L'angolo azimutale ϕ è misurato attorno all'asse del fascio mentre l'angolo polare θ è misurato a partire da esso. La pseudorapidità è definita come:

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (1.1)$$

Il momento trasverso p_T e l'energia trasversa E_T , come pure l'energia trasversa mancante E_T^{miss} , sono definiti nel piano xy . La distanza ΔR nel piano pseudorapidità-angolo azimutale è definita come $\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi}$.

Da un punto di vista dinamico le traiettorie delle particelle cariche, in un campo magnetico uniforme, possono essere completamente descritte da cinque soli parametri. Nel caso di ATLAS la scelta ricade su $1/p_T$, ϕ , d_0 , $\cot\theta$, z_0 , con tutte queste quantità misurate nel punto di minima distanza dall'asse nominale

del fascio. La quantità d_0 è il parametro d'impatto nel piano xy , z_0 è la posizione della traiettoria lungo la direzione del fascio nel punto di minima distanza con l'asse.

1.2 Il programma di fisica di ATLAS

L'alta energia nel centro di massa e la luminosità raggiunte da LHC offrono una vasta gamma di opportunità di indagine fisica [2], che spaziano da precise misurazioni di fenomeni conosciuti all'esplorazione delle frontiere ad alta energia. Il desiderio di provare l'origine della rottura di simmetria elettrodebole induce a focalizzare maggiormente l'attenzione sul bosone di Higgs, circostanza che obbliga ATLAS ad essere efficace all'interno dell'intera regione in cui la sua massa è attesa trovarsi. Un altro importante obiettivo è la ricerca di altri fenomeni potenzialmente legati alla rottura di simmetria, quali nuove particelle previste dalla supersimmetria o da teorie *technicolor*, nuovi bosoni di gauge ed evidenza di una struttura interna di quark e leptoni. L'indagine sulla violazione di CP nei decadimenti di mesoni B , la misurazione di precisione delle masse dei bosoni W , del quark top e delle costanti di triplo accoppiamento dei bosoni di gauge, la verifica di teorie legate all'esistenza di dimensioni spaziali extra, sono ulteriori importanti elementi del programma di fisica di ATLAS.

1.2.1 Fisica del Modello Standard

Nella fase iniziale di funzionamento a bassa luminosità l'esperimento opererà come fabbrica di eventi di QCD, di sapori pesanti e di bosoni di gauge. Questo consentirà di effettuare dei severi controlli sulle previsioni del Modello Standard e di migliorare la precisione con la quale i suoi parametri sono conosciuti. Eventuali deviazioni dal Modello Standard potrebbero essere indice di nuova fisica. Migliorare la precisione sui parametri del Modello Standard è infine essenziale per valutare l'incidenza del fondo nella ricerca di nuovi fenomeni.

Studi di QCD. Il calcolo della sezione d'urto alle condizioni di LHC, sia per la produzione per eventi di interesse fisico che per quella di fenomeni di fondo, si basa sulla precisa conoscenza della distribuzione della frazione di momento dei partoni che costituiscono il protone. Il campo cinematico che caratterizza i partoni si estende a scale di energia più alte di quanto sia stato possibile indagare fino ad oggi con gli acceleratori esistenti. I dati di ATLAS provenienti dalla produzione di quark top, di fotoni diretti, di getti e di processi Drell-Yan saranno utilizzati per migliorare la conoscenza delle funzioni di densità dei partoni alle energie di LHC. Anche le proprietà di eventi come la sezione d'urto complessiva, lo spettro delle particelle cariche prodotte e la struttura dei getti a piccola energia trasversa, verranno studiate per valutare il fondo nell'analisi fisica. La sezione d'urto dei getti verrà misurata con accuratezza allo scopo di verificare le previsioni di QCD e per quantificare la dipendenza dall'energia della costante di accoppiamento forte a_s fino a diversi TeV. Anche il tasso di produzione di quark top, bottom e charm verrà studiato nel dettaglio.

Bosoni di gauge. Una delle sfide poste all'esperimento ATLAS sarà valutare se la precisione della misura di massa dei bosoni W possa essere ulteriormente migliorata. L'attuale valore dai dati provenienti da LEP e Tevatron è di 29 MeV [3]. L'errore statistico atteso in ATLAS è di pochi MeV [2]. L'ob-

biettivo ambizioso, sia da un punto di vista teorico che sperimentale, è quello di ridurre le singole sorgenti di errore sistematico ad un livello tale da ottenere una precisione complessiva inferiore a 20 MeV. Questo garantirebbe che, nel verificare le correzioni radiative alla massa del bosone di Higgs previste dal Modello Standard, l'incertezza sulla massa di W non risulti il termine dominante.

L'elevato tasso di produzione in LHC di coppie di bosoni di gauge consentirà ad ATLAS di condurre delle serie verifiche sul loro triplo accoppiamento. Verrà studiata la cancellazione di gauge prevista dal Modello Standard e saranno compiute misurazioni su possibili accoppiamenti anomali. La presenza di questi ultimi proverà l'esistenza di una fisica estranea al Modello Standard. Le variabili più sensibili da comparare con le previsioni del Modello sono lo spettro dei momenti trasversi di fotoni ad elevato p_T e dei bosoni Z .

Fisica di beauty. Anche a bassa luminosità LHC sarà una *beauty factory* capace di 10^{12} eventi $b\bar{b}$ all'anno. La statistica disponibile sarà limitata solamente dalla frequenza con cui i dati possono essere registrati e risulterà superiore a quella di qualunque precedente acceleratore. Il programma di B -physics proposto per l'esperimento è pertanto molto vasto. Uno degli obiettivi principali della fisica di beauty è quello di verificare le previsioni del Modello Standard attraverso misurazioni di precisione dei decadimenti di adroni B , l'insieme delle quali vincola il valore degli elementi della matrice CKM; la presenza di decadimenti in grado di esprimere matrici differenti segnalerà la presenza di un nuovo tipo di fisica. Il programma includerà le seguenti attività: misurazione di precisione della violazione CP nei decadimenti di mesoni B , la quale secondo il Modello Standard dipende da un singolo valore di fase della matrice CKM; misurazione di precisione delle oscillazioni di sapore nei mesoni B_s^0 e B_d^0 e dei relativi tempi di decadimento; ricerca e misurazione di decadimenti rari, altamente soppressi dal Modello Standard, la cui sovrabbondanza potrebbe dar prova indiretta di nuova fisica. Nell'ambito della B -fisica l'esperimento ATLAS, dalle finalità molto più ampie, sarà in dura competizione con LHCb, specificatamente progettato per queste misurazioni. Nonostante un esperimento dedicato come LHCb possa essere meglio ottimizzato per alcune tipologie di eventi, ATLAS manterrà una certa competitività su un'ampia gamma di processi. Esso contribuirà di conseguenza alla precisione combinata delle misurazioni di fisica del B fornite da LHC.

Fisica del top. LHC ha un grande potenziale per l'effettuazione di misurazioni di alta precisione nel campo della fisica del top. Sono attese 8 milioni di coppie $t\bar{t}$ alla luminosità integrata di 10 fb^{-1} (equivalente ad un anno di presa dati a bassa luminosità). Questo volume consentirà di misurare la massa del quark top con una precisione limitata dagli errori sistematici e di migliorare la conoscenza di questo parametro fondamentale del Modello Standard, attualmente conosciuta con una precisione di 2.1 GeV [4]). L'elevata statistica permetterà la ricerca di molti rari processi di decadimento e dovrebbe consentire di misurare con precisione la sezione d'urto di produzione di singolo top, che fornisce l'unica misura diretta di uno degli elementi della matrice CKM e permette di verificarne l'unitarietà, ovvero l'esistenza di tre sole famiglie di fermioni. Uno studio approfondito delle proprietà del top può condurre all'individuazione di forme di fisica esterne al Modello Standard.

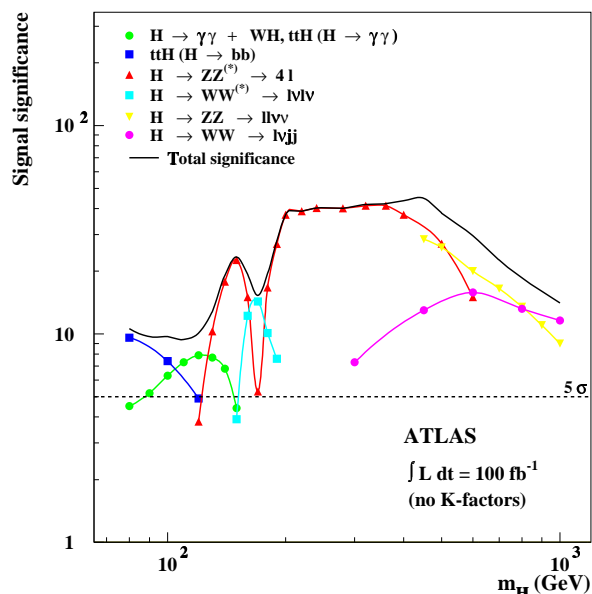


Figura 1.2: Sensibilità di ATLAS ai segnali provenienti da eventi Higgs al variare della sua massa, assumendo una luminosità integrata di 100 fb^{-1} [2] .

1.2.2 Il bosone di Higgs del Modello Standard

Il gruppo di simmetria $SU(2) \times U(1)$ del Modello Standard, rappresentazione matematica dell'interazione elettrodebole, si rompe spontaneamente in presenza del campo di Higgs postulato dal medesimo modello. Questo conduce alla nascita di bosoni vettori dotati di massa, le particelle W e la particella Z , mediatrici dell'interazione debole. In questo quadro, nel quale i fotoni rimangono gli unici mediatori privi di massa, si conserva un grado di libertà nel campo di Higgs che dovrebbe manifestarsi attraverso di un bosone scalare neutro H^0 , ad oggi non ancora osservato.

Nel Modello Standard non vi sono indicazioni precise sulla massa del bosone di Higgs ma alcuni limiti sul suo valore possono essere derivati da calcoli perturbativi. Questi si basano sulla condizione che l'accoppiamento del campo di Higgs si mantenga finito e positivo fino ad un'assegnata scala di energie. Se la massa del bosone di Higgs è nell'intervallo fra 160 GeV e 170 GeV [5] il comportamento del gruppo di rinormalizzazione del Modello Standard è di tipo perturbativo e coerente fino alla scala di energia di Planck $\Lambda_{Pl} \sim 10^{19}$ GeV; per valori di m_H più piccoli o più grandi deve essere osservabile una nuova fisica al di sotto di Λ_{Pl} . Al crescere della massa di Higgs gli auto-accoppiamenti e gli accoppiamenti con W e Z crescono [6, 7]. Questa caratteristica ha conseguenze importanti: o la massa del bosone di Higgs è limitata a 800 GeV circa, oppure la dinamica delle interazioni WW e ZZ ad energie nel centro di massa di 1 TeV rivelerà una nuova struttura. Questa semplice argomentazione fissa la scala di energie che deve essere raggiunta Affinché l'esperimento sia in grado di fornire informazioni sulla natura della rottura simmetria elettrodebole.

Gli odierni e più stringenti limiti alla massa del bosone di Higgs provengono

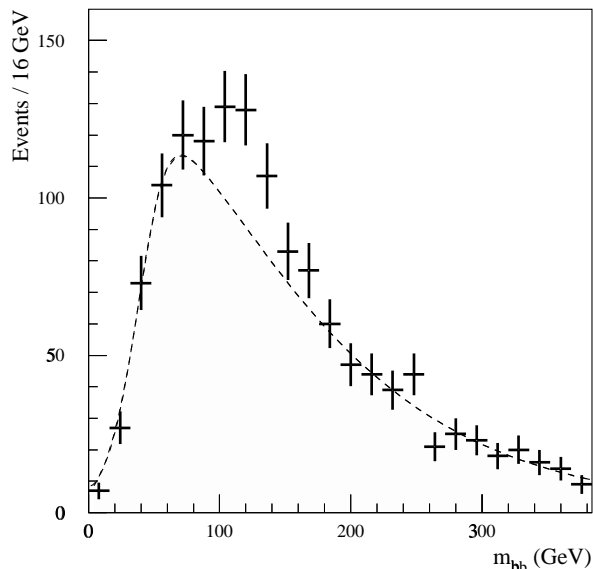


Figura 1.3: Energia invariante delle coppie di b -getti provenienti da eventi $t\bar{t}H$ con una massa del bosone di Higgs di 120 GeV al di sopra del fondo complessivo [2].

dai dati del LEP. Il limite inferiore può essere derivato dalla ricerca diretta del bosone. In maniera indiretta i dati elettrodeboli di elevata precisione costringono il valore massa del bosone di Higgs attraverso la loro suscettibilità alle correzioni di loop. Il limite inferiore definitivo è $m_H > 114.4$ GeV [8], risultante dalle misurazioni combinate degli esperimenti del LEP e di quelle, sempre al LEP, condotte nel 2000 ad un'energia del centro di massa di 209 GeV. Un segnale Higgs con $m_H = 115$ GeV potrebbe anche essere stato osservato al LEP: la probabilità che si sia trattato di un segnale di fondo del 3.5% [9]. Ulteriori dati elettrodeboli sembrerebbero favorire un bosone più leggero: un'interpolazione complessiva dei dati conduce a $m_H = 85_{-38}^{+29}$ GeV [10].

Diverse strategie di rivelazione sono previste in ATLAS in funzione della massa del bosone Higgs (figura 1.2). Per Higgs leggeri ($m_H < 120$ GeV) il canale $H \rightarrow b\bar{b}$ è dominante ed il b -tagging diventa cruciale. Poiché tale processo è influenzato da un grande fondo QCD l'attenzione viene focalizzata su due particolari processi di decadimento: $pp \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow l\nu jj\bar{b}\bar{b}$ e $pp \rightarrow WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ dove j indica un generico getto adronico e l un muone od un elettrone. Le possibili segnature sono quindi costituite da due o da quattro getti con bellezza a cui si aggiunge un leptone con elevato p_T . In questo contesto il bosone di Higgs dà evidenza di sé come picco della massa invariante dei getti dotati di bellezza individuati (figura 1.3).

La buona ricostruzione della massa invariante delle coppie di fotoni, garantita dal calorimetro elettromagnetico, permette di ricercare il raro canale di decadimento del bosone di Higgs in due fotoni per $m_H < 150$ GeV. Gli ulteriori canali $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ e $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ sono utilizzati per masse nell'intervallo $120 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$. Qualora il bosone di Higgs sia sufficientemente pe-

sante da consentire il decadimento in due bosoni Z reali, il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ fornirà una segnatura molto pulita e priva di fondo. Tuttavia, qualora la massa m_H superi un limite prossimo a 700 GeV, la probabilità associata a questo canale diviene troppo piccola e processi di decadimento caratterizzati da una maggior probabilità di interazione ($H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ e $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$) vengono preferenzialmente utilizzati.

La figura 1.2 mostra la rilevanza statistica attesa per la scoperta del bosone di Higgs descritto dal Modello Standard. Tale grandezza è espressa in funzione della massa a riposo del bosone e riferita ad un periodo di funzionamento di LHC di tre anni a bassa luminosità più un anno ad alta luminosità.

1.2.3 Supersimmetria

Per molti fisici teorici la presenza di un unico bosone scalare elementare è insoddisfacente. Se il Modello Standard è parte di una teoria più generale caratterizzata da una scala di energie superiori (come la scala della teoria di grande unificazione GUT o l'energia di Planck), è necessario che i suoi parametri assumano valori ben precisi onde evitare che le correzioni radiative spostino il bosone di Higgs verso masse ancor più elevate. Esistono due vie di uscita a questo problema, entrambe le quali implicano una nuova fisica alla scala di energia di LHC (> 1 TeV): nuove dinamiche di natura forte in grado di fornire termini dell'ordine di m_W oppure la comparsa di nuove particelle elementari che dia luogo alla cancellazione delle divergenze di origine radiativa.

La supersimmetria [11] (SUSY) è attualmente l'unico meccanismo conosciuto in grado di incorporare la gravità nella teoria quantistica delle interazioni fra le particelle e fornisce un'elegante cancellazione delle divergenze senza la necessità di vincolare i parametri del modello a valori precisi. I modelli SUSY postulano l'esistenza di copie supersimmetriche per ognuna delle particelle finora osservate. I fermioni hanno come partner supersimmetrici dei bosoni denominati *squark* ed i *sleptoni* (rispettivamente di quark e leptoni); i superpartner dei bosoni sono fermioni, come i *gluini* ed i *gaugini*. La supersimmetria prevede inoltre una famiglia di bosoni di Higgs, a carica neutra (h, H, A) e dotati di carica (H^\pm). Esisterebbe quindi un intero spettro di particelle non ancora osservate la cui massa esatta, costanti di accoppiamento e modalità di decadimento sono calcolabili nella teoria supersimmetrica a partire dalla conoscenza di alcuni parametri. Sfortunatamente allo stato attuale essi sono ancora ignoti. Nondimeno, se la supersimmetria giocasse un qualche ruolo nella rottura di simmetria dell'interazioni elettrodeboli le particelle supersimmetriche, in particolare i partner del quark top e dei bosoni di gauge, dovrebbero essere più leggere di circa 1 TeV per stabilizzare la scala di massa della rottura elettrodebole.

La scoperta di SUSY a LHC è in linea di principio piuttosto semplice qualora essa esista alla scala di energie elettrodebole, ovvero quella indagata nell'esperimento. In questo caso è attesa una consistente produzione di squark e di gluini poiché la sezione d'urto di produzione, per masse fino a 1 TeV, è prevista essere superiore al pb. I decadimenti di queste particelle e dei rispettivi sottoprodotti dovrebbero originare una varietà di segnature con il coinvolgimento di leptoni, getti multipli, sapori pesanti ed energia trasversa mancante.

La figura 1.4 mostra la sensibilità di ATLAS alla rivelazione dei bosoni di Higgs in funzione della massa m_A , la massa del bosone di Higgs A . La simulazione è basata sul Modello Minimale di SuperSimmetria (MSSM) con massimo

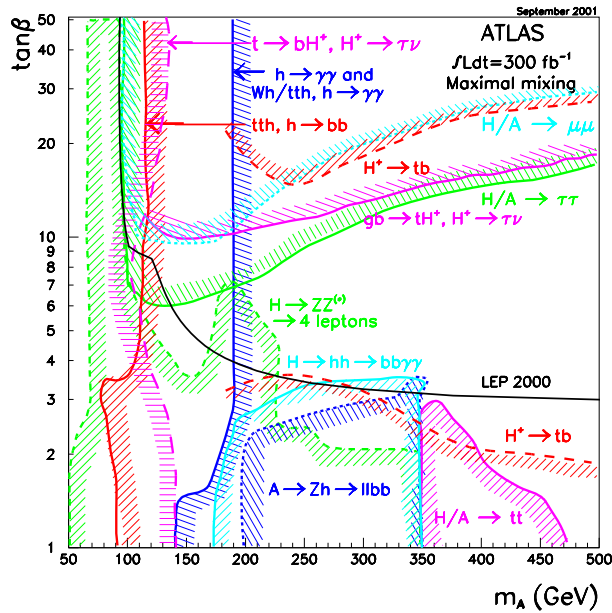


Figura 1.4: Sensibilità di ATLAS nel riconoscimento di bosoni di Higgs del modello MSSM (nel caso di massimo mixing). Le curve relative ai diversi bosoni e canali di decadimento sono mostrate insieme ad una banda di significanza di 5σ . La luminosità integrata considerata è di 300 fb^{-1} ; il limite posto dalle misurazioni al LEP è indicato con una linea continua di colore nero.

grado di mixing, assumendo una luminosità integrata di 300 fb^{-1} . Sotto queste condizioni esistono due soli parametri liberi: m_A e $\tan \beta^1$. Le curve mostrate in figura sono riferite al piano $(m_A, \tan \beta)$ e rappresentano diversi potenziali meccanismi di individuazione della famiglia di Higgs. Esse sono rappresentate con un contorno sperimentale di confidenza di 5σ . Il limite finale ricavato dall'analisi al LEP è posto a confronto con le curve relative ai differenti canali. Il bosone h si comporta come un leggero bosone di Higgs del Modello Standard ed è ricercato attraverso i decadimenti $h \rightarrow \gamma\gamma$ e $t\bar{t}h, h \rightarrow b\bar{b}$; quest'ultimo in particolare offre buone possibilità di scoperta su gran parte dello spazio dei parametri. L'individuazione di uno dei bosoni di Higgs pesanti consentirebbe comunque una facile misurazione di m_A e $\tan \beta$.

1.2.4 Altra fisica oltre il Modello Standard

I modelli technicolor [12] descrivono la rottura di simmetria elettrodebole attraverso l'introduzione di nuove dinamiche, differenti dal meccanismo di Higgs. Il grande valore della massa del top e la mancata osservazione, finora, di una variazione del sapore nelle correnti neutre escludono i modelli più semplici. Ad oggi è in effetti mancante un'implementazione elegante di questa idea di base. Qualora queste dinamiche fossero realmente legate alla rottura di simmetria

¹Questo parametro è il rapporto tra i valori di aspettazione del vuoto dei due doppietti di Higgs della teoria.

elettrodebole, nuove risonanze nella regione inferiore a 1 TeV dovrebbero essere osservate.

Esistono infine ulteriori possibilità di nuova fisica non necessariamente legate al meccanismo ed alla scala di energia della rottura di simmetria elettrodebole. Queste includono:

- **Dimensioni spaziali extra.** Alcune teorie suggeriscono che la gravità possa essere modificata, a piccole scale di distanza, dalla presenza di dimensioni spaziali aggiuntive [13]. Queste dimensioni sono *compattificate*, come ad esempio la seconda dimensione di uno stretto cilindro, una superficie a tutti gli effetti, che a distanze più grandi del raggio appare come una linea unidimensionale. Per tale motivo esse non modificano la gravità a scale di distanza misurabili. Le conseguenze possibili di queste dimensioni extra sono stati eccitati dei bosoni di gauge e dei fermioni alla scala del TeV (purché queste particelle abbiano accesso alla dimensione extra), la possibile produzione di gravitoni e persino la possibilità di produrre buchi neri con masse di alcuni TeV.
- Una **quarta famiglia** di quark e leptoni. Questo è possibile solo se i neutrini appartenenti a tale nuova famiglia sono più pesanti della metà della massa del bosone Z , in modo da non poter contribuire alla larghezza della sua risonanza. La quarta famiglia di quark può essere ricercata in maniera diretta fino a masse di circa 700 GeV [2]. La sua presenza dovrebbe anche incrementare la produzione dei bosoni di Higgs e mutare la probabilità associata ai rispettivi canali di decadimento. Anche la possibilità di osservare leptoni pesanti è presa in considerazione.
- Presenza di una **struttura interna** di leptoni elementari e quark, suggerita dall'esistenza di tre famiglie di fermioni elementari. Gli stati eccitati di un quark decadono in un getto ed un fotone: le deviazioni dalle previsioni della QCD per la produzione di getti e la presenza di *leptoquarks* (particelle caratterizzate sia da numero quantico leptonic che barionico) saranno ricercate come indicatori dell'esistenza di una struttura interna.
- **Nuovi bosoni di gauge**, traenti origine dai nuovi gruppi di simmetria delle estensioni del Modello Standard.
- **Neutrini destrorsi di Majorana.**
- **Monopoli magnetici** di Dirac [14], la cui presenza ristabilisce la simmetria delle equazioni di Maxwell e spiegherebbe la quantizzazione della carica elettrica. L'esistenza dei monopoli può essere ricercata attraverso il loro contributo di loop nello scattering fotone-fotone, un metodo sensibile alla presenza dei monopoli fino a masse di alcuni TeV.

1.3 Il rivelatore ATLAS

1.3.1 L'Inner Detector

La configurazione dell'Inner Detector è mostrata in figura 1.5.

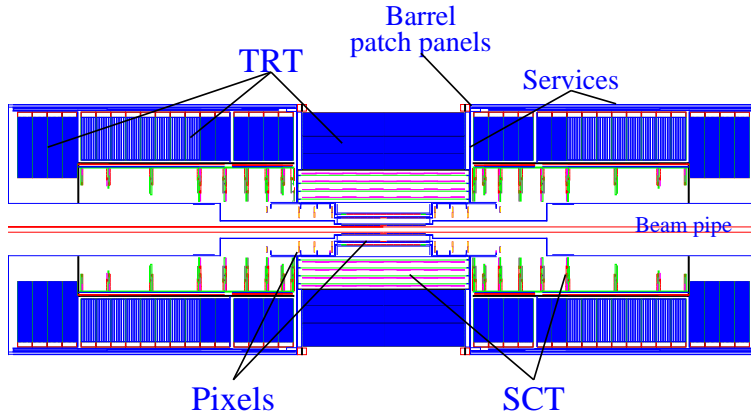


Figura 1.5: Sezione longitudinale dell'Inner Detector di ATLAS .

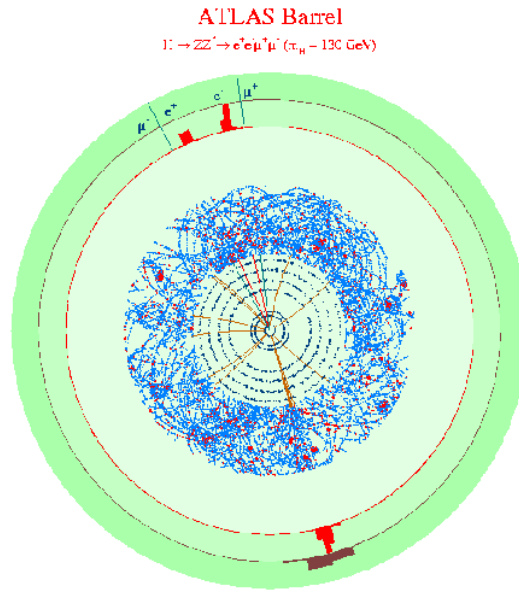


Figura 1.6: Simulazione del decadimento di un bosone di Higgs ad elevato momento trasverso $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (massa ipotizzata $m_H = 130$ GeV). La rappresentazione è riferita alla sezione trasversale di ATLAS e ad una luminosità di $5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [2]. Sono visibili i quattro leptoni ed i getti di rinculo. Gli eventi registrati dall'Inner Detector a valori di pseudorapidità $|\eta| < 0.7$. La radiazione di transizione ad alta soglia sono raffigurati come punti rossi. Le traiettorie ricostruite con $p_T > 1$ GeV e $|\eta| < 0.7$ sono mostrate in giallo. I percorsi degli elettroni provenienti dal decadimento sono in rosso, in blu quelli dei muoni. Gli istogrammi mostrano l'energia depositata nel calorimetro elettromagnetico (in verde chiaro, più interno) ed in quello adronico (in verde scuro, anello esterno).

Le richieste poste dall'analisi fisica sulla risoluzione delle misure di momento e dell'identificazione del vertice di interazione impongono un'elevata precisione nella determinazione della posizione delle traiettorie delle particelle prodotte. Tale precisione, da conseguirsi per di più in un ambiente caratterizzato da un'alta densità di tracce, quale quella attesa alla massima luminosità di LHC (figura 1.6), viene raggiunta attraverso rivelatori caratterizzati da una granularità molto fine. I rivelatori a semiconduttore usati per la ricostruzione della traiettoria a piccolo raggio, basati sulla tecnologia delle microstrip (SCT) [15] e dei pixel, offrono queste prerogative.

Il numero complessivo degli strati di questi sensori di precisione deve essere limitato sia per non introdurre materiale in eccesso lungo la traiettoria delle particelle, sia per il contenimento dei costi. Tipicamente tre strati di pixel ed otto strati di microstrip (che forniscono quattro punti spaziali) sono attraversati da ciascuna traiettoria.

Un più elevato numero di punti di traiettoria (tipicamente 36 per ognuna di esse) è fornito, a maggiori coordinate radiali, dal rivelatore a straw tube (TRT) [15]. Esso fornisce una ricostruzione continua della posizione di passaggio della particella introducendo molto meno materiale per ogni punto ricostruito e ad un costo inferiore. La ricostruzione ottenuta con il TRT a raggi esterni contribuisce significativamente al valore ed alla precisione della misura del momento, poiché la minor precisione di lettura per punto rispetto ai semiconduttori è compensata dal maggior numero di punti disponibili e dal maggior valore medio del raggio. La precisione relativa fra le misure di momento ottenute con queste due differenti tecnologie è ben accoppiata: nessuna di esse domina sulla risoluzione del momento e, di conseguenza, la prestazione risultante è robusta. L'elevata densità di misurazioni offerte dal TRT nella porzione esterna dell'Inner Detector è anche utile per l'identificazione della conversione dei fotoni e nello studio del decadimento di particelle neutre. Quest'ultimo è essenziale nella segnatura di eventi di violazione di CP nei sistemi caratterizzati da mesoni B . La capacità di rivelazione dei fotoni generati dalla radiazione di transizione nella miscela di gas a base di xenon, presente negli straw tubes, aumenta la prestazione di identificazione degli elettroni dell'intero esperimento. La prestazione di identificazione del vertice secondario, che è essenziale per l'identificazione dei getti provenienti da quark pesanti e dal leptone τ , è invece basata principalmente sulle misurazioni del rivelatore a pixel a piccolo raggio.

La posizione relativa dei singoli elementi che compongono l'Inner Detector deve essere conosciuta con una precisione migliore della risoluzione intrinseca dei rivelatori presenti. Nel Technical Design Report dell'Inner Detector [15] gli obiettivi di allineamento dichiarati sono di limitare il massimo peggioramento della risoluzione sulla posizione della traiettoria al 20% rispetto al dato intrinseco del sistema di rivelatori. Questo conduce ad una richiesta di precisione di allineamento nel piano $R\phi$ di $\sim 7 \mu\text{m}$ per il rivelatore a pixel e di $\sim 12 \mu\text{m}$ per quello a microstrip. In aggiunta, il desiderio di misurare la massa del W con una risoluzione di 20 MeV [2] richiede all'Inner Detector di conoscere i momenti con una precisione di circa lo 0.02%. Questo, a sua volta, implica che ciascun componente debba essere allineato con una precisione di $\sim 1 \mu\text{m}$ [16], un obiettivo molto ambizioso e difficile.

Inizialmente la posizione del rivelatore a pixel e del SCT viene determinata da misurazioni di tipo meccanico, da un esame a raggi X e da tecniche interferometriche effettuando una scansione in frequenza. Tutto questo forn-

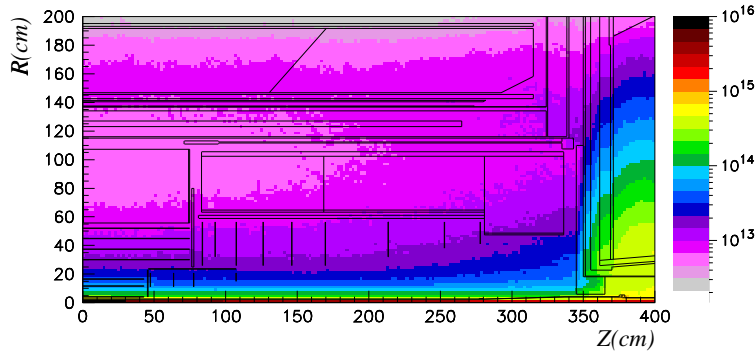


Figura 1.7: Valori di fluenza nel piano Rz dell'Inner Detector espressi in neutroni equivalenti da 1 MeV per cm^2 per anno.

sce il punto di partenza per il successivo allineamento fine, effettuato, su base giornaliera [2, 16], mediante gli stessi eventi fisici.

Per la sua posizione ed in virtù della luminosità attesa in LHC, i componenti dell'Inner Detector dovranno essere resistenti a livelli di radiazione molto elevati (figura 1.7).

Il rivelatore a pixel

Il rivelatore a pixel è progettato per fornire tre punti di passaggio della traiettoria nella regione più prossima possibile al punto di interazione; la posizione di questi punti deve essere definita con elevata risoluzione. Il rivelatore a pixel determina principalmente, ed in larga parte, la capacità di ATLAS di individuare particelle a breve vita media, come i mesoni B ed i leptoni τ . Il riconoscimento è compiuto attraverso l'identificazione dei vertici secondari di decadimento. Grazie alla segmentazione bidimensionale dei pixel il rivelatore offre anche un potente strumento per la discriminazione delle traiettorie e per la loro ricostruzione.

Una descrizione dettagliata del rivelatore a pixel di ATLAS è fornita nel capitolo 2.

Il SemiConductor Tracker

Il SCT è progettato per fornire quattro punti di traiettoria in una regione radiale intermedia. Esso contribuisce alla misurazione del momento delle particelle cariche e del parametro di impatto. Il SCT ha una superficie superiore di un ordine di grandezza rispetto alle precedenti generazioni di rivelatori a microstrip (circa 60 m^2) ed è destinato a sopportare livelli di radiazione tali da alterare le caratteristiche fondamentali dello stesso strato di silicio di cui esso è costituito.

Il corpo cilindrico del SCT adotta quattro strati di (doppi) rivelatori a microstrip, del tipo $p-n$, collocati ad una distanza radiale variabile fra 30 cm e 60 cm dall'asse dell'Inner Detector. Ogni strato doppio consiste di strisce allineate nella direzione azimutale e strisce ruotate di un angolo di 40 mrad rispetto alle prime, in modo da esprimere sia la coordinata $R\phi$ che la coordinata z . Le strisce hanno una larghezza di $80 \mu\text{m}$ ed una lunghezza di 12 cm. La catena di

elaborazione del segnale è formata da un amplificatore e da un discriminatore di front-end, a cui fanno seguito una linea binaria di segnali che immagazzina gli hit che hanno superato la soglia posta dal discriminatore fino alla decisione del trigger di livello-1. La risoluzione spaziale del SCT è di $16 \mu\text{m}$ in direzione $R\phi$ e $580 \mu\text{m}$ in direzione z . La copertura del cilindro centrale è $|\eta| < 1.4$.

Ad ognuno degli estremi del corpo cilindrico centrale sono collocati nove dischi esterni, formati ognuno da più anelli (fino ad un massimo di tre). L'intervallo di copertura radiale di ogni strato è determinato dalla richiesta di coprire pseudorapidità fino a $|\eta| < 2.5$.

Il rivelatore SCT, come il rivelatore a pixel, richiede l'installazione di adeguati sistemi di raffreddamento per rimuovere il calore generato dall'elettronica e dalla corrente di fuga dei sensori. Ai due rivelatori si fa generalmente riferimento con il termine di tracciatori di precisione (Precision Tracker).

Il Transition Radiation Tracker

Il TRT (rivelatore a radiazione di transizione) è basato sull'uso di straw tubes. Ciascun tubo, di forma cilindrica, ha un diametro di 4 mm. Al suo interno, in una miscela di gas non conduttivo e non infiammabile (70% Xe, 20% CO₂ e 10% CF₄), è immerso un filo conduttore W-Re del diametro di $30 \mu\text{m}$ ricoperto da uno strato d'oro. Il tubo ed il filo sono a potenziale differente e nella regione fra di essi si instaura un campo elettrico; una particella carica passante per il tubo, ionizzando il gas, genera un segnale sull'elettrodo unifilare. La misura del tempo intercorrente fra il passaggio della particella e l'istante di registrazione del segnale sul filo (tempo di drift) permette di ricostruire la posizione della traiettoria con maggior precisione di quanto la sola dimensione dei tubi non consentirebbe. Il volume complessivo del gas contenuto nei tubi è di 3 m^3 .

Questa tecnica è intrinsecamente tollerante alla radiazione e, in virtù del piccolo diametro dei tubi e dell'isolamento di ogni filo di misura ad opera del gas in essi presente, può operare alle elevate frequenze di conteggio attese in ATLAS. Altri vantaggi riconducibili all'uso degli straw tubes sono il grande numero di misurazioni ottenibili per ogni traiettoria (tipicamente 36) ed il costo relativamente contenuto.

La capacità di individuare traiettorie generate da elettroni è consentita dall'utilizzo del gas di xenon nelle regioni fra un tubo e quello adiacente. Gli elettroni relativistici, nel passaggio da un mezzo dielettrico ad un altro, emettono dei fotoni caratteristici.

Il corpo cilindrico del TRT contiene circa 50 000 tubi, ognuno dei quali diviso in due parti uguali attorno al suo centro allo scopo di ridurre il numero di traiettorie passanti durante la finestra temporale di ogni evento rilevato (questo ammontare è definito come *occupancy* del rivelatore). L'elettronica di misura è ad ognuno dei due estremi del tubo. I dischi laterali (end-caps) contengono circa 320 000 tubi radiali, con elettronica posizionata all'estremo con raggio maggiore. Ogni canale fornisce il tempo di drift nel tubo, in grado di ricostruire la posizione con una risoluzione spaziale di $170 \mu\text{m}$, e due soglie indipendenti. Queste ultime consentono di discriminare gli eventi generati dal passaggio di particelle cariche, che superano solo la soglia inferiore, da quelli originati dalla radiazione di transizione, in grado di eccedere entrambe le soglie.

Nel corpo centrale i tubi assiali sono raggruppati in moduli. Ciascuno di essi è formato dalle 329 alle 793 unità ed è in grado di coprire un intervallo radiale

fra 56 cm e 107 cm. I primi sei strati radiali sono inattivi lungo i propri 80 cm centrali: questa misura è necessaria per ridurre l'occupancy pur mantenendo la copertura nella regione fra i dischi laterali ed il cilindro centrale.

I due dischi laterali sono costituiti da 18 anelli ciascuno. I 14 anelli più prossimi al punto di interazione coprono un intervallo radiale fra 64 cm e 103 cm; i 4 più esterni si estendono verso un raggio interno di 48 cm allo scopo di mantenere costante il numero di tubi attraversati (e quindi di punti della traiettoria) lungo l'intero campo di accettazione spaziale. Allo scopo di evitare un inutile aumento del numero di tubi e del materiale attraversato a pseudorapidità intermedie, gli anelli dal settimo al quattordicesimo sono composti dalla metà di tubi per unità di coordinata z rispetto agli altri.

Una delle preoccupazioni principali nella progettazione del TRT è stata quella di garantire prestazioni di buon livello in presenza di un'elevata occupancy e di un elevato numero di conteggi. Nel corpo centrale la frequenza di eventi che superano la soglia inferiore è attesa variare fra 6 MHz e 18 MHz; nei dischi laterali tale quantità varia con z fra i limiti 7 MHz e 19 MHz. La massima frequenza di conteggio per eventi al di sopra della soglia superiore è 1 MHz. La risoluzione spaziale di $170 \mu\text{m}$ è stata conseguita ad una frequenza di conteggio di 12 MHz. A tale valore solo il 70% circa dei tubi esprime un corretto valore del tempo di drift; il rimanente 30% è influenzato da effetti di sovrapposizione fra eventi differenti. In realtà l'elevato numero di tubi in corrispondenza di ogni singola traiettoria permette di migliorare la prestazione del singolo elemento: la risoluzione combinata relativa ad un'assegnata traiettoria è inferiore a $50 \mu\text{m}$ alla luminosità di progetto di LHC. Il risultato è stato ottenuto effettuando una media su tutti i tubi ed includendo un errore sistematico di allineamento di $\sim 30 \mu\text{m}$.

L'importanza della prestazione di ricostruzione della traiettoria da parte del TRT è maggiore in ATLAS rispetto a quella di identificazione degli elettroni. All'interno della regione radiale disponibile per il TRT nell'Inner Detector la spaziatura dei tubi è stata ridotta per privilegiare la continuità di tracciatura a spese della lunghezza di cammino all'interno del materiale radiatore.

1.3.2 I calorimetri

I calorimetri di ATLAS sono progettati per misurare l'energia totale degli adroni, degli elettroni e dei fotoni incidenti. Le particelle neutre (fotoni ed adroni neutri) possono unicamente essere rivelate dai calorimetri. Il calorimetro elettromagnetico fornisce l'identificazione ed una precisa misura dell'energia di elettroni e fotoni; il calorimetro adronico misura l'energia totale e l'energia trasversa dei getti.

Lo schema della disposizione dei calorimetri di ATLAS è rappresentato in figura 1.8 [2]. Il sistema è costituito da un calorimetro elettromagnetico (EM), suddiviso in un corpo centrale ed in due serie di dischi laterali, in grado di coprire la regione di pseudorapidità $|\eta| < 3.2$. Ad esso si aggiunge un calorimetro adronico, anch'esso composto da un corpo centrale (diviso in tre sezioni), da due set di dischi laterali, e dai due calorimetri esterni (*forward*) ad argon liquido.

Il **calorimetro elettromagnetico** è un rivelatore costituito da piombo e da argon liquido (LAr) ed è caratterizzato da elettrodi a forma di fisarmonica. Tale geometria assicura una completa simmetria azimutale (ϕ), priva di una qualunque discontinuità. Lo spessore del piombo dei piatti assorbitori muta al variare

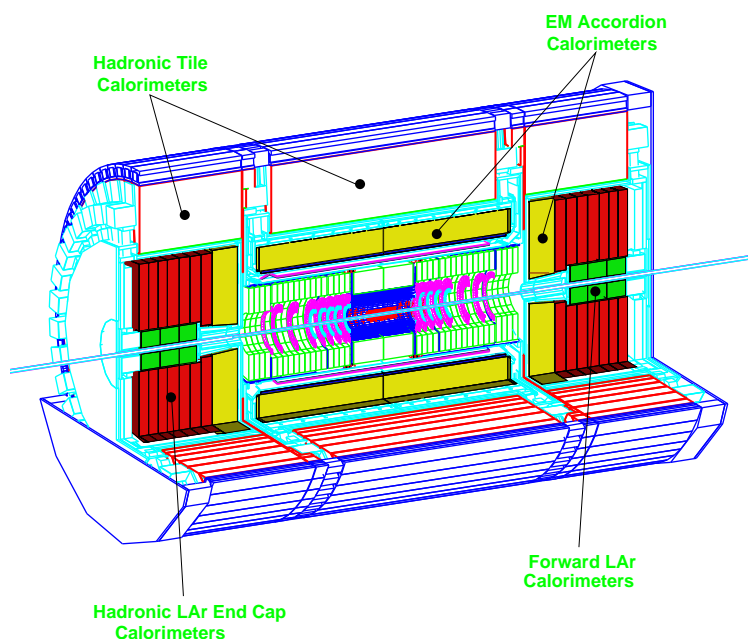


Figura 1.8: Sezione tridimensionale di ATLAS e collocazione dei calorimetri.

di η per ottimizzare le prestazioni di risoluzione in energia del calorimetro. Il calorimetro è inoltre segmentato in direzione η e ϕ per ricostruire la posizione degli sciami elettromagnetici. Il numero complessivo di canali è circa 190 000.

Il materiale che complessivamente una particella prodotta dall'interazione incontra prima di incidere sul calorimetro è pari a 2.3 lunghezze di radiazione. Nel corpo cilindrico tale valore cresce con la pseudorapidità in virtù dell'angolo della traiettoria. Al di fuori della regione $|\eta| < 1.8$, ove è significativa la perdita di energia di elettroni e fotoni prima di raggiungere il calorimetro, un pre-formatore è utilizzato per correggere il segnale e quindi il valore misurato.

La figura 1.9 rappresenta la risoluzione in energia misurata per il prototipo di un modulo del calorimetro EM [2]. I dati provengono dal testbeam; il modulo appartiene ad uno dei dischi laterali del calorimetro.

Il **calorimetro adronico** copre l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 4.9$ ed adotta, al variare di η , differenti tecnologie per meglio adattarsi ai diversi livelli di radiazione attesi ed alle diverse richieste di prestazione.

Il corpo cilindrico centrale è costituito da un calorimetro a campionamento, il quale utilizza il ferro come materiale assorbente e delle lastre di materiale scintillatore come elementi attivi. Le lastre scintillatrici raccolgono e trasformano il segnale fisico in due estremità opposte, dove si trovano due distinti fotomoltiplicatori. La granularità degli scintillatori è $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$; il numero totale di canali è circa 10 000. Ognuno dei due dischi laterali del calorimetro adronico è formato da due anelli indipendenti. Essi alternano lastre di rame, l'elemento assorbente, a strati di argon liquido, l'elemento sensibile. Il calorimetro esterno ad argon liquido estende la copertura in pseudorapidità fino a $|\eta| = 4.9$, ovvero a regioni molto prossime ai fasci di protoni di LHC. Tale

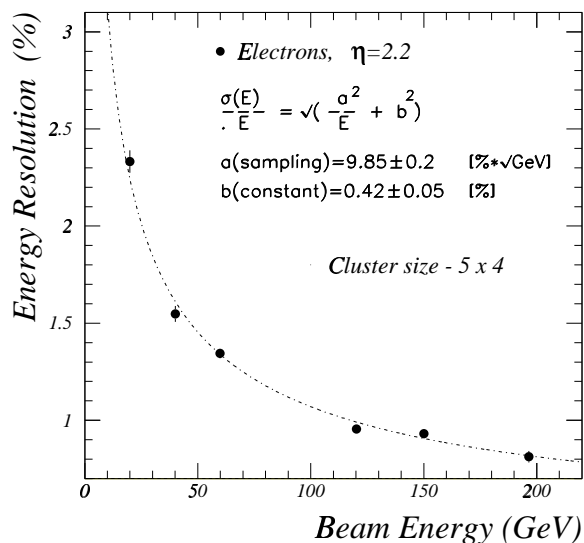


Figura 1.9: Risoluzione in energia del modulo zero di uno dei dischi laterali del calorimetro EM. La pseudorapidità considerata è $\eta \sim 2.2$. Al crescere dell'energia del fascio la risoluzione migliora. La curva di migliore interpolazione dei dati è sovrapposta.

proprietà è resa possibile dalla particolare composizione del calorimetro: esso è diviso in una sezione in cui l'assorbitore è realizzato in rame ed in due sezioni che fanno uso di tungsteno. Complessivamente si ottiene un compatto rivelatore ad alta densità di materiale che ben si presta all'elevato livello di radiazione presente in tale regione di pseudorapidità.

Uno dei parametri più importanti nella progettazione di un calorimetro è il suo spessore: esso deve essere sufficientemente elevato da garantire un buon contenimento degli sciami adronici e da minimizzare il trasferimento di impulso adronico al più esterno spettrometro a muoni. Lo spessore totale del calorimetro adronico, a $\eta = 0$, è di 11 lunghezze di interazione (comprensive di 1.5 lunghezze di interazione provenienti dal supporto esterno del rivelatore). Questo spessore è sufficiente ad attenuare l'impulso di adroni trasferito allo spettrometro ben al di sotto di quello, ineliminabile, riconducibile a muoni creati nell'interazione primaria o derivanti da decadimenti di altre particelle.

Per ottenere una buona risoluzione in energia per i getti con grande impulso sono sufficienti calorimetri con 10 lunghezze di interazione. Questa circostanza, unita alla grande copertura in η , permette al calorimetro di ATLAS di garantire una buona risoluzione per le misurazioni di E_T^{miss} , fondamentali per la segnatura di una varietà di eventi fisici di interesse, fra cui l'interazione fra potenziali particelle SUSY.

1.3.3 Lo spettrometro a muoni

Fra le particelle cariche che ATLAS è destinato a trattare solo i muoni sono sufficientemente penetranti da attraversare i calorimetri e raggiungere lo spet-

trometro esterno. Il momento dei muoni è misurato attraverso la curvatura della loro traiettoria in presenza del campo magnetico prodotto dai magneti toroidali. A causa dell'elevata frequenza delle interazioni lo spettrometro deve soddisfare severi vincoli in termini di velocità di risposta e di tolleranza alla radiazione. Esso è inoltre previsto operare in difficili condizioni di fondo, determinate sia da particelle penetranti prodotte nella collisione primaria, sia dalla radiazione di fondo essenzialmente riconducibile a neutroni e fotoni nel campo del MeV che provengono da interazioni secondarie.

Le camere dello spettrometro sono disposte in tre cilindri concentrici attorno all'asse del fascio. Esse sono posizionate in maniera che le particelle prodotte nel punto di interazione possano attraversare tre gruppi di camere fino a $|\eta| = 2.7$. Nella regione cilindrica centrale il campo magnetico è orientato in modo che la forza di Lorentz sia lungo l'asse z (direzione dei fasci). Nella regione dei dischi esterni la forza di Lorentz è lungo la direzione R e le camere sono disposte in quattro dischi concentrici attorno all'asse del fascio.

In gran parte dell'intervallo di pseudorapidità dello spettrometro la misurazione spaziale di precisione lungo la direzione della curvatura è fornita da Tubi a Drift Monitorati (Monitored Drift Chambers, MDTs). La risoluzione spaziale che questi tubi assicurano è di circa $80 \mu\text{m}$. Il temine monitorato si riferisce al sistema ottico di controllo delle deformazioni meccaniche.

A grandi valori di η ed in vicinanza del punto di interazione le MDT sono rimpiazzate da camere proporzionali a multifilo con catodo di misurazione a forma di strip (Cathode Strip Chambers, CSCs). Queste ultime, caratterizzate da granularità maggiore delle MDT, meglio si adattano alle elevate frequenze di conteggio ed alle difficili condizioni di fondo presenti in tali regioni.

Il sistema di trigger, nel corpo cilindrico centrale, è composto da camere a piatti resistivi (Resistive Plate Chambers, RPCs). Nei dischi esterni sono invece utilizzate opportune camere proporzionali a multifilo caratterizzate da una piccola separazione fra anodo e catodo e perciò denominate Thin Gap Chambers (TGCs). Il sistema di trigger fornisce l'identificazione dell'istante di collisione dei singoli pacchetti di protoni e, pertanto, ad esso è richiesta una risoluzione temporale migliore della spaziatura fra i pacchetti (25 ns). Gli eventi fisici utilizzati per stabilire il trigger sono ricercati attraverso un taglio ben definito su p_T , ottimizzato per rendere conto del fondo. Il sistema di trigger è inoltre in grado di fornire la misurazione della coordinata spaziale ortogonale a quella riconosciuta dalle MDT, con una risoluzione tipica di 5-10 mm.

1.3.4 Trigger, acquisizione dati e calcolo

La frequenza di collisione fra i pacchetti di protoni attesa in ATLAS è di 40 MHz (corrispondente a 25 ns di spaziatura temporale fra di essi). Alla luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ il numero di interazioni previste è circa 10^9 Hz. Onde poter immagazzinare in maniera permanente le informazioni relative agli eventi al sistema di trigger è richiesto di effettuare una selezione fino a ridurre la frequenza a circa 200 Hz. Tale selezione deve combinare un tasso di selezione dei dati di 10^7 con il mantenimento di un'eccellente efficienza di rivelazione per gli studi compiuti sui rari eventi di nuova fisica, come ad esempio il decadimento del bosone di Higgs. Nonostante la selezione, il volume di dati da processare è previsto essere particolarmente elevato (circa 10^{15} bytes/anno), circostanza che impone l'utilizzo di nuovi metodi per l'accesso e l'analisi dei medesimi.

Il sistema di trigger e di acquisizione dei dati (DAQ) di ATLAS è basato su tre livelli di selezione in tempo reale degli eventi. Ogni livello è caratterizzato da una frequenza di dati di ingresso inferiore al precedente e di un corrispondente maggior intervallo di tempo per il raggiungimento della decisione a lui riservata. Questa caratteristica permette di processare più informazioni e di applicare algoritmi di selezione più complessi per enfatizzare le prestazioni di rigetto.

Il trigger di **livello-1** opera un'iniziale selezione utilizzando sia le camere muoniche per identificare i muoni ad elevato p_T che i calorimetri per individuare gli elettroni ed i fotoni con grande momento trasverso, i getti ed i leptoni τ che decadono in adroni. A questo stadio i calorimetri vengono sfruttati anche per misurare l'energia trasversa totale e mancante. Le richieste poste sul trigger di livello-1 sono una frequenza massima di elaborazione (dati in output) di 75 kHz, la capacità di discriminare il singolo attraversamento del pacchetto di protoni ed una massima latenza di 2.5 μ s. La latenza è il tempo richiesto per giungere alla decisione di trigger e distribuirla ai sottosistemi interessati. Durante questo tempo l'informazione proveniente da tutti i rivelatori deve essere temporaneamente immagazzinata in memorie locali. Solitamente le memorie locali sono fisicamente posizionate in circuiti integrati prossimi al rivelatore stesso. È desiderabile, in termini di costi, affidabilità e spazio disponibile, mantenere il più possibile limitata l'estensione delle memorie locali. Questo significa, peraltro, minimizzare la latenza.

Gli eventi selezionati dal trigger di livello-1 sono elaborati dall'elettronica di front-end e quindi immagazzinati in buffer nei quali rimangono fino alla decisione di livello-2.

Il trigger di **livello-2** si avvale delle informazioni fornite dal livello-1 e concentra la propria attività solo su un opportuno insieme di informazioni. Queste sono relative alla posizione ed al momento trasverso degli oggetti candidati (muoni ad elevato p_T , elettroni, fotoni, adroni, τ , getti) ed all'ammontare energetico degli eventi (vettore dell'energia trasversa mancante, scalare dell'energia trasversa totale). Il trigger di livello-2 consente il passaggio allo stadio successivo solo agli eventi che soddisfano i criteri di selezione posti su questo insieme di grandezze. Per aumentare il proprio potere di selezione esso fa uso delle camere a muoni, dell'informazione completa proveniente dai calorimetri e dei dati dell'Inner Detector. Il tempo di latenza di questa fase di selezione è di pochi ms. La frequenza di eventi in uscita è ridotta a circa 1 KHz (partendo dai circa 75 KHz del livello-1).

Al termine del trigger di livello-2 gli eventi sopravvissuti pervengono all'ultimo stadio della selezione in tempo reale: il **Filtro degli Eventi**. Il filtro compie un'analisi offline (non simultanea agli eventi), nella quale opportuni algoritmi basati su calibrizioni ed informazioni aggiornate relative ad allineamento e mappa magnetica vengono utilizzati. Al filtro è assegnato il compito di effettuare la selezione finale degli eventi da copiare in memorie permanenti per la successiva analisi offline. La frequenza di eventi filtrati è attesa essere circa 200 Hz, corrispondente ad un flusso di dati in uscita di circa 200 MB/s nel caso in cui tutti gli eventi siano registrati nella memoria permanente.

Capitolo 2

Il rivelatore a Pixel di ATLAS

2.1 Caratteristiche fondamentali dei rivelatori al silicio

I rivelatori a semiconduttore sono basati su un giunzione pn [17] sottoposta ad un campo di polarizzazione inversa. Il termine inverso indica che il potenziale positivo è applicato alla regione del semiconduttore drogata con un'impurità di tipo *donore*, ovvero caratterizzata da un numero di valenza superiore al semiconduttore stesso. Ci si riferisce a tale regione definendola di tipo n . La regione di tipo p è invece associata ad un'impurità di tipo *accettore*, contraddistinta da un numero di valenza inferiore. Il materiale semiconduttore più diffuso nel

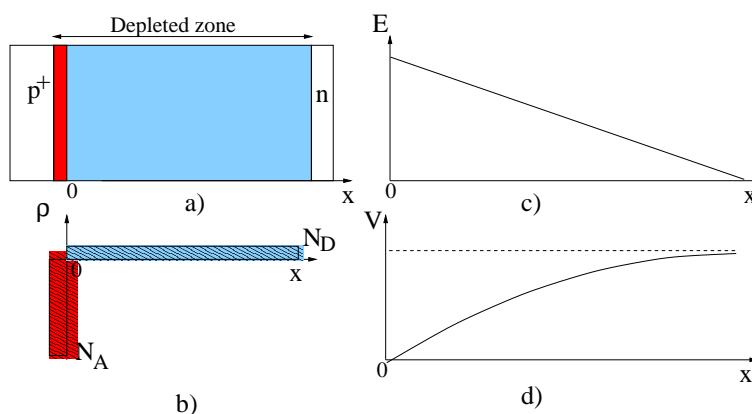


Figura 2.1: Schema di una giunzione pn a). La densità di carica è mostrata in b). In c) e d) sono rappresentate rispettivamente l'andamento del campo elettrico e della tensione. L'origine del sistema di riferimento è collocata in corrispondenza della giunzione. N_A e N_D sono le concentrazioni di doping nella regione di tipo p e n , rispettivamente.

campo della rivelazione è il silicio ed il rivelatore di vertice di ATLAS non fa eccezione.

La figura 2.1 mostra lo schema di una giunzione pn valido nel caso in cui la concentrazione degli accettori N_A sia molto maggiore della concentrazione dei donori N_D . L'imposizione di un campo polarizzante inverso crea una regione priva di portatori liberi di carica nell'intorno della giunzione. Questa zona è denominata regione depleta o svuotata e rappresenta il volume sensibile del rivelatore. La sua estensione, denominata profondità di svuotamento o *depletion depth*, è inversamente proporzionale alla concentrazione di doping; nel caso considerato in figura, in cui $N_A \gg N_D$, la zona svuotata si estende prevalentemente nella regione di tipo n . La figura 2.1 mostra anche i profili della densità di carica, del campo elettrico e del potenziale elettrico lungo la direzione ortogonale alla superficie della giunzione pn . La variazione totale di potenziale è esattamente la tensione di polarizzazione applicata¹.

L'estensione della regione svuotata, oltre ad essere inversamente proporzionale alla concentrazione di doping minore fra quelle ai due lati della giunzione, è proporzionale alla radice quadrata della tensione di polarizzazione (formula 7.12). La relazione di proporzionalità è valida fino a quando la depletion depth eguaglia lo spessore del sensore. Poiché la carica raccolta dipende dall'estensione della regione svuotata è desiderabile estendere tale zona lungo tutto lo spessore del dispositivo e, quindi, operare a valori di tensione polarizzante elevati. Il valore di tensione a cui la zona svuotata interessa l'intero spessore del sensore è denominata *tensione di svuotamento*. Lo spessore dei rivelatori al silicio presenti in ATLAS (pixel e SCT) è nell'intervallo 200-300 μm . Il substrato di silicio adotta bassi valori di concentrazione di doping (dell'ordine di 10^{12} cm^{-3}) allo scopo di mantenere la tensione di svuotamento a valori praticabili (circa 100 V prima che si manifestino i danni indotti dalla radiazione).

Attraverso la segmentazione dell'elettrodo di misura in pixel è possibile individuare la posizione di passaggio della particella con precisione superiore a quella della dimensione dell'intero substrato di silicio. Tale precisione, legata alla dimensione caratteristica del pixel, può essere ulteriormente migliorata con metodi di interpolazione della carica raccolta da ciascuno di essi. Questa Tesi dedica particolare attenzione alle strategie adottate in tale contesto.

Un limite alla precisione delle misurazioni della carica proviene dal rumore associato all'elettronica di lettura. Le principali sorgenti di rumore sono legate alla capacità del rivelatore ed alle correnti di fuga. È possibile ottenere il minimo livello di disturbo solo accoppiando il progetto del circuito elettronico di elaborazione del segnale (capacità di ingresso, tempo di formatura, etc..) con le caratteristiche specifiche del sensore in esame.

2.2 Segnale generato sul sensore

Il passaggio di una particella carica attraverso la regione svuotata di una giunzione pn genera delle coppie formate da un elettrone nella banda di conduzione e da una buca nella banda di valenza del semiconduttore. Il segno delle rispettive cariche obbliga elettroni e buche a migrare verso gli opposti elettrodi che

¹Un potenziale intrinseco dovuto alla presenza di impurità differenti è riscontrabile a prescindere dall'esistenza di un campo polarizzante esterno. Il suo valore, tuttavia, è trascurabile rispetto a quest'ultimo.

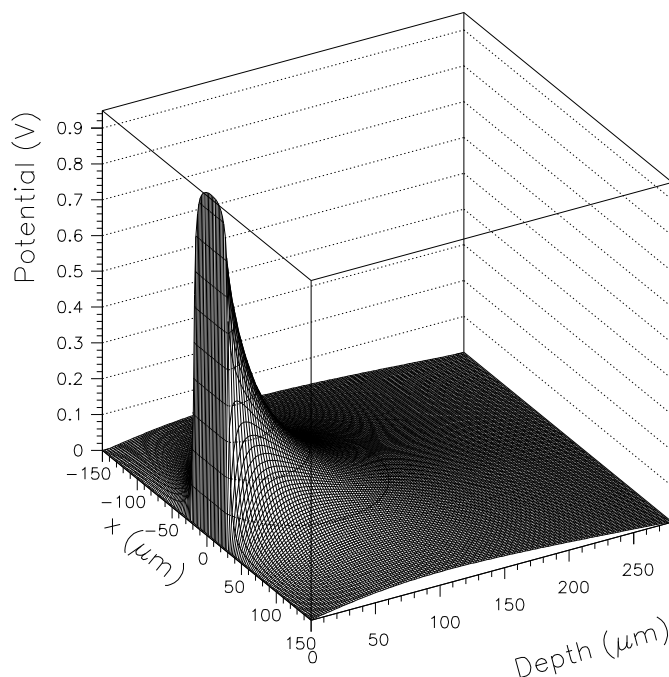


Figura 2.2: Potenziale di Ramo generato da un elettrodo di $50 \mu\text{m}$ di larghezza.

polarizzano la giunzione. Il moto di migrazione segue l'andamento del campo polarizzante nella zona depleta. L'energia media necessaria per produrre una coppia elettrone-buca nel silicio è pari a 3.6 eV . Una particella al minimo di ionizzazione è pertanto in grado di produrre circa 22 000 coppie in uno spessore di silicio di $250 \mu\text{m}$. Queste sono poi raccolte dagli elettrodi in pochi ns.

Entrambe le specie cariche danno un contributo alla formazione del segnale agli elettrodi di un rivelatore al silicio. Per determinarne i singoli termini si utilizza il *teorema di Ramo* [18]. Un potenziale fittizio, detto appunto di Ramo, viene calcolato assegnando una tensione $V_0=1 \text{ V}$ all'elettrodo del quale si desidera studiare il segnale e $V_i=0 \text{ V}$ a tutti gli altri elettrodi presenti. In figura 2.2 è mostrato l'andamento del potenziale di Ramo generato da un elettrodo di $50 \mu\text{m}$ di larghezza lungo uno spessore di silicio di $280 \mu\text{m}$ (una buona approssimazione dei pixel di ATLAS). In accordo al teorema di Ramo una generica carica q in moto con velocità \vec{v}_d induce una corrente sull'elettrodo data da:

$$i(t) = q\vec{v}_d(t) \cdot \vec{\nabla}(V/V_0) \quad (2.1)$$

dove V è il potenziale di Ramo. Il gradiente è calcolato alla posizione della carica. Per ogni *coppia* elettrone-buca generata in un punto X del sensore l'integrale di $i(t)$ nel tempo, ovvero la carica totale misurata dall'elettrodo nella finestra temporale considerata, è data da:

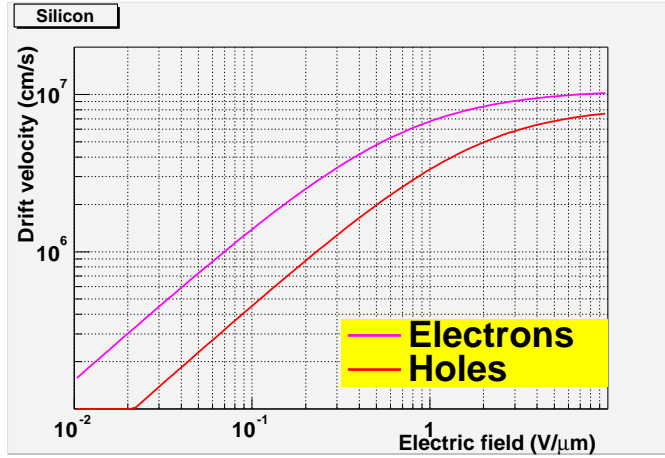


Figura 2.3: Velocità di drift di elettroni e buche in un volume di silicio con bassa concentrazione di impurità. Le curve sono basate sulla parametrizzazione delle rispettive mobilità esposta in [19].

$$\begin{aligned}
Q(t) &= +e/V_0 \int \vec{\nabla}(V) \cdot \vec{v}_h dt_h - e/V_0 \int \vec{\nabla}(V) \cdot \vec{v}_e dt_e = \\
&= +e/V_0 \int_X^Y \vec{\nabla}(V) \cdot \vec{d}s_h - e/V_0 \int_X^Z \vec{\nabla}(V) \cdot \vec{d}s_e = \\
&= e(V_Y - V_X + V_X - V_Z)/V_0
\end{aligned} \tag{2.2}$$

nella quale Y è il punto di raccolta delle buche (elettrodo a potenziale più negativo) e Z è il punto di arrivo degli elettroni. Come sarà spiegato all'interno del capitolo tale punto è collocato sulla superficie anteriore del pixel. La posizione X a cui è generata la coppia non gioca alcun ruolo nella definizione della carica raccolta per via della cancellazione di V_X . Questo vale in senso stretto solo a condizione che gli elettrodi vengano effettivamente raggiunti dalle cariche entro l'intervallo temporale considerato, ovvero che nel calcolo compaiano effettivamente i valori del potenziale di Ramo V_Y e V_Z . Indicata con Z la posizione dell'elettrodo di cui si vuole analizzare il segnale valgono $V_Z=V_0$ e $V_Y=0$. In queste condizioni si giunge al risultato notevole in base al quale l'integrale della corrente generata in un elettrodo da entrambe le specie eguaglia² il numero di cariche elementari (elettroni, come in questo caso, o buche) che esso raccoglie.

Nel rivelatore a pixel di ATLAS la catena elettronica è collocata nel punto di raccolta degli elettroni. Il preamplificatore di carica genera in uscita un'ampiezza di picco proporzionale all'integrale della corrente solo se il suo tempo di risposta è molto maggiore al tempo di raccolta delle cariche. Un'elettronica molto veloce è sensibile ai transistori.

Dalla figura 2.2 e dalla relazione 2.1 appare evidente che il contributo di una carica al segnale è significativo solo se essa si muove in un intorno piuttosto limitato dell'elettrodo (nella figura, che approssima un pixel di ATLAS, tale intorno è $\sim 50 \mu\text{m}$). Il massimo tempo necessario ad un elettrone per raggiungere tale zona è in prima approssimazione $D/v_{d,e} = D/\mu_{d,e}E = D^2/\mu_{d,e}V_{\text{bias}}$,

²In unità di carica elementare e .

dove D è la depletion depth, $\mu_{d,e}$ la mobilità degli elettroni nel semiconduttore ($v_{d,e}=\mu_{d,e}E$), E il campo elettrico effettivo. Il tempo in cui una buca esce dalla regione a gradiente di Ramo non nullo è $50 \mu m/v_{d,h}$. Entrambi i tempi sono dell'ordine dei pochi nanosecondi (in figura 2.3 sono mostrate le velocità di elettroni e buche al variare del campo di polarizzazione nel silicio drogato). Nel rivelatore a pixel di ATLAS il tempo in cui il preamplificatore raggiunge il picco di segnale è circa 15-20 ns: in tale condizione l'altezza del segnale in uscita dal preamplificatore dipende solo dall'integrale della corrente, ovvero dal numero di elettroni che fisicamente raggiungono la superficie anteriore del pixel, non dai transistori.

Poiché le buche tendono ad uscire dalla zona a gradiente non nullo del pixel, solo quelle create in sua prossimità danno un effettivo contributo all'integrale del segnale. È pertanto possibile, senza deteriorare in maniera decisiva l'accuratezza del calcolo, considerare la carica raccolta dal pixel come risultato del moto dei soli elettroni, ignorando le buche e semplificando notevolmente il calcolo e le simulazioni numeriche. In definitiva solo le proprietà di mobilità degli elettroni influenzano la carica raccolta dai pixel.

2.3 Danni prodotti dalla radiazione sui rivelatori al silicio

I rivelatori al silicio sottoposti all'azione della radiazione sono soggetti a due distinti effetti di danneggiamento [20, 21, 22]. Il primo effetto è causato dalla ionizzazione degli strati di passivazione sulla superficie del sensore (paragrafo 2.6) ed è perciò denominato danneggiamento superficiale (*surface damage*). Il secondo fenomeno è chiamato danneggiamento di volume (*bulk damage*) ed è riconducibile al trasferimento di energia non ionizzante da parte delle particelle incidenti. Tale trasferimento genera dei difetti nella struttura reticolare del cristallo di silicio. Il danneggiamento di volume è alla base della riduzione di carica raccolta da parte dei pixel e, per tale motivo, le sue origini vengono affrontate con un certo dettaglio nel paragrafo 7.1.

Il danneggiamento superficiale determina l'incremento, fino al livello di saturazione, della carica accumulata all'interfaccia fra il silicio e lo strato in superficie di ossido di silicio. A causa di tali cariche libere i pixel possono essere soggetti a corto-circuito. Un'appropriata selezione della tecnica di isolamento è necessaria per mantenere l'isolamento lungo l'intera vita operativa del rivelatore.

Il danneggiamento di volume è principalmente causato da neutroni ed adroni carichi, visto che il trasferimento di energia agli atomi del cristallo di silicio da parte di elettroni e fotoni non è sufficiente a produrre effetti apprezzabili. La variazione delle proprietà del sensore dovuta all'insorgenza di difetti reticolari è proporzionale all'energia non ionizzante trasferita. Questa relazione è stata verificata comparando il mutamento dei parametri caratteristici del rivelatore prodotti dall'irraggiamento associato a differenti particelle ed energie [23, 24, 25]. Il danneggiamento di volume è espresso numericamente in termini di fluenza di neutroni da 1 MeV che determina il medesimo trasferimento di energia non ionizzante.

I principali effetti del bulk damage, significativi per le prestazioni dei rivelatori al silicio, sono:

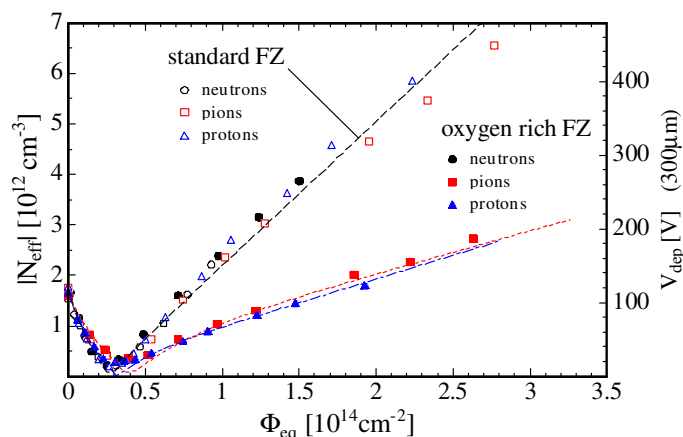


Figura 2.4: Concentrazione efficace di doping in funzione del flusso equivalente di neutroni da 1 MeV. Le due curve di interpolazione si riferiscono a misurazioni condotte su substrati di silicio rispettivamente non ossigenato ed ossigenato. Sono considerati l'irraggiamento da neutroni (reattore di Lubiana), da protoni di 24 GeV/c (CERN PS) e da pioni di 192 MeV (PSI). Per i substrati ossigenati si osserva una significativa diminuzione della concentrazione efficace di doping solo per irraggiamento da radiazione carica. La scala sulla destra esprime la tensione di completo svuotamento per un sensore da 300 μm di spessore [26].

- L'introduzione di centri accettori che variano la concentrazione di doping del silicio, con importanti conseguenze per la tensione di svuotamento.
- La creazione di centri di ricombinazione-generazione, che conduce ad un aumento proporzionale alla fluenza della corrente di fuga.
- La formazione di centri di intrappolamento dei portatori di carica che penalizza l'efficienza di raccolta e, quindi, l'altezza del segnale. Ci si riferisce al fenomeno anche col termine di *charge trapping*.

Il primo effetto è il più severo, dato che la corrente di fuga può essere drasticamente ridotta raffreddando il sensore (in ATLAS la temperatura del sensore è di -7 °C) e che il trapping si presenta in misura tale da essere significativo solo nella ricostruzione della posizione con metodi di interpolazione in carica (capitolo 7).

L'effetto dell'irraggiamento sulla variazione della concentrazione efficace di doping e sulla depletion depth è mostrato in figura 2.4. Un materiale inizialmente di tipo n , attraverso l'aumento progressivo dei centri di tipo accettore indotti dalla radiazione, è soggetto ad una prima fase di riduzione della concentrazione efficace di doping e, quindi, della tensione di svuotamento. A fluenze più elevate la specie dominante di portatori di carica passa da n a p , con concentrazione che continua ad aumentare con il grado di irraggiamento e con un contestuale incremento della tensione di svuotamento. Quest'ultima può eventualmente raggiungere un livello superiore a quello applicabile in termini pratici, con la conseguenza che il sensore non è più completamente depleto.

La figura 2.4 mostra anche che la tolleranza alla radiazione può essere considerevolmente incrementata introducendo un certo ammontare di ossigeno nel substrato [26]. La maggiore resistenza è osservata in realtà solo per sensori esposti ad adroni carichi (pioni o protoni); nessuna apprezzabile differenza fra substrato standard e substrato ossigenato è stata evidenziata in presenza di flusso di neutroni. In LHC agiscono entrambi i tipi di radiazione ma la componente adronica carica è dominante per i rivelatori più interni (ovvero per il rivelatore a pixel). Per tale ragione per il rivelatore a pixel di ATLAS si è deciso di adottare la strategia di ossigenazione del substrato.

La concentrazione efficace di doping evolve mostrando una dipendenza dal tempo trascorso dall'irraggiamento [20, 21]. Questa circostanza è causata dall'interazione fra i difetti prodotti dalla radiazione. Il processo è denominato *annealing*.

La variazione della concentrazione di doping rispetto al valore precedente all'irraggiamento può essere scritta come:

$$\Delta N_{\text{eff}}(\Phi_{\text{eq}}, t(T)) = N_A(\Phi_{\text{eq}}, t(T)) + N_C(\Phi_{\text{eq}}) + N_Y(\Phi_{\text{eq}}, t(T)) \quad (2.3)$$

Nell'equazione T è la temperatura, t il tempo di annealing e Φ_{eq} la fluensa equivalente di neutroni da 1 MeV. Nella formula si è voluta enfatizzare la dipendenza del tempo di annealing dalla temperatura. ΔN_{eff} consiste di tre contributi:

- Il danneggiamento a breve termine N_A (*short term annealing*), che decresce secondo una costante di tempo, a temperatura ambiente, dell'ordine di grandezza di alcuni giorni. Tale contributo, a cui ci si riferisce anche con il termine di *annealing benefico*, è dovuto alla ricombinazione delle impurità cariche prodotte dalla radiazione. La sua dipendenza temporale è descritta dalla somma di esponenziali [23]:

$$N_A(\Phi_{\text{eq}}, t) = \Phi_{\text{eq}} \sum_j g_{A,j} \exp[-t/\tau_{A,j}(T)] \quad (2.4)$$

Ognuno degli addendi descrive un distinto processo di ricombinazione, caratterizzato da una costante di tempo $\tau_{A,j}$ e da un peso $g_{A,j}$.

- A circa un paio di settimane dall'irraggiamento, se trascorse a temperatura ambiente, il sensore manifesta un incremento del numero di centri con comportamento accettore. Questo effetto a lungo termine (*long term annealing*) compare nella formula 2.3 tramite N_Y ed è causato da difetti indotti dalla radiazione che, sebbene inizialmente non siano carichi, lo diventano dopo un certo periodo di tempo attraverso processi di combinazione. La durata di tali processi determina la scala temporale di questo tipo di annealing.

L'annealing a lungo termine è stato dimostrato essere un processo del secondo ordine e può essere soppresso mantenendo il sensore a bassa temperatura dopo l'irraggiamento [27]. Il termine N_Y è descritto dalla relazione [27, 28]:

$$N_Y(\Phi_{\text{eq}}, t) = g_Y \Phi_{\text{eq}} [1 - 1/(1 + t/\tau_Y(T))] \quad (2.5)$$

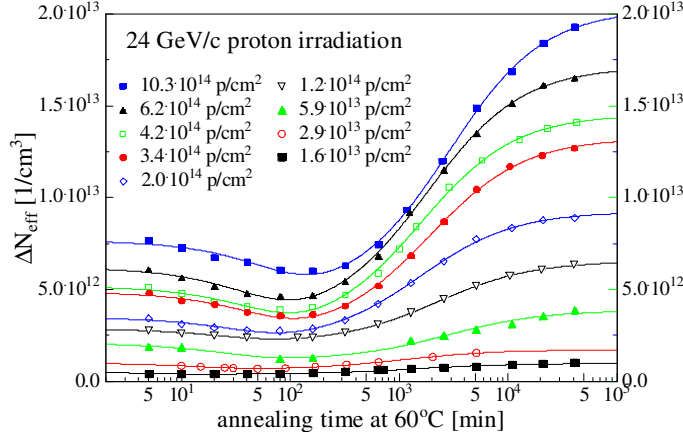


Figura 2.5: Studio sistematico dei dati di annealing basati su irraggiamento con protoni provenienti da PS (24 GeV/c). Il sensore ha un substrato di silicio ossigenato, l'annealing è condotto a 60 °C costanti. Sono rappresentate le curve di variazione della concentrazione efficace di doping per differenti flussi di radiazione [26].

Il contributo dell'annealing a lungo termine è nullo a $t = 0$ e raggiunge a $t = \infty$ il valore di saturazione $g_Y \Phi_{eq}$.

- Un contributo indipendente dal tempo, N_C , è il termine dominante dopo circa una decina di giorni dall'irraggiamento (con sensore a temperatura ambiente). Trascorso tale periodo, l'annealing benefico ha sostanzialmente avuto luogo e quello a lungo termine deve ancora manifestare i propri effetti. Questo contributo, detto termine stabile, dipende solo dalla fluenza della radiazione secondo un andamento simile a quello riportato in figura 2.4 (per grandi fluenze). La sua espressione analitica ha forma [28, 29]:

$$N_C(\Phi_{eq}) = N_{C0}(1 - \exp(-c\Phi_{eq})) + g_C\Phi_{eq} \quad (2.6)$$

Ad elevati valori di fluenza N_C è con essa lineare.

Le costanti $g_A, \tau_A, g_Y, \tau_Y, N_{C0}, c, g_C$ possono essere misurate sperimentalmente. I loro valori aggiornati per substrati ossigenati sono riportati nei lavori citati in bibliografia [26, 30].

La figura 2.5 mostra la concentrazione efficace di doping in funzione del tempo di annealing per differenti fluenze (a 60 °C). Le temperature elevate accelerano l'annealing. Attraverso la determinazione sperimentale della dipendenza dalla temperatura delle costanti di tempo che compaiono nelle precedenti relazioni [31], è possibile calcolare i termini di annealing sfruttando le sole misurazioni ad elevata T , più rapide perché caratterizzate da un annealing più veloce. Rispetto a quanto accade a temperatura ambiente, l'inversione di annealing ottenuta a 60 °C è più rapida di un fattore ~ 550 [26].

I sensori ossigenati non solo danno luogo ad un danneggiamento permanente, espresso dal termine g_C , sensibilmente più basso di quelli con substrato standard

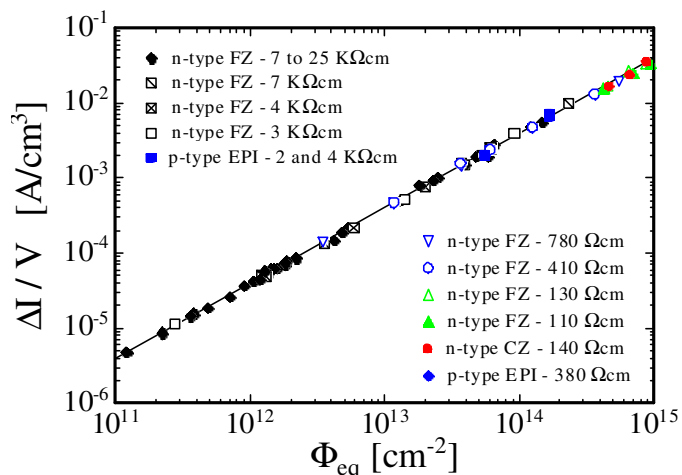


Figura 2.6: Relazione fra la corrente di fuga generata per unità di volume e la fluenza della radiazione. Sono posti a confronto sensori costruiti con differenti tecnologie e caratterizzati da differenti processi di drogaggio [26].

(almeno se irradiati con adroni carichi). Essi manifestano anche un più lento annealing inverso (valore di τ_Y più elevato). Questa caratteristica offre un'ulteriore margine di sicurezza durante i periodi di manutenzione, consentendo al sensore di essere esposto a temperatura ambiente più a lungo.

Allo scopo di minimizzare gli effetti dell'annealing inverso è stato previsto di raffreddare i rivelatori al silicio di ATLAS non solo durante la presa dati ma anche in assenza del fascio. Il periodo di warm-up a cui saranno soggetti verrà limitato a pochi giorni all'anno.

L'aumento della corrente di fuga in funzione della fluenza è mostrato in figura 2.6. A causa dei difetti reticolari indotti dalla radiazione viene prodotto sia un aumento del rumore che un aumento del consumo energetico del dispositivo. La corrente inversa dipende dalla temperatura in accordo alla legge:

$$I(T) \propto (kT)^2 e^{-E/2kT} \quad (2.7)$$

dove k è la costante di Boltzmann e $E=1.21$ eV. Dalla relazione appare evidente che la corrente di fuga può essere largamente soppressa raffreddando il sensore.

2.4 Struttura del rivelatore a pixel

Il rivelatore a pixel è progettato per fornire misurazioni spaziali di alta precisione alla minima distanza praticabile dal punto di interazione. La segmentazione bidimensionale ricostruisce il punto di attraversamento della traiettoria senza ambiguità e permette di ricostruire la posizione nelle direzioni $R\phi$ e z del vertice primario e secondario delle interazioni.

La figura 2.7 mostra una rappresentazione tridimensionale del rivelatore a pixel di ATLAS. Il rivelatore è composto da un corpo centrale di 80 cm di lun-

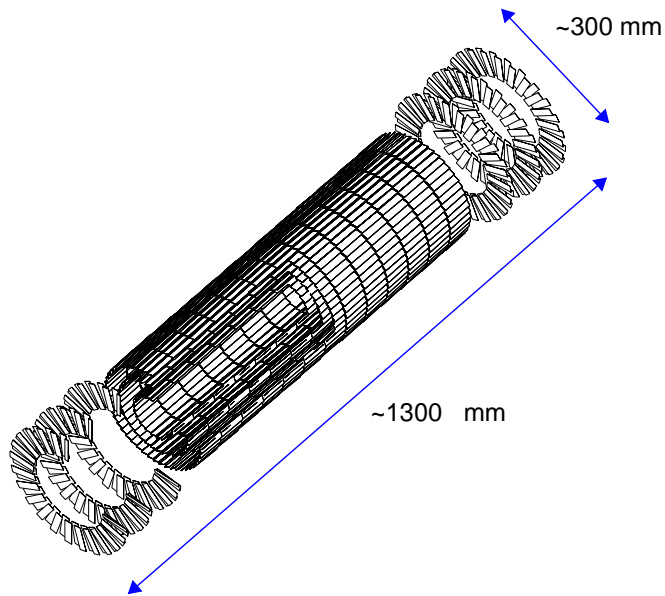


Figura 2.7: Visione 3D del rivelatore a pixel di ATLAS.

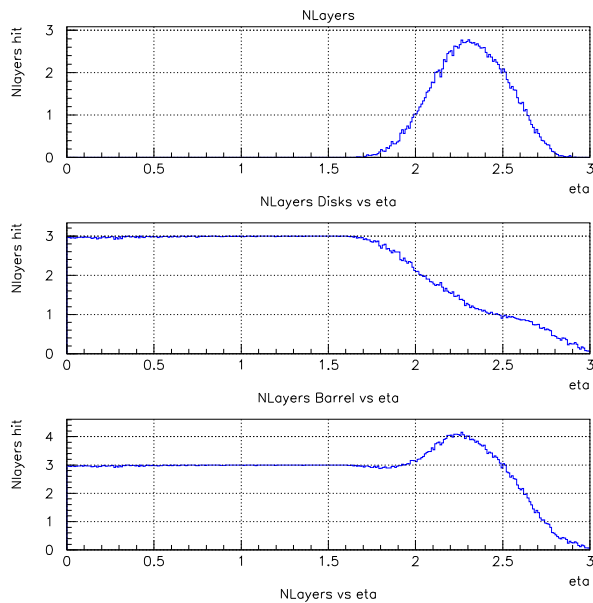


Figura 2.8: Numero medio di strati del rivelatore a pixel attraversati da muoni di 50 GeV al variare della pseudorapidità. Il grafico superiore esprime la risposta dei dischi, quello centrale è riferito al barrel e quello inferiore rappresenta il comportamento complessivo del rivelatore. La simulazione tiene conto della diffusione del vertice della traiettoria dovuto alla dimensione finita del fascio.

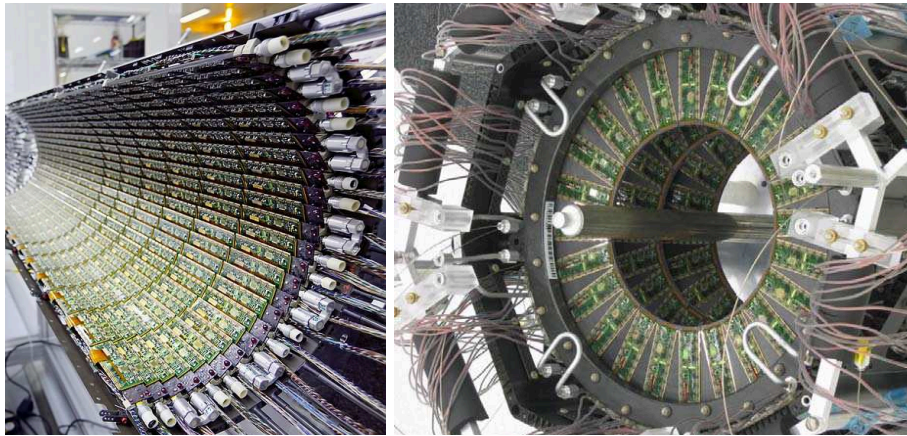


Figura 2.9: I moduli del rivelatore a pixel sono identici per tutti gli strati ed indipendentemente dalla loro ubicazione. A sinistra è rappresentata una fase di assemblaggio del layer 2; a destra un end-cap completo dei suoi tre dischi.

ghezza media, suddiviso in tre strati concentrici, e da tre dischi coassiali ad ognuna delle due estremità del cilindro. Gli strati concentrici vengono denominati, al crescere della distanza dall'asse, B-layer, layer 1 e layer 2. I loro raggi medi sono 50.5 mm, 88.5 mm e 122.5 mm [32]. Il raggio del B-layer è stato scelto il più piccolo possibile, compatibilmente con l'ingombro dei tubi a vuoto dove viaggiano i protoni, per massimizzare la risoluzione sul parametro di impatto. La regione attiva dei dischi si estende da un raggio di 89 mm ad un raggio di 150 mm; le rispettive posizioni assiali (z) sono a ± 495 mm, ± 580 mm e ± 650 mm dal centro del rivelatore. Questa geometria assicura tre punti di passaggio per traiettorie contenute nel dominio $\eta \leq 2.5$ (figura 2.8).

Il rivelatore è caratterizzato da una grande modularità, contenendo circa 2000 moduli identici sia per il corpo centrale che per i dischi (figura 2.9). Ogni modulo ha dimensione 62.4 mm x 21.4 mm; nel corpo centrale (barrel) il lato lungo viene posizionato parallelo all'asse z di ATLAS, nei dischi esso è radiale. La figura 2.10 mostra la sezione del corpo centrale del rivelatore a pixel nel piano $R\phi$. I moduli sono disposti con un angolo non nullo fra la propria normale e la direzione radiale (*angolo di tilt*). Essi sono sovrapposti l'uno con l'altro per garantire la completa ermeticità per particelle con momento trasverso $p_T > 1$ GeV/ c . L'angolo di tilt è di 20° per tutti i tre strati del corpo centrale, valore scelto per compensare l'angolo di Lorentz anche se vincolato, in una certa misura, dai limiti di spazio disponibile (paragrafo 5.2). La sovrapposizione fra i moduli è operata anche nel piano Rz , essendo in questo caso l'angolo di tilt 1.5° . I moduli dei dischi sono montati su entrambi i lati della struttura di supporto allo scopo di garantire la copertura completa in ϕ (i moduli da un lato del supporto sono traslati in ϕ rispetto a quelli dal lato opposto).

La figura 2.11 mostra l'ammontare di materiale del rivelatore a pixel, espresso in lunghezze di radiazione, che una particella attraversa al variare della pseudorapidità. Il numero di lunghezze di radiazione viste dalla particella prima di raggiungere il calorimetro elettromagnetico deve essere contenuto il più

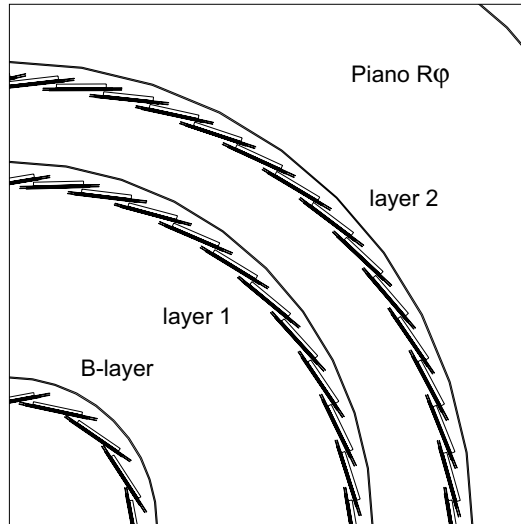


Figura 2.10: Sezione $R\phi$ del corpo centrale del rivelatore a pixel.

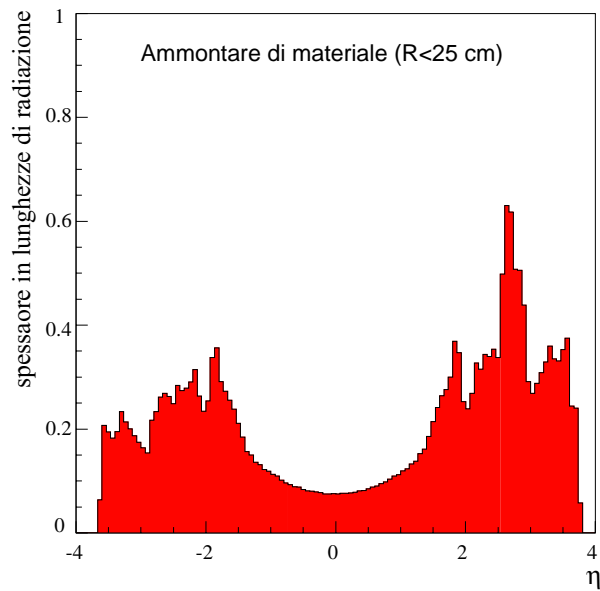


Figura 2.11: Quantità di materiale del rivelatore a pixel attraversato al variare della pseudorapidità.

possibile. Il materiale produce infatti bremsstrahlung per le particelle cariche e la conversione stessa dei fotoni.

La bremsstrahlung degrada sia la risoluzione in energia degli elettroni data calorimetro, sia la risoluzione in momento fornita dall'intero sistema d'identificazione della traiettoria. Nei casi estremi di bremsstrahlung pesante le traiettorie degli elettroni possono non essere riconosciute e gli stessi venire scambiati per fotoni. La conversione riduce l'efficienza di rivelazione dei fotoni e genera traiettorie con un enorme parametro d'impatto, influenzando negativamente le prestazioni di identificazione dei b -getti. Dalla figura 2.11 si nota che il materiale aumenta con il valore assoluto della pseudorapidità, principalmente a causa dell'aumento dell'angolo di incidenza nel barrel del rivelatore a pixel ed a causa della presenza dei dispositivi di servizio (cavi, sistema di raffreddamento, struttura di supporto) posizionati ai suoi estremi. L'asimmetria dell'istogramma ed il picco a $\eta = 2.5$ sono riconducibili ai materiali di servizio del B-layer, disposti nel lato positivo di η .

Il rivelatore a pixel è il sistema più interno di ATLAS e, di conseguenza, è esposto al livello di radiazione più elevato di qualunque altro dispositivo presente nell'esperimento (figura 1.7). La fluena alla quale è sottoposto il rivelatore a pixel è stata calcolata in [33], basandosi su una sezione d'urto per interazione pp inelastica $\sigma = 80$ mb e su una stima di presenza del fascio di 100 giorni all'anno. Alla luminosità di progetto (10^{34} cm⁻²s⁻¹) la fluena subita dal B-layer è di circa 0.3×10^{15} n_{eq}cm⁻²/anno, quella del layer 1 è di $\sim 0.1 \times 10^{15}$ n_{eq}cm⁻²/anno e quella del layer 2 è di $\sim 0.05 \times 10^{15}$ n_{eq}cm⁻²/anno.

Le specifiche per il rivelatore a pixel richiedono che tutti i suoi componenti siano tolleranti alla radiazione fino ad una fluena di 10^{15} n_{eq}cm⁻² e ad una dose di 500 kGray. Per tale motivo, alla luminosità di progetto, potrebbe essere necessario sostituire il B-layer entro pochi anni dalla sua messa in funzione. Il layer 1 ed il layer 2 sono, al contrario, attesi operare per l'intera durata prevista dell'esperimento (3 anni a bassa luminosità più 7 anni alla luminosità di progetto), con un fattore di sicurezza di ~ 1.5 per il layer 1 ed ancora maggiore per il layer 2. Il fattore di sicurezza riveste un ruolo importante per preservare le previsioni di durata dalle incertezze legate alla sezione d'urto pp ed al profilo di luminosità.

La temperatura del rivelatore a pixel sarà mantenuta a meno di 0 °C per evitare gli effetti di annealing inverso, con solo brevi periodi di riscaldamento per manutenzione. Il sistema di raffreddamento dovrà mantenere la bassa temperatura a dispetto della dissipazione termica, quest'ultima destinata a crescere nel tempo a causa dell'incremento della tensione di polarizzazione e della corrente di fuga.

2.5 I moduli

Ogni modulo del rivelatore a pixel è composto da uno strato sensibile (il sensore), da 16 chip di lettura ed elaborazione del segnale e da un supporto flessibile *flex-hybrid*. Quest'ultimo accoglie il chip di controllo del modulo (MCC, *Module Controller Chip*), il quale effettua le operazioni di clock e di supervisione, e fornisce l'interconnessione locale dei segnali, la distribuzione della potenza e tutti i componenti passivi quali sonde di temperatura, resistori, capacitori. Il sensore è posizionato fra il supporto flessibile ed i 16 chip a circuiti integrati. La

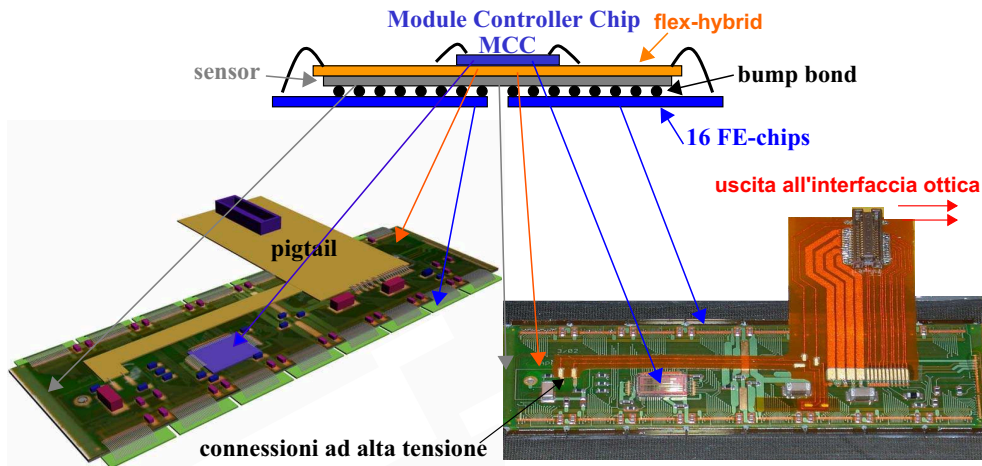


Figura 2.12: Struttura di un modulo di ATLAS. In basso a destra è riportata una sua fotografia.

figura 2.12 mostra la disposizione dei componenti principali. Il modulo è installato nell'Inner Detector con i circuiti integrati di front-end fissati alla struttura meccanica di supporto.

I circuiti integrati di front-end si estendono oltre il lato lungo del sensore, accorgimento che permette l'accesso ai rispettivi terminali di uscita in modo che gli stessi possano venire collegati tramite cavo al supporto flessibile flex-hybrid (la cui larghezza è 18.4 mm di larghezza contro il 16.4 mm del sensore). Linee in alluminio ed in rame trasportano il segnale al Module Controller Chip (MCC), montato come mostrato in figura 2.12. Il controller MCC carica i dati di configurazione sui chip di front-end, svolge una funzione di messa a punto, supervisiona la funzionalità dell'intero modulo, distribuisce i segnali di sincronizzazione, coordina i segnali in uscita dai 16 circuiti logici, costruisce gli eventi e gestisce le condizioni di errore. I dati sono trasmessi dal MCC ai dispositivi di lettura (Read Out Drivers, ROD) attraverso fibre ottiche. Le fibre ottiche sono anche utilizzate per inviare segnali al modulo, ognuno dei quali è dotato di due linee di trasmissione e di una di ricezione a fibre, tutte operanti in modo digitale. Il dispositivo opto-elettronico consiste di due laser VCSELs (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) per i segnali in uscita e di un diodo PIN per quelli in entrata.

Tutti i componenti ed i materiali che costituiscono il modulo devono offrire una tolleranza alla radiazione sufficiente per garantirne la sopravvivenza lungo l'intera vita operativa del rivelatore.

2.6 Il sensore

Il sensore associato al modulo del rivelatore a pixel consiste di una matrice di 328 x 144 celle elementari di estensione $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$. I pixel sono collegati a 2 x 8 chip di lettura, ciascuno dei quali incaricato di controllare un dominio di 160 x 18 celle elementari. La superficie sensibile del sensore è di 16.4 mm x

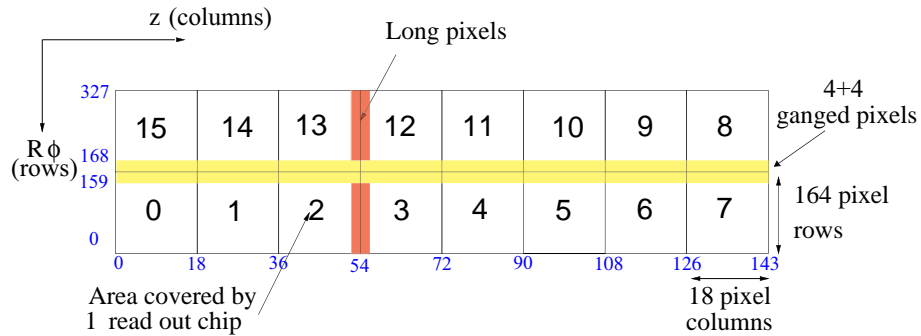


Figura 2.13: Rappresentazione schematica del sensore di un modulo. La superficie attiva è supervisionata da 16 chip di lettura disposti su due file. Fra una file da 8 chip e l'altra sono presenti 8 righe di pixel non coperti da elettronica di lettura (ganged pixel). Fra due chip di una stessa fila le colonne di pixel hanno la lunghezza maggiorata di $600 \mu\text{m}$. Il sistema di coordinate $(R\phi, z)$ mostrato è riferito al barrel del rivelatore a pixel. La sostituzione $z \rightarrow R$ rende lo schema applicabile ai moduli dei dischi.

60.4 mm , lo spessore è di $250 \mu\text{m}$. La figura 2.13 riassume la configurazione del sensore di un modulo e rappresenta il sistema di riferimento che caratterizza la sua installazione in ATLAS.

Il segnale generato su ognuno dei pixel³ è letto da una catena elettronica collocata in una sua cella gemella posta all'interno dei uno dei 16 chip di lettura. La cella di lettura ha esattamente la stessa superficie del pixel a cui si accoppia. La sua estensione, $20000 \mu\text{m}^2$, è la minima praticabile in accordo alle esistenti tecnologie per allocare l'elettronica richiesta e, in ultima analisi, determina la dimensione della segmentazione del sensore. Il rapporto fra lato lungo e lato corto della cella elementare del sensore non è in linea di principio vincolata. La scelta in ATLAS è stata quella di utilizzare una geometria caratterizzata da rapporto spinto fra le due dimensioni, in modo da massimizzare la risoluzione spaziale lungo una di esse (direzione $R\phi$ nel corpo centrale e nei dischi) a spese di una più povera prestazione nell'altra (direzione z nel corpo centrale, R nei dischi).

Una regione di $400 \mu\text{m}$ fra le due file da 8 chip non è coperta da celle di lettura (ovvero i pixel del sensore non sono connessi all'elettronica di elaborazione). La situazione è illustrata in figura 2.14, la quale mostra il dettaglio dell'area di confine fra quattro chip di lettura adiacenti. I pixel non connessi all'elettronica, disposti lungo le 4 righe di confine di ciascun chip, prendono il nome di *ganged*. Essi sono collegati in modo equipotenziale agli altri pixel del sensore secondo lo schema mostrato in figura. La copertura completa nella direzione z , per ovviare a tolleranze di taglio e posizionamento dei chip di lettura, è raggiunta incrementando di $200 \mu\text{m}$ la lunghezza della colonna di pixel a confine fra un chip ed il successivo. La dimensione z di tali colonne passa quindi da $400 \mu\text{m}$ a $600 \mu\text{m}$.

³Con l'unica eccezione dei pixel così detti *ganged*, si consulti il seguito del paragrafo.

La sezione trasversale del sensore a pixel di ATLAS è schematizzata nella figura 2.15. I pixel sono delle impiantazioni di tipo n^+ in un substrato di silicio di tipo n ; la giunzione è inizialmente posizionata nel piano posteriore del sensore (quello opposto al pixel). Il dispositivo deve operare in regime di completo svuotamento poiché la presenza di cariche libere in prossimità dei pixel potrebbe provocare un corto circuito. I pixel sono collegati a potenziale nullo, il piano posteriore è sottoposto invece ad un potenziale negativo. Il campo elettrico risultante è tale da far migrare gli elettroni verso i pixel collegati alla catena di elaborazione del segnale: è quindi la raccolta di questa specie ad essere misurata dal rivelatore⁴. A seguito dell'inversione di tipo causata dalla radiazione la giunzione, grazie all'impiantazione di tipo n^+ , si muove verso la posizione dei pixel (figura 7.20). Questa circostanza consente al rivelatore di operare anche in situazione di svuotamento parziale.

A causa della piccola distanza esistente fra il sensore e l'elettronica (meno di $20 \mu\text{m}$), anche una piccola differenza di potenziale può superare il campo di scarica dell'aria pari a circa $1.2 \text{ V}/\mu\text{m}$; la scintilla risultante può seriamente danneggiare l'elettronica. Per tale motivo l'intera regione esterna del substrato di tipo n è coperta da un'impiantazione perimetrale di tipo n^+ mantenuta a potenziale di terra. Un sistema di anelli multipli di protezione controlla il profilo di decrescita del potenziale dalla zona delle impiantazioni p nel piano posteriore fino ai bordi laterali del medesimo del sensore (figura 2.16). Ulteriori dettagli sono riportati in [35]. Gli angoli dell'intera struttura sono arrotondati per ridurre i campi elettrici in gioco.

Le impiantazioni del pixel devono essere elettricamente isolate fra di loro per evitare che lo strato di elettroni che si accumula all'interfaccia Si-SiO₂ possa

⁴Il rivelatore SCT, al contrario, adotta strisce di tipo p su di un substrato di tipo n e raccoglie le buche.

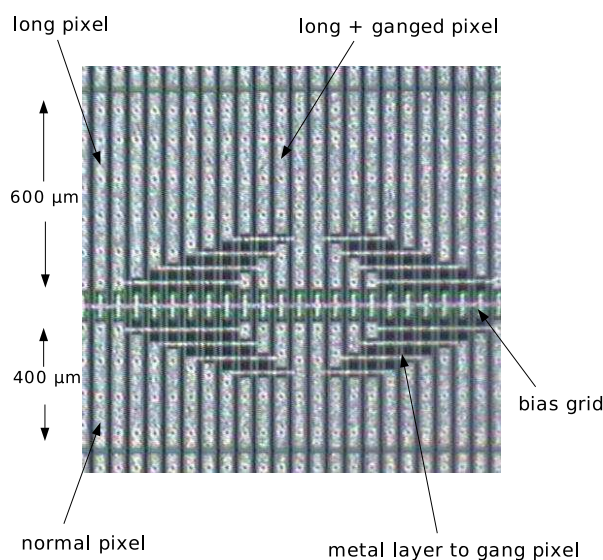


Figura 2.14: Fotografia di un sensore al confine fra quattro chip di lettura [34].

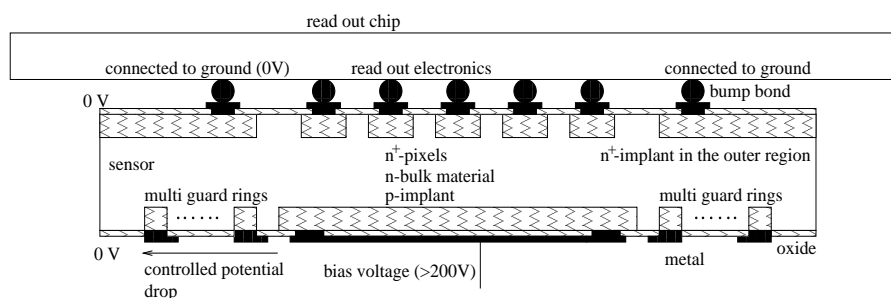


Figura 2.15: Sezione trasversale di un sensore di ATLAS. L'elettronica di lettura è sul lato dei pixel (impiantazioni n^+).

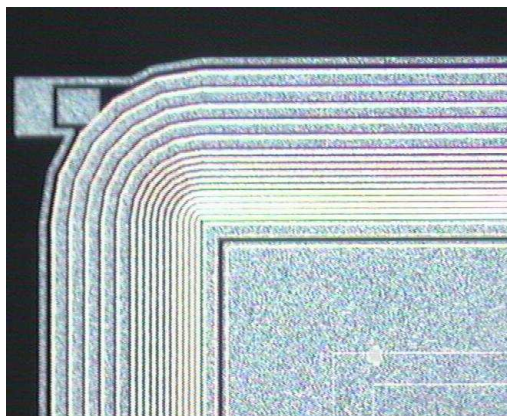


Figura 2.16: Fotografia della struttura degli anelli di protezione nel lato p del sensore. Si osserva che la loro distanza reciproca decresce all'approssimarsi del bordo del dispositivo.

generare un corto circuito. Due sono le principali tecniche di isolamento studiate nel corso degli anni di progettazione, di prototipazione e di verifica nel testbeam: la tecnica di p -stop [36] e quella di p -spray [37], rappresentate schematicamente in 2.17.

I sensori prototipi di ATLAS con isolamento p -stop [38, 39] hanno adottato delle impiantazioni a forma di atollo realizzate con un elevato drogaggio di tipo p ($5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Queste impiantazioni circondano ogni singola cella n^+ . Nei dispositivi p -spray [38, 39] uno strato di materiale di tipo p è impiantato, prima di qualunque altra lavorazione, sull'intera superficie che vedrà la presenza dei pixel. Lo strato p viene poi sovracompensato con drogaggio n^+ in corrispondenza dei pixel. Mentre entrambe le tecniche forniscono un efficace isolamento dei pixel a bassa fluensa, il p -spray aumenta la resistenza alla radiazione del dispositivo man mano che la dose aumenta. La circostanza si verifica perché la carica che si sviluppa sullo strato di ossido di silicio, indotta dalla radiazione, compensa il campo elettrico ai bordi fra la regione n^+ e la regione p . Conseguentemente la tensione di scarica dei dispositivi p -spray è al minimo prima

dell'irraggiamento e cresce nel corso della sottoposizione alla radiazione.

Nel corso del testbeam sono state studiate due differenti configurazioni p -spray. Nella prima la concentrazione di doping è uniforme sull'intera superficie del sensore ($3.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$). Il valore di concentrazione è leggermente superiore al valore di saturazione della carica prodotta sulla superficie dell'ossido dalla radiazione, cosicché l'isolamento è mantenuto indipendentemente dalla fluenza.

Nella seconda configurazione, conosciuta come p -spray moderato (*moderated p-spray*), la concentrazione di impurità p viene ridotta, nell'area immediatamente adiacente alle impiantazioni n^+ , a circa $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. In questo modo sia la capacità fra le diverse impiantazioni, che il campo elettrico all'interfaccia fra la zona p e la zona n^+ , sono ridotti. Questo aumenta la tensione applicabile senza il pericolo di scariche elettrostatiche.

I dispositivi con isolamento p -stop, pur operando bene prima dell'irraggiamento, hanno dato prova di non essere resistenti alla radiazione [38, 39, 40] e di non essere, quindi, adatti al funzionamento in ATLAS.

Per tutti questi motivi la tecnologia di isolamento p -spray moderato è stata scelta per equipaggiare i sensori di ATLAS. Essa è stata preferita al p -spray uniforme in virtù della maggiore tensione di scarica prima dell'irraggiamento [39].

L'isolamento p -spray, in entrambe le sue varianti, permette l'introduzione di una griglia di bias. Questa è una rete di linee di collegamento, una fra ogni coppia di colonne di pixel. Nella configurazione finale dei sensori (figura 2.18) un'impiantazione n^+ puntiforme presente su ogni pixel è collegata alla griglia di bias tramite linee metalliche. Quando viene applicata una tensione alla griglia, questa raggiunge ogni pixel tramite l'impiantazione puntiforme. Tale accorgimento è utile per il collaudo dei sensori prima della connessione all'elettronica di front-end tramite bump-bonding. La griglia di bias è realizzata ogni seconda colonna di un doppietto e fornisce un potenziale identico ad ogni cella di pixel nella delicata fase il collaudo. Essa rimane invece inattiva durante il normale funzionamento del sensore, anche se con la propria presenza è in grado di intervenire per mantenere il medesimo potenziale su tutti i pixel (prossimo a quello di terra) nel caso in cui una o più connessioni bump siano perse.

Nella configurazione scelta per ATLAS ogni pixel consiste di un'impiantazione rettangolare di $30 \mu\text{m} \times 382.5 \mu\text{m}$. Lo spazio esistente fra due pixel adiacenti è di $20 \mu\text{m}$ nel lato corto e di $15 \mu\text{m}$ in quello lungo ($20 \mu\text{m}$ in presenza di una

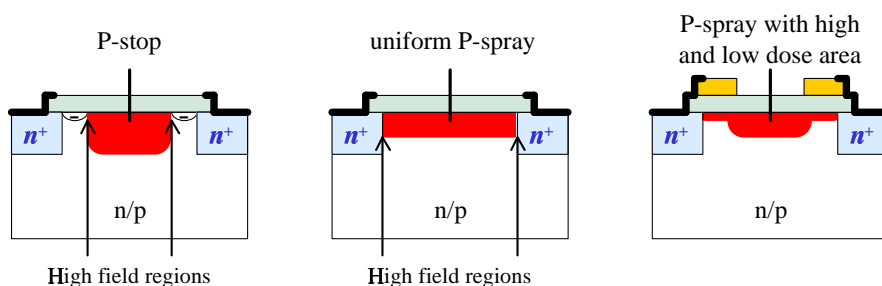


Figura 2.17: Schema delle differenti tecniche di isolamento fra i pixel. Da sinistra a destra: p -stop, p -spray e p -spray moderato, quest'ultima scelta per equipaggiare i sensori di ATLAS.

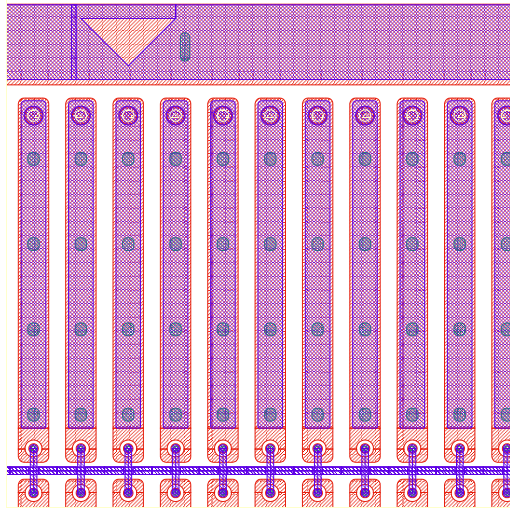


Figura 2.18: La configurazione Small Dots (SMD), selezionata per i sensori del rivelatore a pixel di ATLAS.

delle linee della griglia di bias). La connessione puntiforme della griglia di bias è un'impiantazione n^+ di tipo circolare con diametro pari a $10 \mu\text{m}$ (configurazione SMD, Small Dots, della griglia di bias). Essa è realizzata all'interno della regione n^+ del pixel. Tutte le connessioni puntiformi di due colonne accoppiate sono collegate insieme tramite una linea metallica che, a sua volta, giunge fino all'impiantazione perimetrale di tipo n^+ che circonda il bordo della superficie attiva del sensore.

2.7 L'elettronica di front-end

Il sistema di lettura del segnale è caratterizzato da circuiti individuali per ciascuna cella elementare del sensore. I chip di lettura sono posizionati in prossimità della superficie dei pixel; ogni circuito è connesso alla rispettiva cella elementare attraverso il procedimento di bump-bonding [33] (figura 2.15).

Il bump-bonding è praticato attraverso la deposizione di opportuni materiali metallici sulla piastrina di alluminio d'interfaccia del sensore al silicio, oppure del relativo circuito integrato, oppure ancora di entrambi. La matrice relativa al circuito integrato viene quindi montata sul substrato di silicio per mezzo di questi punti. Questo processo viene chiamato *flip-chip* e richiede una precisione di posizionamento di pochi μm . Il flip-chip è realizzato a pressioni e temperature opportune, per consentire l'instaurazione del legame fra le parti che devono essere collegate (silicio ed elettronica di front-end).

Nel corso del testbeam sono stati investigati due differenti processi di bump-bonding. Nel primo, sviluppato dall'italiana Alenia Marconi Systems (AMS), ora divenuta SELEX Sistemi Integrati, il metallo legante (indio) viene depositato sia sul substrato che sulla piastra della circuiteria elettronica. Il flip-chip è

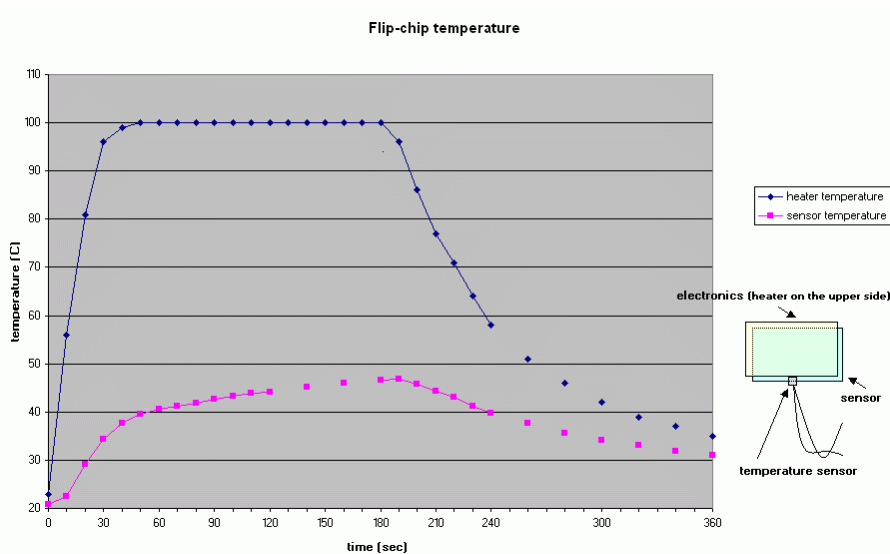


Figura 2.19: Andamento della temperatura nel corso del processo di flip-chip con indio. La curva superiore rappresenta la temperatura della sorgente di calore in funzione del tempo. La sorgente è posizionata al di sopra del chip di lettura. La curva inferiore esprime la temperatura misurata sul bordo del sensore.

condotto con un moderato riscaldamento dei materiali (figura 2.19). I cumuli di indio sono accuratamente allineati e quindi saldati ai materiali sotto pressione.

Nel secondo processo di bonding, realizzato dalla tedesca IZM, il materiale legante è una lega di piombo-stagno e viene depositata solo sulle piastre del circuito elettronico. I due materiali da saldare sono quindi posti in contatto e la temperatura del metallo legante innalzata fino al punto di fusione della lega PbSn. In figura 2.20 sono rappresentati schematicamente i due processi di bonding.

Diversi progetti di chip di front-end sono stati sviluppati, prototipati ed analizzati nel corso degli anni. La configurazione finale, denominata FE-I3, viene qui affrontata in un certo dettaglio. I moduli sottoposti del 2004 esaminati in questa Tesi sono equipaggiati con tale soluzione. I chip FE-I3 non differiscono significativamente dai precedenti FE-I di cui sono dotati gli altri dispositivi

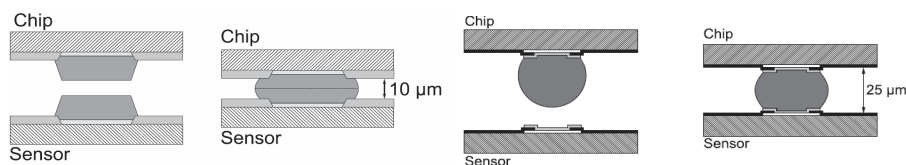


Figura 2.20: Rappresentazione del processo di bonding adottato da AMS (a sinistra) e di quello prodotto da IZM (a destra). Il metallo legante è indio nel primo caso, una lega di PbSn nel secondo.

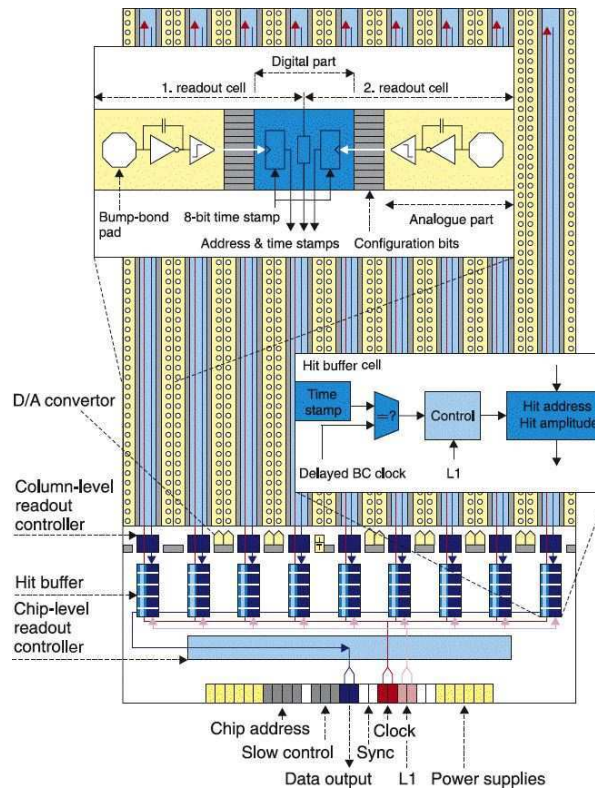


Figura 2.21: Rappresentazione schematica di un chip FE-I3.

analizzati in questo lavoro (periodo di testbeam 2002-2003). Maggiori dettagli possono essere ricavati da [41] ed in [42].

Il singolo chip di lettura analizza il segnale proveniente da 160 x 18 celle elementari del sensore tramite altrettanti circuiti di elaborazione analogica e di conversione digitale. In totale un modulo conta 46080 canali di lettura. In figura 2.21 è rappresentata schematicamente la disposizione geografica degli elementi principali di un chip FE-I3. Nella successiva figura 2.22 è riportata una fotografia del dispositivo.

Lo schema a blocchi di un singolo circuito di elaborazione del segnale è riportato in figura 2.23. Il circuito è costituito da una porzione analogica, interfacciata direttamente al sensore, cui fa seguito una parte digitale di output (figura 2.21). La carica prodotta dal passaggio di una particella nella cella elementare del sensore perviene al preamplificatore attraverso il bump bond metallico. Il preamplificatore è caratterizzato un feedback di tipo DC con capacità $C_{fb}=5$ fF. Il tempo di picco è di circa 15 ns e può essere variato agendo sul FDAC a 3-bit (Feedback Digital Analog Converter). Tale azione modifica la corrente di feedback per consentire la regolazione fine dell'intervallo di valori ToT (descritta nel seguito), onde renderne più facile la misurazione

Il segnale, amplificato e formato con formatura triangolare dal preamplificatore, raggiunge il discriminatore. Il compito di quest'ultimo è di digitalizzare

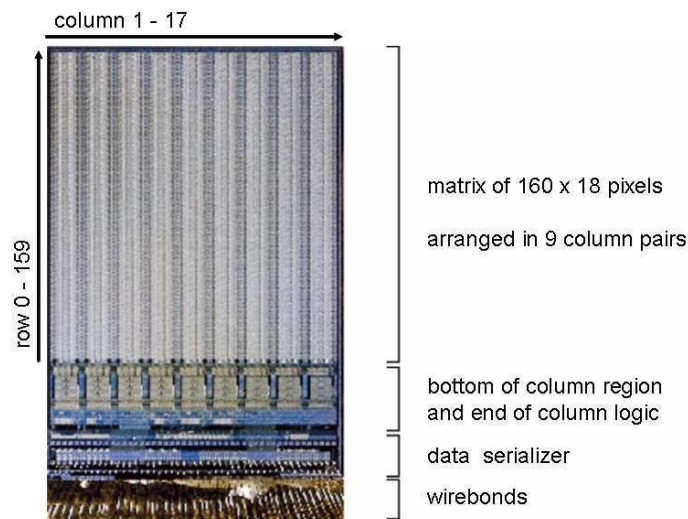


Figura 2.22: Fotografia di un chip FE-I3.

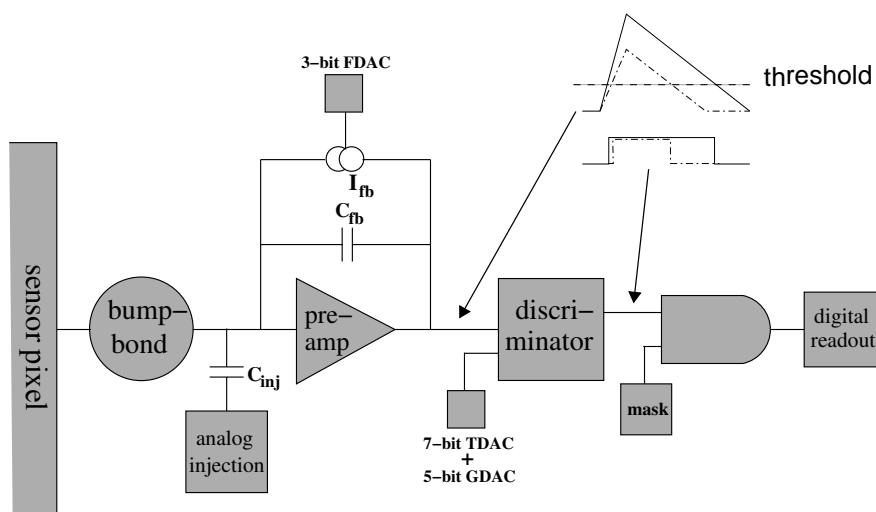


Figura 2.23: Schema a blocchi del circuito di elaborazione del segnale. Il discriminatore separa la componente analogica (a sinistra) da quella digitale (a destra).

l'informazione analogica ricevuta. Il discriminatore è caratterizzato da due soglie. La soglia più bassa (e più rapida) è utilizzata per misurare il Time over Threshold, l'intervallo temporale durante il quale l'output del preamplificatore si mantiene al di sopra di un assegnato valore. La soglia più alta (e lenta) è invece utilizzata per la strategia di reiezione dell'evento: solo il superamento del suo valore comporta l'accettazione di un hit e la successiva elaborazione

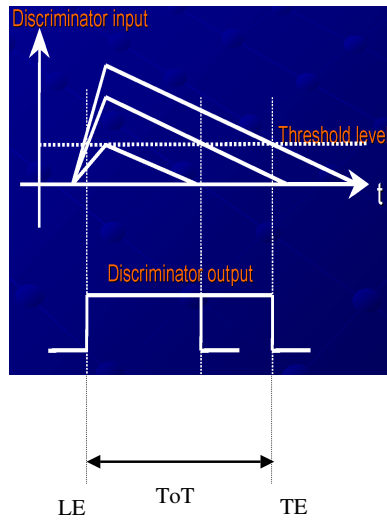


Figura 2.24: Il Time over Threshold è definito come differenza fra i tempi del fronte anteriore del segnale (LE) e di quello del fronte posteriore (TE).

delle informazioni. Il ToT è definito come differenza temporale fra il fronte anteriore (LE, Leading Edge) e posteriore (TE, Trailing Edge) del profilo del segnale (figura 2.24). Il tempo impiegato dal segnale per superare la soglia del discriminatore è denominato *timewalk*.

L'informazione temporale contenuta nel ToT è espressa nell'unità di tempo data dall'intervallo fra due collisioni di ATLAS (25 ns o, equivalentemente, in multipli di 40 MHz, frequenza di collisione). Tale informazione viene codificata in una parola da 8-bit. Il ToT è legato al segnale di input del discriminatore e, quindi, alla carica raccolta dal sensore attraverso il modello empirico lineare:

$$ToT = A + \frac{B}{C + Q} \quad (2.8)$$

dove Q esprime la carica in ingresso al preamplificatore e A , B , C sono parametri determinati dal miglior fit quando è iniettata una carica nota. La figura 2.25 mostra un esempio delle correlazioni carica-ToT misurate nei prototipi del testbeam. La ToT rende possibile risalire alla carica generata dalla particella ionizzante che attraversa il sensore e permette di implementare le tecniche di ricostruzione spaziale basate sull'intepolazione del segnale dei pixel (capitolo 5).

Le soglie del discriminatore possono essere calibrate, per ogni singolo canale, utilizzando la regolazione a 7-bit fornita dal TDAC (Threshold Digital Analog Converter). La regolazione (*tuning*) consente di ridurre drasticamente la dispersione delle soglie lungo l'intero chip di lettura, consentendo di raggiungere un comportamento uniforme. Misurazioni effettuate sui moduli di ATLAS [43] hanno dimostrato che questo accorgimento consente di mantenere la dispersione della soglia alta a soli $40 e^-$ per dispositivi non irraggiati (con valore nominale a $3000 e^-$) ed a $130 e^-$ per dispositivi sottoposti a dosi di 1 MGy (soglia nominale a $4000 e^-$). Il grafico della dispersione al variare del canale è riportato in figu-

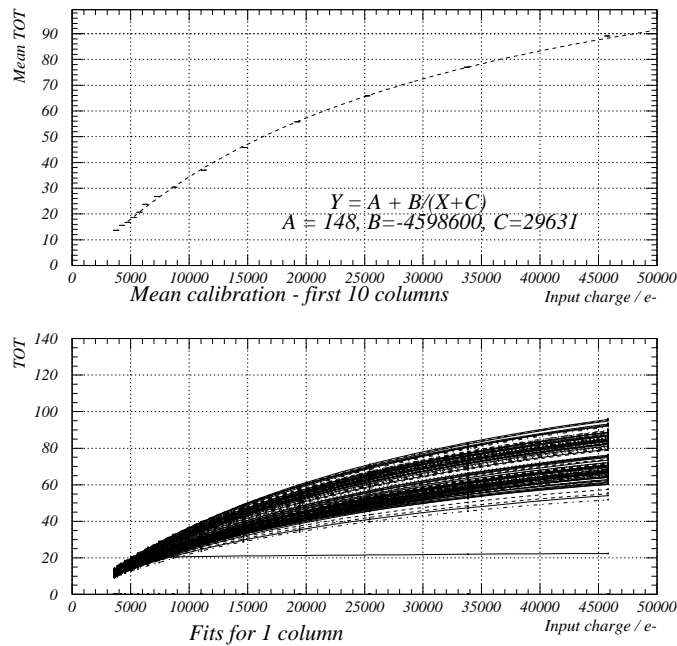


Figura 2.25: Tipici grafici di calibrazione della ToT. Nella figura in basso è mostrata la correlazione ToT-carica per singole colonne: si osserva una notevole dispersione dei valori. Il grafico in alto si riferisce ad una calibrazione media effettuata su 10 colonne.

ra 6.6 [43]. La figura 2.23 mette anche in evidenza la possibilità di mascherare individualmente i pixel che dovessero rivelarsi difettosi.

Il segnale digitale in uscita dal discriminatore contiene il valore di LE, TE e l'indirizzo del canale (ciascuna di queste informazioni è espressa con parole da 8-bit nel codice Gray) e viene trasferito alla porzione digitale del circuito di front-end. I dati sono immagazzinati in memorie locali prima di essere trasferiti, secondo un ordine di priorità che privilegia le celle appartenenti all'estremo superiore delle colonne, ai buffer di fine colonna (EoC, End of Column buffers). Le memorie locali coprono, ciascuna, una coppia completa di colonne di pixel. La velocità massima di trasferimento dei dati di un hit alle EoC è di 20 MHz. Le informazioni immagazzinate nei buffer di fine colonna attendono il consenso del trigger di Livello-1 prima di essere serializzate e definitivamente inviate al MCC. Prima dell'invio il ToT viene calcolato.

Il FE-I3 è basato sull'impiego di transistor CMOS con tecnologia IBM 0.25 μm . Il numero complessivo di transistor per singolo chip di lettura è di 3.5 milioni.

Capitolo 3

Il testbeam ed i sensori analizzati

I prototipi dei sensori a pixel di ATLAS sono stati sviluppati e collaudati sottoponendoli ad un fascio incidente di particelle. Le prestazioni delle diverse architetture proposte sono state fra loro comparate a condizioni funzionali ed ambientali prossime a quelle realmente presenti nell'esperimento finale. Il presente capitolo descrive la modalità di conduzione del testbeam e la strategia di analisi dei dati attraverso il programma di ricostruzione degli eventi. La composizione e la configurazione dei dispositivi analizzati in questa Tesi è oggetto dell'ultimo paragrafo.

Nel corso dell'intera attività di testbeam sono stati analizzati tre differenti tipi di dispositivo:

- Chip singoli, dispositivi in cui la superficie sensibile di silicio ha un'estensione di $\sim 0.6 \text{ cm}^2$ ed è coperta esattamente da un chip di lettura.
- Moduli a 16 chip di lettura, di estensione pari a quella dei moduli di ATLAS ($\sim 10 \text{ cm}^2$) a differenza dei quali, tuttavia, non contengono il Circuito di Controllo del Modulo (MCC) installato all'esterno a parte.
- Moduli di ATLAS (16 chip di lettura con MCC integrato).

I risultati delle misurazioni condotte nel lavoro presentato sono relativi a sensori collaudati negli anni 2002, 2003, 2004 ed appartenenti alla prima ed alla terza categoria.

3.1 Il testbeam

Gli studi condotti sui prototipi di sensore a pixel sono stati realizzati all'interno di una struttura situata nell'Area Nord del CERN, denominata H8. Al suo interno un fascio di protoni da 450 GeV, proveniente dal protosincrotrone SPS, è fatto collidere contro un bersaglio fisso per produrre fasci secondari. Differenti specie di particelle, all'interno di un intervallo molto ampio di momenti ed intensità, possono essere selezionate. La maggior parte dei dati del testbeam di sensori a pixel è stata ottenuta proiettando fasci di pioni da 180 GeV/c di

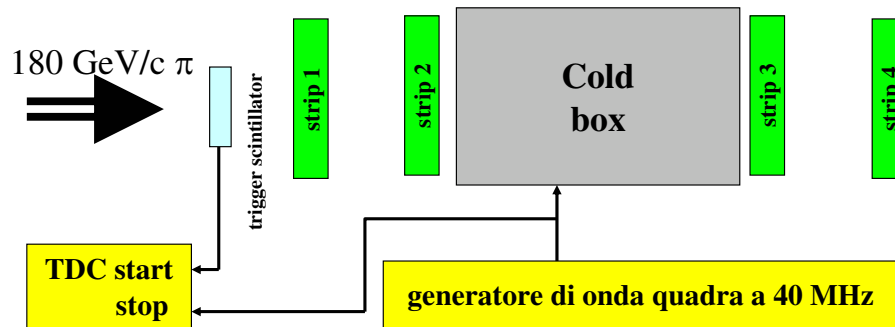


Figura 3.2: Schema a blocchi del telescopio e del sistema di identificazione temporale degli eventi.

del fascio (figura 3.1) nel piano xz (angolo ϕ) e nel piano yz (angolo θ). I pixel irraggiati vengono collocati nel telescopio all'interno di una scatola refrigerata allo scopo di bloccare il processo di annealing (paragrafo 2.3).

Lo schema dei principali dispositivi usati nel testbeam è rappresentato in figura 3.2. Il fascio di pioni incontra due scintillatori accoppiati a dei fotomoltiplicatori per la conversione del segnale. I due scintillatori, posti in logica di coincidenza, forniscono il riferimento temporale del passaggio delle particelle. Un diodo al silicio di 5 cm x 5 cm di estensione seleziona le traiettorie assunte passare realmente per i sensori.

All'atto di incidere sul telescopio le particelle hanno perso la struttura a pacchetti conferita loro dal campo accelerante a radiofrequenza di SPS. La fase temporale di ognuna di esse rispetto al clock da 40 MHz (25 ns) fornito da un generatore di onde quadre è casuale. Il generatore di onde simula la frequenza di collisione dei pacchetti presenti nei due fasci di protoni di LHC prossima, appunto, a 40 MHz³. Il TDC (*Time to Digital Converter*) misura la fase temporale del segnale di trigger rispetto al clock, ovvero la posizione temporale del trigger all'interno di ad una finestra di 25 ns. A causa della fase random delle particelle all'ingresso del telescopio, la distribuzione dei tempi misurati dal TDC è pressoché uniforme sull'intera finestra.

Per ogni particella con trigger accettato sono studiati fino a 16 trigger contigui (16 finestre da 25 ns) per simulare l'analisi di 16 collisioni consecutive in LHC. Questa tecnica consente di esaminare il comportamento sincrono del sensore. Il telescopio offre una frequenza massima di trigger di 7000 Hz, raggiunta grazie a tecniche di immagazzinamento temporaneo degli eventi prodotti dalle microstrip ed attraverso la lettura selettiva delle sole strip di interesse (ovvero quelle al di sopra della soglia e quelle ad esse adiacenti).

I run analizzati nei successivi capitoli non prevedono la presenza di un campo magnetico nella regione del telescopio. Nondimeno alcuni notevoli risultati di misurazione dell'angolo di Lorentz reperibili in letteratura ([45], [46], [47]) e citati nel capitolo 4 sono basati sui dati del testbeam ricavati sotto questa condizione. Un particolare magnete (magnete di Morpurgo), in grado di pro-

³Ogni fascio di protoni circolante in LHC contiene, alla condizione nominale, circa 3000 pacchetti di particelle.

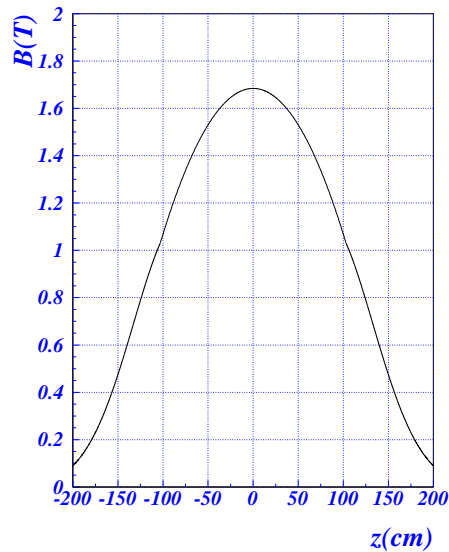


Figura 3.3: Profilo del campo magnetico generato lungo l'asse del magnete di Morpurgo alla corrente operativa di 5000 A. Nel sistema di coordinate del testbeam l'asse del magnete coincide con la direzione z .

durre un campo con profilo che varia lungo l'asse z come mostrato in figura 3.3, viene utilizzato nell'ambito del testbeam per misure di questa natura. Il campo è orientato lungo la direzione y , situazione analoga a quella a cui sono soggetti i moduli del barrel in ATLAS. Il suo valore di picco è di 1.67 T. Nella configurazione relativa al periodo di presenza del campo la distanza fra il primo e l'ultimo piano del telescopio è superiore a 100 cm, cosicché il valore di B varia significativamente lungo il possibile intervallo di posizioni del sensore. La coordinata relativa del telescopio rispetto al centro del campo magnetico necessita quindi di essere conosciuta con una certa precisione.

3.2 Allineamento ed analisi dei dati

I dati provenienti dalle letture dei piani del telescopio e dai sensori esaminati vengono processati attraverso un programma di ricostruzione degli eventi. Tale programma, scritto in linguaggio FORTRAN, è denominato H8 dal nome della struttura del CERN che ospita il testbeam. H8 effettua tre operazioni essenziali:

- Allineamento del sensore e del telescopio.
- Ricostruzione degli eventi.
- Scrittura delle n -tuple, pacchetti contenenti i dati essenziali del testbeam tradotti in un formato facilmente accessibile per la successiva analisi offline in FORTRAN.

Il lettore potrà trovare informazioni dettagliate su quanto trattato nel seguito in [48].

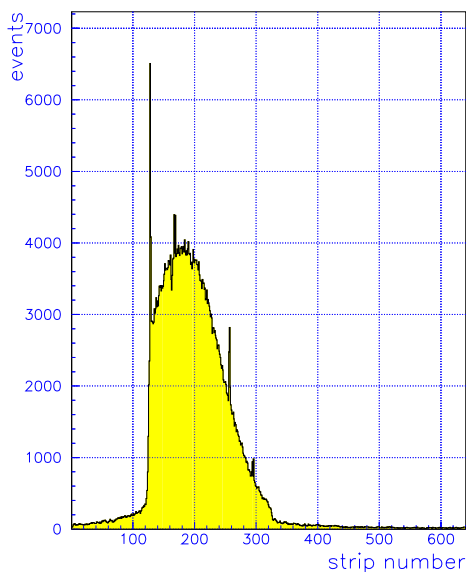


Figura 3.4: Popolazione degli hit di un piano di strip del telescopio. I picchi di popolazione individuano strip rumorose che devono essere mascherate per un corretto allineamento del telescopio.

Nella fase di allineamento i cluster prodotti dal fascio nei diversi piani del telescopio vengono associati fra loro secondo il criterio della traiettoria più probabile. Il programma di ricostruzione definisce dapprima la strategia di accettazione dei cluster nelle microstrip secondo criteri stabiliti dall'operatore (soglie delle strip, dimensione minima, struttura geometrica dei cluster, etc...). In questa fase vengono ricercate e mascherate (cioè escluse dall'analisi) le strip rumorose. L'operazione, compiuta in manuale osservando gli istogrammi di popolazione (figura 3.4) o in maniera automatica dal programma, è fondamentale per evitare che strip rumorose dominino, con la propria presenza ripetuta, la ricostruzione della traiettoria di miglior interpolazione. Un analogo mascheramento va ripetuto per il sensore a pixel esaminato per non introdurre errori sistematici nel suo allineamento.

Nella fase di definizione dei parametri operativi è anche possibile trasmettere al programma il file di calibrazione della ToT. Questa operazione, non obbligatoria per l'allineamento ma utile nella successiva analisi, permette di risalire alla carica raccolta da ciascun pixel ed è basata sulla conoscenza dei parametri A , B e C rappresentati nella formula 2.8.

La posizione del cluster in ognuno degli 8 piani di microstrip, quando più di una cella elementare è attivata, è determinata dal valore del segnale prodotto dalla strip dominante e da quello dell'esemplare, fra le celle a lei vicine, immediatamente inferiore⁴. La ricostruzione sfrutta la variabile η definita come:

$$\eta = \frac{PH2}{PH1 + PH2} \quad (3.1)$$

⁴Se le due strip con segnale più alto non sono adiacenti la posizione è determinata solo da quella che raccoglie la carica maggiore.

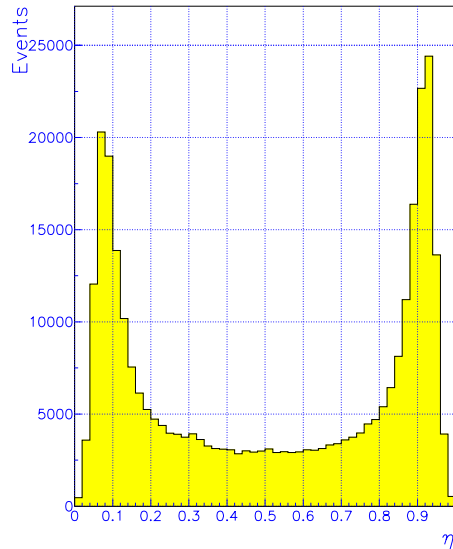


Figura 3.5: Distribuzione del parametro η per un piano di strip del telescopio. Considerato che la distribuzione delle coordinate della traiettoria è uniforme lungo una strip appare evidente la non linearità fra la posizione ed il parametro η .

nella quale $PH1$ e $PH2$ esprimono l'altezza del segnale delle due strip dominanti. Una tipica distribuzione del parametro η per le microstrip è illustrata in figura 3.5. Allo scopo di correggere la non linearità della risposta η -posizione è utilizzato un algoritmo di interpolazione [49] basato sull'ipotesi di uniformità del fascio all'interno della singola strip. L'utilizzo di questo algoritmo, del tutto simile a quello rappresentato nella formula 5.3, richiede la preventiva determinazione della distribuzione del parametro η . Questa misurazione è realizzata in uno degli stadi attraverso cui il programma H8 si articola, il quale prevede la costruzione di un database di valori η per ognuno degli otto piani del telescopio. Nel capitolo 5 vengono affrontati nel dettaglio gli aspetti tecnici legati a questo approccio nell'ambito della ricostruzione della posizione nei pixel.

L'allineamento del telescopio è basato sulla determinazione, appena descritta, della coordinata dei cluster sui piani di microstrip. Tutti gli elementi del telescopio sono caratterizzati da una posizione nominale che non ricalca con precisione sufficiente, per gli scopi dell'analisi, quella reale. Sono gli stessi eventi fisici a fornire il metodo per l'allineamento dei singoli componenti. La traiettoria delle particelle del fascio, in assenza di campo magnetico, è rappresentata da una retta. Nei run in cui il campo è presente, a rigore, la traiettoria è di tipo circolare. Una legge di tipo parabolico, più semplice da trattare numericamente, ne è una buona approssimazione se si considera che l'errore è dell'ordine di L^4/R^3 , dove L è la lunghezza del telescopio e R il raggio della traiettoria dei pioni. Assumendo $L \approx 1.4$ m e $R = p/eB \approx 400$ m la correzione risultante è di soli $0.06 \mu\text{m}$.

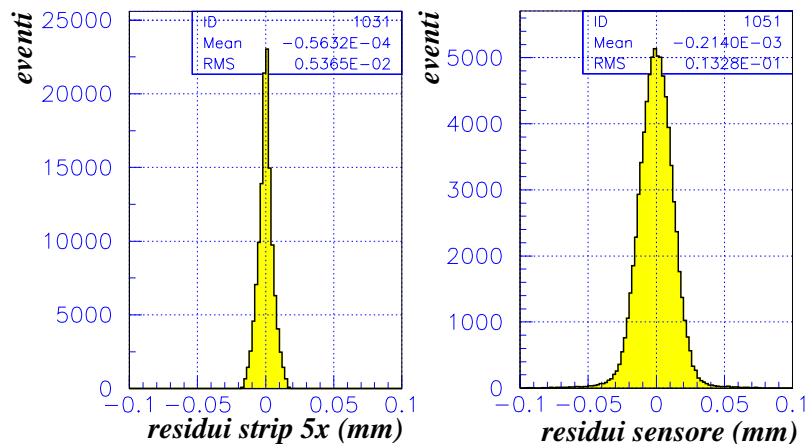


Figura 3.6: Distribuzione dei residui in un piano di strip del telescopio (a sinistra) e per la coordinata x del sensore (a destra). Pur essendo la dimensione della strip identica al lato corto del pixel ($50 \mu\text{m}$) la risoluzione di quest'ultimo è sensibilmente peggiore per via dell'uso dell'algoritmo digitale.

Il procedimento di allineamento è di tipo iterativo: per ogni piano di microstrip e per il sensore a pixel viene calcolata la differenza fra la coordinata locale (per il pixel la posizione del cluster è definita dal suo centro geometrico, come descritto nel paragrafo 5.3) e la coordinata ricostruita estrapolando la traiettoria alle rispettive posizioni. Tale differenza viene indicata con il termine di residuo (in figura 3.6 è rappresentata la distribuzione dei residui su un piano di microstrip e su un sensore). La finestra di accettazione dei residui è resa più stretta ad ogni iterazione muovendo virtualmente i piani di strip ed il sensore. Il ciclo termina quando la correzione ai parametri che esprimono la posizione è inferiore ad un'assegnata tolleranza od il numero di iterazioni raggiunge un massimo prestabilito. L'iterazione si svolge in due fasi: inizialmente solo la posizione x e y e l'angolo attorno all'asse z sono fatti variare per un primo allineamento di massima nel piano trasversale. Successivamente anche la coordinata z e gli angoli attorno alla direzione locale x e y sono modificati fra un ciclo ed il successivo. Il procedimento è applicato inizialmente solo alle microstrip.

Il primo piano di strip è assunto arbitrariamente come sistema di riferimento del telescopio. La distanza fra la prima e l'ultima microstrip è prefissata e fornisce la scala di lunghezze per l'intero sistema. Una volta allineate le microstrip il sensore a pixel viene a sua volta allineato rispetto al telescopio: la sua posizione reale (x, y, z) ed i suoi angoli effettivi (attorno a z ed alle due direzioni definite dai lati delle sue celle) sono determinate. In particolare viene ricalcolato l'angolo di tilt reale nel piano xz , grandezza fondamentale per la valutazione delle prestazioni di risoluzione spaziale del sensore lungo il lato corto dei pixel.

I cluster del sensore a pixel sono costruiti secondo la seguente strategia:

- Tutti gli hit dei pixel vengono considerati a prescindere dall'estrapolazione della traiettoria.

- Tutti gli hit fra loro adiacenti sono raggruppati in cluster.

Solo nel caso di rivelatori irraggiati ed a grandi angoli di incidenza l'algoritmo può consentire l'assenza di uno o più hit all'interno di un cluster. Una volta definiti i cluster del sensore il programma di ricostruzione ne determina la posizione con l'algoritmo digitale. Affinché un cluster sia associato ad una traiettoria il residuo fra la posizione di quest'ultima, estrapolata al sensore, e la coordinata del cluster deve essere inferiore a $100 \mu\text{m}$ (direzione x) e a $800 \mu\text{m}$ (direzione y), rispettivamente.

Allo scopo di facilitare la convergenza delle iterazioni di allineamento la strategia di ricostruzione pone un insieme di tagli atti ad eliminare eventuali ambiguità. In particolare sono selezionati solo gli eventi in cui è presente un'unica traiettoria ricostruita in ognuno dei piani xz e yz .

Al termine dell'allineamento e della relativa ricostruzione degli eventi il programma H8 procede alla scrittura delle n-tuple. Ognuna di esse è composta da tre blocchi:

1. Blocco delle traiettorie, ove sono rappresentate le principali grandezze ad esse relative (parametrizzazione della curva, valori di $\chi^2_{x,y}$, coordinate ricostruite alla posizione del sensore, etc...).
2. Blocco degli hit, contenente le informazioni sui singoli hit attivati (identificativo di riga e colonna, posizione x e y , ToT dell'evento ed altri ancora).
3. Blocco dei cluster, analogo al precedente ma riferito ai cluster riconosciuti ed accettati da H8.

Alle selezioni praticate dal programma di allineamento vanno aggiunte quelle richieste dall'analisi riportata nei capitoli successivi. Gli eventi sono selezionati in modo che i cluster prodotti sul sensore coinvolgano una sola colonna di pixel (in conseguenza dell'incidenza normale nel piano yz). Le traiettorie ricostruite devono inoltre attraversare il sensore all'interno di un assegnato volume fiduciale, allo scopo di evitare effetti di bordo o perdita parziale di lunghezza della traiettoria nel substrato. Il volume fiduciale è definito tramite due condizioni: il passaggio della traiettoria ad almeno $40 \mu\text{m}$ dal bordo più vicino del sensore in direzione x (in direzione y il valore cresce a $320 \mu\text{m}$) ed una distanza minima con i pixel ganged di 16 righe (0.8 mm). Un'ulteriore selezione mira ad eliminare le traiettorie che non interpolano con sufficiente accuratezza la posizione dei cluster nel piano xz e nel piano yz . Questa condizione, a cui ci si riferisce come taglio in χ^2 , mantiene solo gli eventi per cui la probabilità di avere un valore di χ^2 superiore a quello della generica traiettoria è maggiore di 0.02. La giustificazione statistica della scelta di questo specifico valore è data nel paragrafo 5.4 e riassunta efficacemente nella tabella 5.3.

Solo le traiettorie associate ad uno ed un solo cluster sul pixel vengono processate. I cluster e gli eventi in grado di superare tutte le condizioni di taglio fin qui illustrate sono i soli ad essere utilizzati per le misurazioni condotte in questa Tesi.

3.3 Dispositivi esaminati

Il lavoro di analisi presentato in questa Tesi è basato sullo studio di prototipi sottoposti a testbeam negli anni 2002, 2003 e 2004. I diversi campioni differiscono per configurazioni di sensore (chip singolo, modulo completo), stato di irraggiamento, elettronica di front-end, tecnica di bump-bonding e provenienza di substrato. Un compendio dei dispositivi esaminati nel corso dell'intero testbeam è riportato in [50].

Tutti i sensori esaminati sono caratterizzati da un substrato ossigenato con concentrazione di ossigeno fra $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. L'arricchimento è conseguito immergendo la fetta di silicio per 24 h in un'atmosfera ossigenata a $1150 \text{ }^\circ\text{C}$ prima di ogni altra lavorazione. I dispositivi presentano tutti il medesimo spessore nominale di $250 \text{ }\mu\text{m} \pm 10 \text{ }\mu\text{m}$. La tecnica di isolamento selezionata è il *p*-spray moderato.

I sensori irraggiati descritti in questo paragrafo sono stati sottoposti, dopo bump-bonding, ad un fascio di protoni da $24 \text{ GeV}/c$ prodotto nel PS del CERN. La fluenza raggiunta è uguale per tutti i prototipi irraggiati e pari a $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ (la dose assorbita è di $500\,000 \text{ Gray}$). Prima di essere sottoposti al fascio del testbeam i dispositivi sono soggetti ad un periodo di annealing di 25 h a $60 \text{ }^\circ\text{C}$ (equivalente all'effetto riscontrabile dopo 10 anni di vita in ATLAS). Durante la presenza del fascio i sensori sono mantenuti ad una temperatura fra $-7 \text{ }^\circ\text{C}$ e $-12 \text{ }^\circ\text{C}$. Salvo dove diversamente indicato la tensione di polarizzazione è -600 V per i sensori irraggiati e -150 V per quelli non irraggiati.

Anno 2002

Tre sensori fra quelli esaminati nelle pagine che seguono sono stati sottoposti a testbeam nel corso del 2002: i chip singoli GE04, AMS310b e IZMc.

Il **GE04** è un chip non irraggiato composto da un substrato fornito dal costruttore CiS ed integrato nell'elettronica di tipo FE-I dal bump-bonder AMS. I run analizzati (run di Maggio 2002) hanno consentito una scansione angolare fino a 30° . La soglia del dispositivo è 3176 e^- , con una dispersione di 93 e^- (valore piuttosto contenuto grazie alla calibrazione effettuata per singola cella elementare, paragrafo 2.7) ed un rumore di $(248 \pm 27) \text{ e}^-$.

AMS310b è un dispositivo irraggiato prodotto dalla combinazione Tesla⁵ (sensore) + AMS (bonder). L'elettronica di front-end è di tipo FE-I. I dati disponibili hanno permesso di effettuare misurazioni a diversi angoli e, soprattutto, a diverse tensioni di polarizzazione. Questo ha consentito uno studio dettagliato della dipendenza di depletion depth e charge trapping dal campo polarizzante (capitolo 7). Il dispositivo è caratterizzato da una soglia misurata di 3000 e^- (dispersione 124 e^-) e da un rumore di $(367 \pm 41) \text{ e}^-$.

IZMc ha caratteristiche costruttive simili a AMS310b anche se, rispetto ad esso, sono differenti sia fornitore del substrato (CiS) che il bonder (IZM). La principale peculiarità dei run esaminati è il valore negativo dell'angolo d'incidenza (secondo le convenzioni adottate nel testbeam). Tale circostanza ha permesso di discriminare alcuni interessanti effetti di trapping dipendenti dal segno dell'angolo (capitolo 8).

⁵Il fornitore Tesla è ora diventato ON Semiconductor.

Anno 2003

Nel 2003 è stato possibile condurre studi dettagliati su interi moduli. Questo ha permesso di valutare il funzionamento dei servizi comuni del dispositivo e di ottenere una maggior statistica di eventi. I moduli studiati, LBL20 e LBL22, sono caratterizzati dal medesimo substrato ma da differenti processi di bonding.

LBL20 è un modulo a 16 chip non irraggiato. Il substrato è prodotto da Tesla ed è connesso all'elettronica tramite bump di piombo-stagno realizzati da IZM. Il modulo è equipaggiato con una variante del FE-I, denominata FE-I2, nella quale il Circuito di Controllo del Modulo ha subito alcuni aggiornamenti mirati ad aumentare la resistenza alla SEU (Single Event Upset). La SEU si verifica quando un bit di informazione viene alterato per interazione fra la radiazione e l'elettronica. In tali frangenti il sistema di lettura deve essere riavviato. La resistenza alla SEU viene aumentata con strategie di ridondanza dell'elettronica. Rispetto al primo MCC di FE-I il nuovo MCC-I2 è caratterizzato da una circuiteria più complessa (rispetto al suo predecessore vanta il 30% in più di transistor). La soglia nominale del sensore è di $3000 e^-$.

LBL22 è essenzialmente identico a LBL20, differendo da quest'ultimo solo per la tecnica di bonding (realizzato da AMS). Al pari di LBL20 questo modulo ha presentato spunti di interesse soprattutto nell'analisi dell'andamento ciclico della risoluzione digitale, per via della completezza della sua scansione angolare.

Anno 2004

In quest'anno sono stati analizzati i prototipi finali dei moduli di ATLAS, caratterizzati dalla versione definitiva dell'elettronica di lettura (FE-I3). Tre moduli fanno parte del compendio di risultati qui presentati: il sensore denominato 510929, il 510910 ed il 510689.

Il modulo **510929** è una combinazione sensore Cis + bonding AMS. Il dispositivo non è irraggiato e la sua soglia nominale è di $4000 e^-$. Diversi angoli d'incidenza sono stati sondati.

Il sensore **510910** ha substrato prodotto da CiS e collegamento fra elettronica e substrato fornito da AMS. Esso è irraggiato ad una fluensa di $10^{15} n_{eq} cm^{-2}$ e la sua soglia nominale è di $4000 e^-$.

L'unico fra i moduli del 2004 qui trattati ad avere un substrato proveniente da ON è il dispositivo **510689**. Il bonding è realizzato da AMS. Anche questo dispositivo, al pari di 510910, è irraggiato. La scansione angolare e la soglia sono le medesime degli altri due moduli.

La tabella 3.1 riassume le caratteristiche salienti dei dispositivi studiati.

Il chip GE04 ha fornito prestazioni di buon livello, sia in termini di risoluzione spaziale che di raccolta di carica. I moduli LBL20 e LBL22, probabilmente per problemi legati alla calibrazione ToT, hanno dato luogo ad una minore efficienza di raccolta di carica: a fronte di una peggior risoluzione analogica rispetto a GE04 le rispettive risoluzioni digitali sono comparabili, se non migliori (tabella 5.5).

Gli esemplari AMS310b e IZMc, sebbene irraggiati, si sono distinti per una depletion depth quasi uguale allo spessore del substrato. Come conseguenza di tale prerogativa le relative risoluzioni analogiche si sono dimostrate praticamente identiche a quelle di GE04. In generale questi due sensori appaiono particolarmente tolleranti alla radiazione.

Sensore	Anno	Substrato	Bonder	FE	Irraggiamento
GE04	2002	CiS	AMS	FE-I	No
AMS310b	2002	Tesla	AMS	FE-I	$10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$
IZMc	2002	CiS	IZM	FE-I	$10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$
LBL20	2003	Tesla	IZM	FE-I2	No
LBL22	2003	Tesla	AMS	FE-I2	No
510929	2004	CiS	AMS	FE-I3	No
510910	2004	CiS	AMS	FE-I3	$10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$
510689	2004	ON	AMS	FE-I3	$10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$

Tabella 3.1: Tabella riassuntiva dei sensori analizzati in questa Tesi.

I moduli del 2004, infine, hanno dato luogo a comportamenti di segno opposto. L'esemplare non irraggiato ha evidenziato un primato di risoluzione spaziale e di efficienza [51] rispetto agli altri sensori. I moduli irraggiati si sono comportati meno bene da entrambi i punti di vista. La loro depletion depth è particolarmente bassa, tanto da rappresentare un limite alla dimensione media dei cluster già partire da piccoli angoli (5° - 10°). L'efficienza misurata è di gran lunga la più povera fra i 7 prototipi finali ed irraggiati prodotti nel 2004. È ipotizzabile, per tale motivo, che questi due esemplari siano caratterizzati da problemi di elettronica o bump-bonding.

Capitolo 4

Comportamento dei sensori a pixel in presenza di campo magnetico

Il rivelatore a pixel di ATLAS è destinato ad operare in presenza di un intenso campo magnetico (2 T). La prestazione del sensore in tali condizioni di funzionamento è una delle caratteristiche che il testbeam è stato designato a studiare. Il presente capitolo riepiloga alcuni notevoli risultati ottenuti nella prima fase di collaudo su fascio condotta in presenza di campo magnetico (anni 1998 e 1999). Sebbene tali risultati non siano direttamente riconducibili all'attività di misurazione descritta in questa Tesi essi rivestono un ruolo centrale nell'interpretazione dei dati ottenuti.

4.1 L'angolo di Lorentz

In presenza di un campo elettrico E e di un campo magnetico B i portatori di carica, generati dal passaggio di una particella attraverso il silicio, migrano verso i rispettivi elettrodi seguendo una direzione non parallela al campo elettrico. L'angolo risultante Θ_L , detto angolo di Lorentz, è dovuto all'azione combinata $\vec{E} \times \vec{B}$.

La figura 4.1 mostra schematicamente l'influenza di questo effetto sulla risposta di un rivelatore a pixel. Il numero medio di pixel al di sopra della soglia (che rappresenta la dimensione del cluster) è minimo quando l'angolo d'incidenza è uguale all'angolo di Lorentz. In assenza di campo magnetico tale condizione si verifica ad incidenza normale. L'intera risposta angolare del rivelatore è modificata. Cambiano le grandezze aventi una dipendenza angolare come l'occupancy e la risoluzione spaziale. La mutazione è rappresentabile come la traslazione l'angolare di un ammontare esattamente uguale all'angolo di Lorentz.

In ATLAS le particelle con elevato p_T attraversano un assegnato strato di pixel ad un angolo medio Θ_T , l'angolo di tilt dello strato (figure 2.10 e 5.9). In assenza di campo magnetico la risposta del rivelatore è molto simile a quella che si otterrebbe, con campo presente, ad un angolo di incidenza $\Theta_T - \Theta_L$. La conoscenza di Θ_L è essenziale per una corretta simulazione del comportamento del

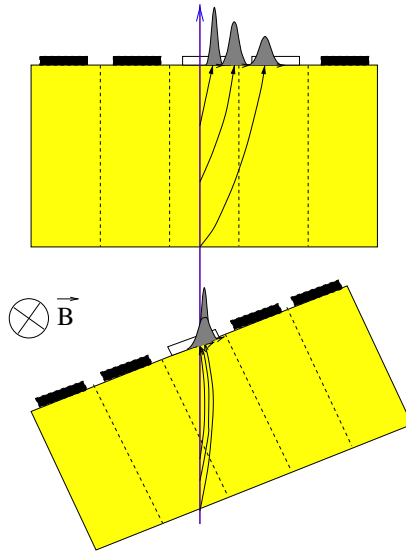


Figura 4.1: Moto di migrazione dei portatori di carica sotto l'influenza di un campo magnetico. La figura superiore mostra un fascio di particelle perpendicolare al sensore. Nell'immagine sottostante le particelle incidenti attraversano il dispositivo con un angolo pari all'angolo di Lorentz.

sensore in ATLAS. Teoricamente il valore di Θ_L può anche essere utilizzato per scegliere l'angolo di tilt in grado di assicurare le migliori prestazioni. In realtà quest'ultimo è fortemente limitato dai vincoli di spazio disponibile nell'Inner Detector.

Il capitolo descrive la misurazione dell'angolo di Lorentz ottenuta a partire dai dati del testbeam del 1998 e 1999. L'attività di misurazione è basata sul lavoro presentati in [44]. È dato particolare rilievo all'interpretazione dei risultati in termini di un modello di trasporto della carica nel silicio. Nell'ultima sezione vengono discusse le previsioni sul valore dell'angolo di Lorentz fornite dal modello alle condizioni di funzionamento di ATLAS.

4.2 Misurazione dell'angolo di Lorentz

Poiché l'angolo di Lorentz dipende dal campo magnetico (paragrafo 4.3) è necessaria l'esatta conoscenza di B alla posizione del sensore per poter estrapolare i risultati del testbeam alle condizioni operative in ATLAS. Il profilo del campo di Morpurgo, descritto in figura 3.3, varia sensibilmente attraverso la lunghezza del telescopio. La posizione di quest'ultimo rispetto al campo magnetico non è conosciuta con sufficiente accuratezza per la precisione richiesta alle stime dell'angolo di Lorentz. Per tale motivo le misurazioni condotte nel testbeam hanno come presupposto l'accurata determinazione delle coordinate relative fra telescopio e magnete. Questa determinazione consente di calcolare il valore reale di B sul sensore.

La coordinata del telescopio (una è sufficiente poiché le posizioni relative

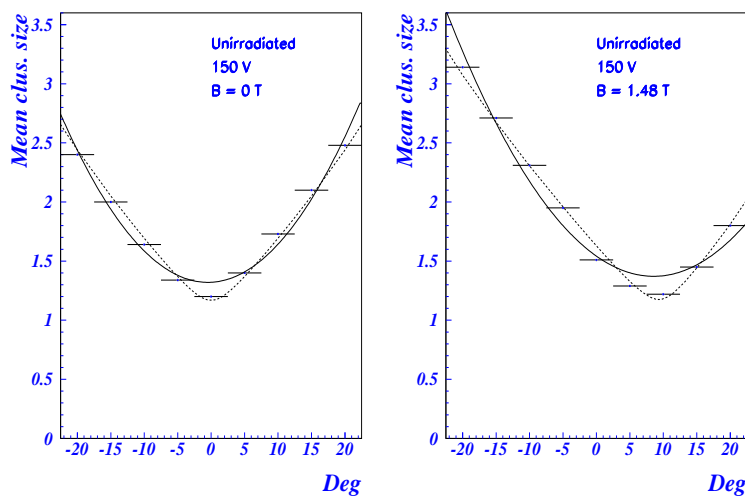


Figura 4.2: Dimensione media dei cluster al variare dell'angolo d'incidenza per un sensore non irraggiato (anno 1998). A sinistra: dati in assenza di campo magnetico. A destra: presenza di un campo magnetico da 1.48 T. La linea continua corrisponde ad un fit parabolico. La previsione del modello è descritta dalla curva tratteggiata.

dei suoi singoli componenti sono dedotte dall'allineamento) è determinata sfruttando la precisa conoscenza del momento delle particelle del fascio. Per un assegnato momento esiste una corrispondenza biunivoca fra la curvatura della traiettoria e la posizione del telescopio. L'interpolazione con una curva parabolica delle posizioni dei cluster su ogni piano del telescopio ed il confronto di questa traiettoria con quelle ricostruite partendo dal profilo del campo di Morpurgo (variando, volta per volta, la posizione presunta del telescopio nel campo), consente di determinare con precisione la coordinata del sensore rispetto al campo magnetico. I dettagli del procedimento sono descritti in [44].

I run analizzati in presenza di campo magnetico appartengono a tre differenti periodi di presa dati. Nel primo (Agosto 1998) la posizione dei sensori (un dispositivo non irraggiato ed uno irraggiato ad una fluena di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$) è stata tale da dar luogo ad un campo magnetico di $(1.48 \pm 0.02) \text{ T}$ e $(1.01 \pm 0.05) \text{ T}$, rispettivamente. Nel 1999 due distinti insiemi di run hanno permesso lo studio di altrettanti sensori irraggiati: il campo relativo al primo dispositivo (irraggiato ad una fluena di $0.5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$) è stato di $(0.95 \pm 0.05) \text{ T}$, quello attinente alla seconda schiera di run (sensore irraggiato a $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$) è stato di $(0.74 \pm 0.05) \text{ T}$. Gli errori citati derivano dall'incertezza sulla posizione del telescopio.

L'angolo di Lorentz per sensori irraggiati e non irraggiati è determinato misurando la dimensione media del cluster in funzione dell'angolo d'incidenza del fascio. La dimensione del cluster è minima quando l'angolo di incidenza è pari all'angolo di Lorentz (figura 4.1).

Per ogni assegnato angolo del fascio vengono condotte in sequenza due misurazioni: nella prima la dimensione del cluster è valutata in presenza di campo magnetico, nella seconda il campo viene rimosso. Le misurazioni, allo scopo

di evitare errori sistematici, sono effettuate adottando i tagli minimali descritti nel paragrafo 3.2. Un ruolo importante nella definizione dell'incertezza complessiva sulla dimensione media del cluster è giocato dagli errori (sistematici) di allineamento. Per quantificarne l'importanza sono state condotte misurazioni ad angoli opposti, in assenza di campo magnetico. Ogni discrepanza fra le due determinazioni è evidentemente attribuibile ad errori di allineamento. Questi errori sono stati inclusi nella trattazione, in maniera conservativa, valutandoli pari a metà della massima differenza fra le dimensioni di cluster di ciascun doppietto (valore tipico ottenuto: ~ 0.03).

La figura 4.2 rappresenta la dimensione media del cluster, al variare dell'angolo d'incidenza, per un sensore non irraggiato sottoposto ad una tensione di polarizzazione di -150 V. Sono mostrati i grafici in presenza di campo magnetico ($B=1.48$ T) ed in sua assenza. La traslazione angolare nella risposta del sensore è evidente.

Il minimo della dimensione media dei cluster è stato estratto interpolando la distribuzione rappresentata in figura 4.2 con una parabola. Una funzione più complessa dell'angolo, basata su un semplice modello di moto delle cariche all'interno del silicio e caratterizzata dalla presenza di cinque parametri compreso l'angolo di Lorentz, è stata valutata in alternativa alla parabola. Utilizzando questa funzione l'accordo con i dati migliora ma, complessivamente, il valore estratto di angolo di Lorentz non subisce variazioni significative. Per tale motivo gli autori della misurazione hanno deciso di mantenere la più semplice parabola come funzione interpolante (curva continua nella figura 4.2). La previsione teorica basata sul modello esposto nel paragrafo 4.3 è raffigurata tramite una curva tratteggiata.

I dati acquisiti in assenza di campo magnetico sono stati utilizzati per il controllo degli errori sistematici legati alla posizione angolare del sensore. Il minimo della dimensione dei cluster, in tale condizione, è atteso a 0° : ogni deviazione da questo valore è stato utilizzato per correggere le misure in presenza di campo. La correzione è indicata nella stima finale come errore sistematico.

La misura finale dell'angolo di Lorentz, per il sensore non irraggiato esaminato nel 1998, è stata $9.0^\circ \pm 0.4^\circ \pm 0.5^\circ$. Il primo errore è dovuto all'interpolazione e contiene sia l'incertezza statistica che quella sistematica sulla stima media dei cluster. Il secondo errore deriva dalla sottrazione del valore del minimo trovato in assenza di campo magnetico.

In figura 4.3 sono mostrati i dati ricavati per il sensore irraggiato alla fluenza $0.5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ esaminato nel 1999. Il grafico a sinistra riporta la misurazione condotta ad una tensione di polarizzazione di -600 V ed in assenza di campo magnetico. Il plot al centro è relativo ad un campo magnetico da 0.95 T, alla stessa tensione di bias. L'angolo di Lorentz determinato per questo dispositivo è stato di $2.6^\circ \pm 0.2^\circ \pm 0.3^\circ$.

Lo stesso sensore è stato sottoposto anche ad una scansione angolare alla tensione di polarizzazione di -150 V, in presenza di campo magnetico. I risultati sono rappresentati nel grafico a destra in figura 4.3. I dati acquisiti a -600 V, in assenza di campo, sono stati utilizzati per correggere gli errori sistematici di allineamento per le misurazioni condotte con $B \neq 0$ (sia a -600 V che a -150 V). L'angolo di Lorentz misurato a -150 V è risultato essere $5.9^\circ \pm 1.0^\circ \pm 0.3^\circ$. In virtù del minor campo elettrico si osserva che questo valore è considerevolmente più alto di quello ottenuto con $V_{\text{bias}} = -600$ V. È inoltre interessante osservare la differente scala della dimensione dei cluster ad una tensione di polarizzazione

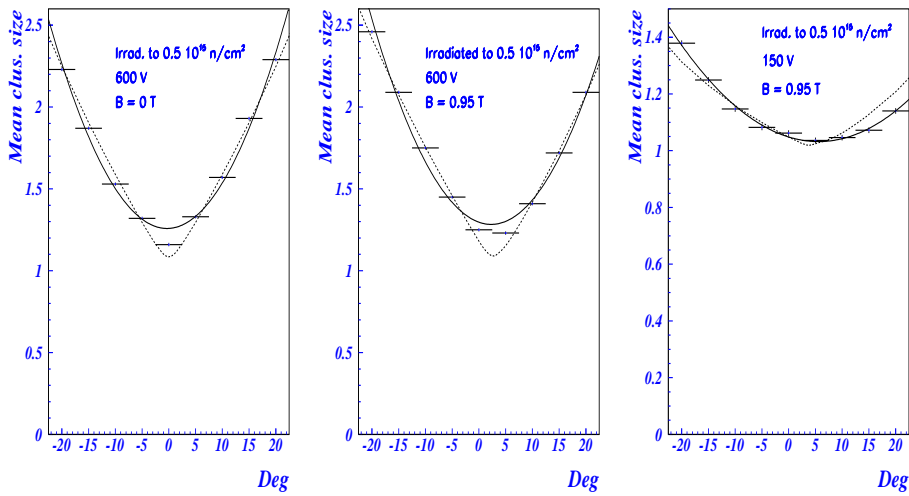


Figura 4.3: Dimensione media dei cluster al variare dell'angolo d'incidenza per un sensore irraggiato a $0.5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ (anno 1999). Il grafico a sinistra è relativo ad assenza di campo magnetico e tensione di polarizzazione -600 V . Al centro il campo è $B=0.95 \text{ T}$ e vale $V_{\text{bias}} = -600 \text{ V}$. A destra il campo è ancora $B=0.95 \text{ T}$ ma la tensione di polarizzazione è di soli -150 V . La linea continua corrisponde ad un fit parabolico. La previsione del modello è descritta da una curva tratteggiata.

inferiore. Questa circostanza, come verrà evidenziato nel dettaglio nei capitoli 5 e 7, è diretta conseguenza della minore depletion depth manifestata dai sensori con campo polarizzante insufficiente.

Nella figura 4.4 è infine raffigurata la dimensione media dei cluster per il sensore irraggiato alla fluensa di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ esaminato nel 1998. La tensione di polarizzazione applicata è stata di -600 V , il campo magnetico è risultato pari a 1.01 T . L'angolo di Lorentz misurato è stato $3.1^\circ \pm 0.4^\circ \pm 0.6^\circ$. Un anno più tardi questa misurazione è stata riprodotta sul medesimo sensore ed alla stessa tensione di polarizzazione. Il campo magnetico, per via della differente posizione del telescopio, è però mutato al valore di 0.74 T . L'angolo di Lorentz è stato pari a $2.7^\circ \pm 0.4^\circ \pm 0.4^\circ$. Utilizzando la relazione $\Theta_L \simeq \tan \Theta_L \times B$ (formula 4.7, paragrafo 4.3) questo valore corrisponde a $3.6^\circ \pm 0.5^\circ \pm 0.5^\circ$ per un campo pari a 1.01 T , in buon accordo con la misurazione dell'anno precedente.

I risultati della misurazione dell'angolo di Lorentz effettuata negli anni 1998 e 1999 sono riassunti nella tabella 4.1. I dispositivi erano caratterizzati da substrati standard (non ossigenati) e da un'architettura di tipo ST2; entrambe queste soluzioni sono state abbandonate nel corso dello sviluppo dei rivelatori a pixel di ATLAS. I risultati hanno evidenziato un'inattesa variazione dell'angolo di Lorentz al mutare dei parametri operativi (tensione di polarizzazione e campo magnetico). Per spiegare questo fenomeno e, più in generale, per prevedere il comportamento dei sensori in ATLAS, è stato sviluppato un modello di trasporto della carica nel sensore illustrato nel paragrafo 4.3.

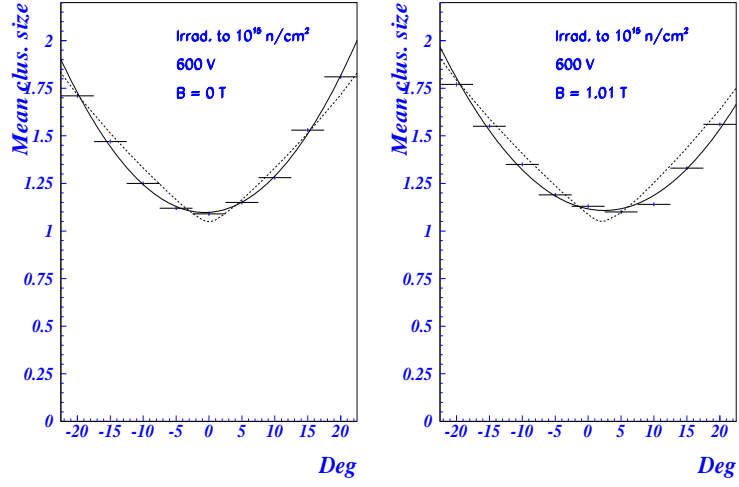


Figura 4.4: Dimensione media dei cluster al variare dell'angolo d'incidenza per un sensore irraggiato a $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ (anno 1999). Il grafico a sinistra è relativo ad assenza di campo magnetico e tensione di polarizzazione -600 V . A destra il campo è $B=1.01 \text{ T}$ e vale $V_{\text{bias}} = -600 \text{ V}$. La linea continua corrisponde ad un fit parabolico. La previsione del modello è descritta da una curva tratteggiata.

$\Phi [\text{n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}]$	0 ('98)	0.5×10^{15} ('99)	0.5×10^{15} ('99)	1×10^{15} ('98)	1×10^{15} ('99)
Bias [V]	150	150	600	600	600
T [°K]	~ 300	264	264	264	264
D [μm]	288 ± 6	123 ± 11	261 ± 8	189 ± 12	217 ± 13
B [T]	1.48 ± 0.02	0.95 ± 0.05	0.95 ± 0.05	1.01 ± 0.05	0.74 ± 0.05
Θ_L (mis.) [°]	$9.0 \pm 0.4 \pm 0.5$	$5.9 \pm 1.0 \pm 0.3$	$2.6 \pm 0.2 \pm 0.3$	$3.1 \pm 0.4 \pm 0.6$	$2.7 \pm 0.4 \pm 0.4$
Θ_L (teor.) [°]	9.3 ± 0.4	3.7 ± 0.5	2.7 ± 0.2	2.1 ± 0.2	1.8 ± 0.2

Tabella 4.1: Risultati delle misurazioni dell'angolo di Lorentz. Le previsioni teoriche riportate in tabella sono ottenute con il modello descritto nel paragrafo 4.3.

4.3 Modello di previsione dell'angolo di Lorentz ed interpretazione delle misure

I valori dell'angolo di Lorentz misurati nel testbeam sono stati comparati con le previsioni di un modello [47] che stima il trasporto di carica nel silicio e valuta la molteplicità media del cluster in funzione dell'angolo di incidenza. Il calcolo è compiuto utilizzando le proprietà dei rivelatori studiati (temperatura, campo magnetico, tensione di polarizzazione, depletion depth, geometria, soglie).

4.3.1 Moto delle cariche nel silicio

Le caratteristiche del moto delle cariche nel silicio¹ sono importanti per capire e stimare gli effetti di Lorentz. Nel seguito è affrontato lo studio del moto degli elettroni e delle buche nel silicio in presenza di un campo elettrico. L'analisi degli effetti prodotti sulle cariche dalla forza di Lorentz completa la trattazione.

Mobilità

Per bassi campi elettrici le buche e gli elettroni vengono trasportati con una velocità media proporzionale all'intensità del campo elettrico:

$$v_d = \mu_d E \quad (4.1)$$

La costante di proporzionalità μ_d è chiamata **mobilità**. Essendo il parametro più importante nel calcolo dell'angolo di Lorentz viene qui affrontato con un certo dettaglio. La mobilità è legata al tempo medio τ fra due successive collisioni portatore di carica - reticolo tramite la relazione:

$$\mu_d = \frac{e\tau}{m^*} \quad (4.2)$$

Questa espressione può essere dedotta assumendo che, tra una collisione e la successiva, i portatori di carica si muovano nel vuoto (con massa effettiva m^*) ed assumano una velocità nulla dopo ogni collisione. In queste condizioni la velocità media è $qE\tau/m^*$, da cui segue la relazione scritta. Le collisioni sono dovute alle deviazioni del cristallo da una forma reticolare perfetta. Queste deviazioni possono insorgere sia a causa della presenza di atomi estranei o fuori dalla loro posizione reticolare (impurità), sia a causa di vibrazioni termiche. I quanti della vibrazione del cristallo sono detti fononi. I portatori di carica interagiscono con i centri di impurità cariche e con i fononi. La diffusione contro i fononi aumenta con la temperatura mentre quella contro le impurità cresce con la concentrazione di doping e diminuisce con la temperatura.

I substrati del rivelatore a pixel di ATLAS hanno una bassa concentrazione di doping allo scopo di raggiungere il completo svuotamento a tensioni di polarizzazione ragionevolmente basse (operando a temperature dell'ordine di quella ambiente). In queste condizioni la diffusione contro i fononi domina sulla diffusione contro le impurità cariche: di fatto il primo è l'unico meccanismo di diffusione significativo. Per tale motivo la mobilità delle cariche nei sensori pixel di ATLAS diminuisce, nel complesso, con la temperatura ed è indipendente dalla concentrazione di doping fino a valori molto più elevati di quelli effettivamente presenti in questi dispositivi.

La dipendenza della mobilità dalla concentrazione delle impurità e dalla temperatura è mostrata nella figura 4.5. Il valore tipico di concentrazione di doping dei rivelatori di ATLAS è dell'ordine di 10^{12} cm^{-3} . L'irraggiamento, come visto, aumenta la concentrazione efficace di doping che, in ogni caso, si mantiene inferiore a $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (figura 7.26) anche per dispositivi irraggiati a $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$, ben al di sotto del livello a cui la diffusione contro le impurità comincia a provocare un'apprezzabile diminuzione della mobilità.

¹Per una discussione sulle proprietà dei portatori di carica nel silicio sono utili i riferimenti [17, 52]. Per un'esposizione sulle misurazioni di velocità di drift e di diffusività si consultino [19, 53].

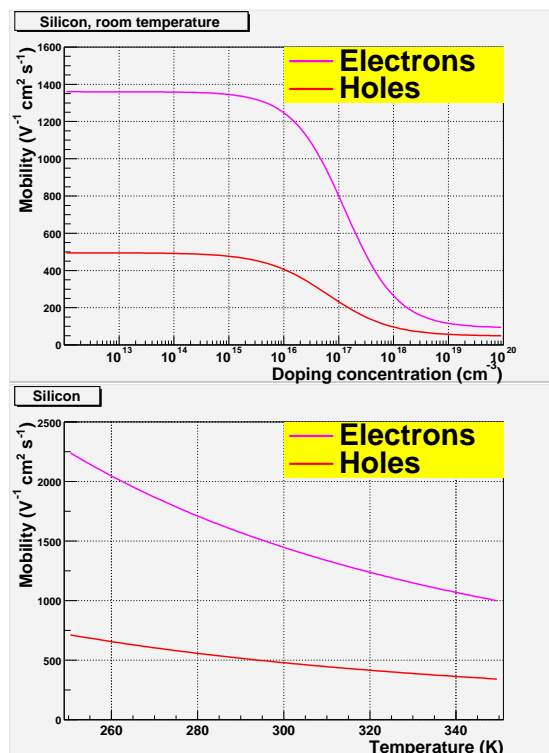


Figura 4.5: Grafico superiore: mobilità a basso campo elettrico in funzione della concentrazione d'impurità del silicio a temperatura ambiente. Grafico inferiore: mobilità a basso campo elettrico in silicio ad alta purezza in funzione della temperatura. Le curve sono calcolate in accordo alla parametrizzazione di dati sperimentali riportata in [19].

La dipendenza della mobilità dalla temperatura, al contrario di quella dalla concentrazione delle impurità (ai valori presenti in ATLAS), è significativa. A temperatura ambiente si registra un cambiamento dell'8% nella mobilità ogni 10 gradi di variazione della temperatura. La mobilità a temperatura ambiente è di circa $1500 \text{ V}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ per gli elettroni e di $450 \text{ V}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ per le buche, queste ultime caratterizzate da una massa efficace maggiore (formula 4.2).

Quando il campo elettrico è abbastanza grande la relazione lineare tra la velocità di drift e il campo scompare, generando una mobilità dipendente dal campo. La figura 2.3 mostra la velocità di drift, a temperatura ambiente, di elettroni e buche in funzione del campo elettrico. Il grafico è riferito a silicio di elevata purezza. A campi elevati entrambi i portatori manifestano una saturazione al valore di circa 10^7 cm/s . Questo comportamento differisce da quello in regime di basso campo elettrico, nel quale la velocità degli elettroni è costantemente superiore a quella delle buche di un fattore 3. La transizione dal regime lineare alla saturazione avviene a campi più alti per le buche che non per gli elettroni.

Il campo elettrico nei sensori a pixel di ATLAS è dell'ordine di $1 \text{ V}/\mu\text{m}$,

dato che cade nella regione intermedia tra il regime lineare e la saturazione. La mobilità può quindi essere significativamente inferiore al valore assunto a bassi campi. La seguente parametrizzazione [19] descrive la mobilità in funzione della temperatura e del campo elettrico nell'ipotesi di silicio a bassa concentrazione di impurità:

$$\mu_d = \frac{v_s/E_c}{[1 + (E/E_c)^\beta]^{1/\beta}} \quad (4.3)$$

dove:

	Elettroni	Buche
$v_s(\text{cm s}^{-1})$	$1.16 \cdot 10^7 \cdot (T/273)^{-0.87}$	$0.88 \cdot 10^7 \cdot (T/273)^{-0.52}$
$E_c(\text{V cm}^{-1})$	$6030 \cdot (T/273)^{1.55}$	$15350 \cdot (T/273)^{1.68}$
β	$1.04 \cdot (T/273)^{0.66}$	$1.19 \cdot (T/273)^{0.17}$

Questa parametrizzazione, utilizzabile per $T > 250$ °K, descrive la mobilità anche quando il campo elettrico è lungo la direzione cristallografica $\langle 111 \rangle$. Questo è il caso relativo ai sensori utilizzati nella misurazione dell'angolo di Lorentz. La mobilità a basso campo non dipende dalla direzione ma, a grandi valori di E , essa differisce lievemente a seconda che il vettore \vec{E} sia lungo la direzione $\langle 100 \rangle$ o $\langle 110 \rangle$ [19, 53]. Questa caratteristica è una conseguenza dell'anisotropia delle bande energetiche del cristallo di silicio.

I parametri della formula scritta hanno tutti un semplice significato fisico. La quantità v_s è la velocità di saturazione. Essa diminuisce con la temperatura, anche se meno marcatamente di quanto succeda alla mobilità a bassi campi. E_c fornisce la scala del campo elettrico a cui avviene la transizione dal regime lineare alla saturazione. A 273 °K il suo valore è 0.6 V/ μm per gli elettroni (1.5 V/ μm per le buche) ed aumenta con la temperatura. β descrive la rapidità della transizione tra i due regimi. Un elevato valore di β indica una transizione netta. Il suo valore è prossimo all'unità, sia per elettroni che per buche. Questa circostanza è particolarmente interessante poiché per $\beta = 1$ l'equazione del moto è integrabile analiticamente. La mobilità a bassi campi è data da $\mu_0 = v_s/E_c$. Una parametrizzazione della mobilità alternativa alla 4.3 è fornita in [21].

I sensori irraggiati hanno campi elettrici più elevati perché operano a tensioni di polarizzazione maggiori e/o hanno una depletion depth più piccola. Nel test-beam essi devono essere raffreddati ed operano a temperature ancora inferiori rispetto agli esemplari non irraggiati per rallentare l'annealing (tabella 4.1). La figura 4.6 mostra la mobilità in funzione del campo elettrico alle due temperature adottate nel testbeam, 264 °K per sensori irraggiati e 300 °K per sensori non irraggiati. I marcatori individuano la mobilità degli elettroni in corrispondenza del campo elettrico medio e della temperatura effettiva a cui i dispositivi esaminati per la misurazione dell'angolo di Lorentz erano soggetti.

In ATLAS la temperatura del rivelatore a pixel è di 273 °K. La tensione di polarizzazione è prevista essere innalzata al crescere dell'irraggiamento (figura 5.8), generando una mobilità progressivamente più bassa. Nel successivo paragrafo si dimostra la relazione di quasi proporzionalità fra l'angolo di Lorentz e la mobilità. Sulla scala a destra di figura 4.6 è evidenziato il valore di angolo di Lorentz per un campo magnetico da 2 T ortogonale al campo elettrico (la condizione operativa del barrel di ATLAS).

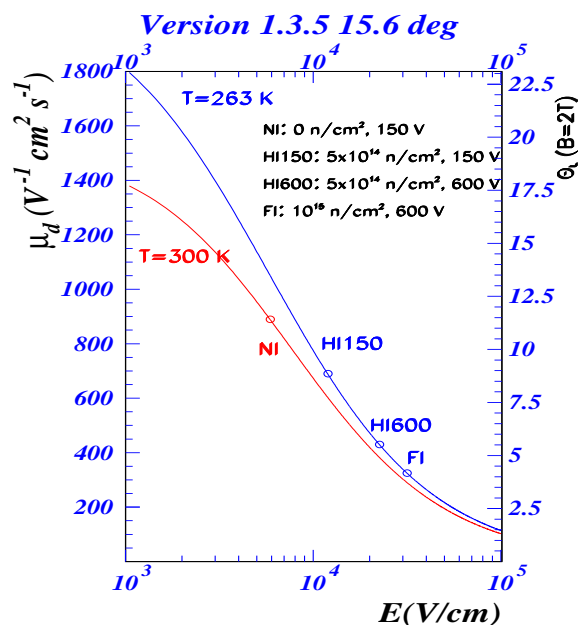


Figura 4.6: Mobilità degli elettroni in funzione del campo elettrico ad una temperatura di 264 °K e di 300 °K. I punti corrispondono al campo elettrico medio ed alle temperatura relativi ai dispositivi per i quali è stato misurato l'angolo di Lorentz. La scala a destra indica il valore di angolo di Lorentz previsto dal modello per un campo ortogonale a E di 2 T (condizione operativa del barrel di ATLAS).

Diffusione

La carica rilasciata da una particella subisce, nel corso del suo moto di migrazione verso gli elettrodi, una diffusione laterale. Questo è il motivo per cui la dimensione media del cluster è maggiore di 1 anche quando l'angolo di incidenza è uguale all'angolo di Lorentz. Questo effetto ha un peso rilevante nella risoluzione spaziale dei sensori ed è perciò discusso con un certo dettaglio nel paragrafo 5.2. La diffusione laterale della carica è proporzionale alla radice quadrata del tempo di moto. Il profilo della carica è una gaussiana con deviazione standard data da [17]:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (4.4)$$

D è chiamata *diffusività*. Quando i portatori di carica sono in equilibrio termico con il cristallo, circostanza che si verifica a bassi campi elettrici, vale la relazione di Einstein:

$$D = \frac{kT}{q} \mu \quad (4.5)$$

Quando il campo elettrico aumenta fino a superare la regione di mobilità costante i portatori di carica non sono più in equilibrio termico con il cristallo.

La relazione 4.5, tuttavia, rimane ancora valida a patto che vengano utilizzati il valore di mobilità dipendente dal campo ed una temperatura efficace degli elettroni in luogo della mobilità a basso campo elettrico e della temperatura legata all'energia termica classica. La temperatura efficace degli elettroni è associata all'energia media del portatore di carica. La dipendenza della diffusività dal campo elettrico è moderata, dato che l'aumento della temperatura efficace degli elettroni compensa la diminuzione della mobilità nell'equazione 4.5.

4.3.2 L'effetto di Lorentz

In presenza di un campo magnetico perpendicolare al campo elettrico i portatori di carica sono soggetti alla forza di Lorentz $e\vec{v}_d \times \vec{B}$. La forza produce una velocità media fra due successive collisioni la cui componente, nella direzione $\vec{v}_d \times \vec{B}$, è data da:

$$v_L = \frac{eV_d B}{m^*} \tau \quad (4.6)$$

L'angolo di Lorentz risultante è:

$$\tan \Theta_L = \frac{v_L}{v_d} = \frac{eB}{m^*} \tau = \mu_d B \quad (4.7)$$

Nel caso in cui τ non sia costante ma dipendente dall'energia del portatore è conveniente riscrivere l'espressione come segue:

$$\tan \Theta_L = \mu_H B = r \mu_d B \quad (4.8)$$

dove

$$r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} = \frac{\int \tau(\mathcal{E})^2 \rho(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{[\int \tau(\mathcal{E}) \rho(\mathcal{E}) d\mathcal{E}]^2} \quad (4.9)$$

Questo risultato si ottiene anche con un'appropriata trattazione meccanico-quantistica [52]. La quantità μ_H è detta mobilità di Hall. Il rapporto r fra la mobilità di Hall e la mobilità, che dipende dai dettagli del meccanismo di diffusione, è chiamato fattore di diffusione di Hall. Esso è un numero puro ed il suo valore è circa 1.

La distribuzione di energia del portatore di carica $\rho(\mathcal{E})$ in un semiconduttore è semplicemente la distribuzione di Boltzmann. Se la dipendenza dell'energia dal momento $\mathcal{E}(\vec{p})$ è isotropa vale $\tau \sim \mathcal{E}^{3/2}$ per la diffusione con impurità cariche e $\tau \sim \mathcal{E}^{-1/2}$ per quella con i fononi [17]. Usando l'equazione 4.9 si trova, per la diffusione su fononi di un semiconduttore isotropo, il valore $r = 3\pi/8 = 1.18$.

Va comunque ricordato che nel silicio l'energia dei portatori di carica dipende anche dalla direzione relativa del momento rispetto all'orientamento del cristallo, circostanza che rende molto più complesso il calcolo di r . Un'esposizione delle previsioni teoriche e dei dati sperimentali a tale riguardo può essere trovata in [54] e [53]. Il valore di r può essere misurato sperimentalmente utilizzando l'effetto Hall [17, 54].

Per bassi campi magnetici ($\mu B \ll 1$) vale, a temperatura ambiente, $r = 1.15$ per gli elettroni e $r = 0.7$ per le buche. Esiste una debole dipendenza di r dalla temperatura: la seguente parametrizzazione descrive la dipendenza del parametro dalla temperatura attorno a 300 °K:

$$\begin{aligned} r &= 1.13 + 0.0008 \cdot (T - 273) \quad \text{per elettroni} \\ r &= 0.72 - 0.0005 \cdot (T - 273) \quad \text{per buche} \end{aligned} \quad (4.10)$$

La dipendenza del fattore di diffusione di Hall dalla concentrazione delle impurità è trascurabile, almeno ai livelli di doping caratteristici dei rivelatori per la fisica delle alte energie. Nel limite di alto campo magnetico vale $r = 1$. La condizione di basso campo corrisponde ad un angolo di Lorentz molto minore dell'unità; il suo valore massimo misurato nel testbeam è stato infatti di soli 157 mrad.

A differenza del fattore di diffusione di Hall r , pressoché costante, la mobilità vanta una significativa dipendenza sia dalla temperatura che dal campo elettrico. L'angolo di Lorentz è proporzionale alla mobilità (trascurando la differenza fra Θ_L e $\tan \Theta_L$, minima a piccoli angoli). Nei rivelatori irraggiati la tensione di polarizzazione deve essere aumentata per mantenere lo stesso valore di depletion depth. La mobilità, di conseguenza, diminuisce fortemente a dispetto della minore temperatura operativa (figura 4.6). In definitiva, come osservato, anche l'angolo di Lorentz diminuisce.

Al fine di ottenere una previsione quantitativa dell'angolo di Lorentz devono essere considerati due aspetti fondamentali:

- L'angolo di Lorentz è diverso per buche ed elettroni, esistendo un fattore fino a 3 tra la mobilità di elettroni e di buche. Nel paragrafo 2.2 sono state discusse le modalità di formazione del segnale sui pixel ed è stato dimostrato che, sebbene entrambi i portatori di carica partecipino con il proprio moto alla generazione della corrente indotta, solo la migrazione degli elettroni necessita di essere considerata per calcolare il segnale all'uscita del preamplificatore.
- Il campo elettrico nei pressi di una giunzione pn non è costante (figura 2.1). In risposta alla variazione del campo elettrico anche l'angolo di Lorentz cambia da punto a punto all'interno del rivelatore: i portatori di carica vengono trasportati lungo cammini curvilinei (figura 4.1). Nel paragrafo 4.3.3 l'angolo di Lorentz effettivo, definito come l'angolo a cui la dimensione del cluster è minima, viene calcolato e confrontato con le misurazioni ottenute nel testbeam.

4.3.3 Calcolo dell'angolo di Lorentz nel testbeam

Trascurando la variazione di campo elettrico in prossimità della giunzione, l'angolo di Lorentz può essere calcolato direttamente tramite le equazioni 4.3 e 4.8. È sufficiente utilizzare la parametrizzazione della mobilità data per gli elettroni e calcolare il campo elettrico medio come V_{bias}/d .

Un calcolo più sofisticato, che stima la dimensione media del cluster in funzione dell'angolo considerando il trasporto di carica nel silicio ed assumendo il vero profilo del campo elettrico all'interno del sensore, la diffusione e gli effetti di soglia, è stato comunque elaborato. L'angolo a cui la dimensione del cluster è minima rappresenta la previsione da modello del valore dell'angolo di Lorentz.

Per calcolare la molteplicità del cluster viene simulata la migrazione della carica dalla posizione della traiettoria a cui è generata al piano del pixel. Il cammino di queste cariche è ottenuto tramite integrazione numerica:

$$\frac{dx}{dz} = \tan \Theta_L = r(T)\mu_d(T, E(z))B \quad (4.11)$$

dove x è la coordinata lungo il lato corto dei pixel (la direzione della forza di Lorentz) e z è la coordinata perpendicolare al piano dei pixel (la direzione del campo elettrico). Le parametrizzazioni di $r(T)$ e $\mu_d(T, E)$ sono quelle presentate nelle sezioni 4.3.1 e 4.3.2.

Il profilo del campo elettrico $E(z)$ in prossimità di una giunzione pn è mostrato in figura 2.1. Il campo elettrico è massimo sull'interfaccia pn . Se si assume una concentrazione efficace di doping uniforme, il campo elettrico varia linearmente con la posizione. Sotto questa condizione il campo elettrico per i sensori irraggiati, che dopo l'inversione di specie (paragrafo 2.3) sono caratterizzati da una conduttività di tipo p e non sono completamente svuotati, varia linearmente da $2\dot{V}/d$ vicino al pixel (dove è situata la giunzione) a zero ai limiti della zona di svuotamento. In dispositivi non irraggiati, che alle condizioni normali sono sovra-svuotati, il campo elettrico varia linearmente da $(V - V_d)/d$ vicino al pixel a $(V + V_d)/d$ attorno alla giunzione, situata nel piano posteriore del substrato (dove la tensione $V = -150$ V è applicata). La tensione di svuotamento completo V_d è stata valutata essere -105 V per i sensori non irraggiati [38].

Nel calcolo è ovviamente considerata anche la diffusione. Per ogni punto della traiettoria la diffusione degli elettroni generati è posta in relazione con il tempo necessario a raggiungere i pixel attraverso l'equazione 4.4. Il tempo può essere calcolato numericamente come:

$$t = \int \frac{dz}{v_d(T, E(z))} = \int \frac{dz}{\mu_d(T, E(z))E(z)} \quad (4.12)$$

Poiché il coefficiente di diffusività dell'equazione 4.4 vanta solo una lieve dipendenza dal campo elettrico [19], un valore costante (non dipendente da E) di $25 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ è stato utilizzato.

Per definire i pixel attivati, infine, è stata applicata una soglia sulla carica raccolta da ogni pixel.

I parametri del modello (tensione di polarizzazione, tensione di svuotamento, depletion depth, diffusività, soglia, temperatura, campo magnetico) provengono tutti, tranne uno, da misurazioni dirette. Il solo parametro ottenuto tramite interpolazione è la soglia². Essa è stata determinata usando dati in assenza di campo magnetico.

Il modello non prende in considerazione le fluttuazioni nella perdita di energia, la dispersione della soglia, i raggi delta. L'incertezza sui valori ottenuti di angolo di Lorentz (tabella 4.1) è stata stimata variando i dati di input di depletion depth, campo magnetico e mobilità entro i rispettivi errori. L'incertezza nella parametrizzazione della mobilità è stata stimata attorno al 5% [19]. Le altre potenziali sorgenti di errore si sono dimostrate trascurabili. I risultati ottenuti con il modello qui descritto si discostano di una frazione di grado rispetto

²È stato necessario interpolare la soglia, anziché utilizzarne il valore ottenuto dalla calibrazione dell'elettronica di front-end, perché i sensori esaminati per le misurazioni erano caratterizzati da una raccolta di carica non uniforme, con perdite di efficienza lungo i bordi dei pixel. Questa circostanza ha richiesto l'estrazione di una soglia *efficace* dai dati. Questa si è rivelata essere il 20% più alta di quella reale.

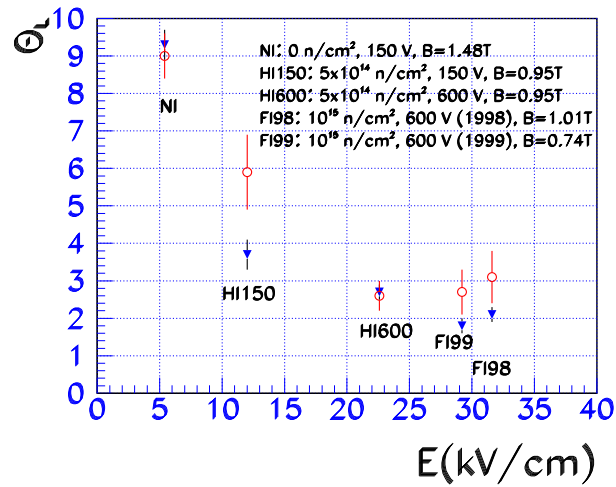


Figura 4.7: Risultati delle misurazioni di angolo di Lorentz. I cerchi rappresentano i dati sperimentali, i triangoli le previsioni del modello. Il campo elettrico indicato nell'asse delle ascisse corrisponde al valore medio esistente nel volume depleto.

a quelli ricavati dall'equazione 4.3 e 4.8, facenti uso del campo elettrico medio V/d nella regione svuotata.

Le previsioni del modello per la molteplicità del cluster sono riportate nelle figure 4.2, 4.3 e 4.4 come linee tratteggiate. L'accordo con i dati sperimentali è soddisfacente. L'angolo di Lorentz previsto e quello ottenuto sperimentalmente sono confrontati nella figura 4.7 e nella tabella 4.1. Considerando il valore della variazione del campo magnetico è evidente che per i sensori irraggiati l'angolo di Lorentz diminuisce principalmente a causa del maggiore campo elettrico.

4.3.4 Calcolo dell'angolo di Lorentz in ATLAS

Una previsione del valore dell'angolo di Lorentz in ATLAS è stata derivata attraverso le equazioni 4.3 e 4.8, assumendo il campo elettrico medio e la temperatura come parametri di input.

In figura 4.8 è rappresentato l'angolo di Lorentz previsto per il rivelatore a pixel e per il sensore SCT al variare della tensione di polarizzazione.

Le strisce di silicio del rivelatore SCT sono impiantazioni di tipo p su un substrato drogato con impurità di tipo n . La specie carica raccolta per formare il segnale sono le buche e non, come nel rivelatore a pixel, gli elettroni. Dal momento che la mobilità delle buche è molto minore di quella degli elettroni l'angolo di Lorentz risultante è molto più piccolo. Per tale motivo la variazione dell'angolo di Lorentz al mutare della la tensione di polarizzazione ha un impatto molto più significativo sulla risposta del rivelatore a pixel rispetto a quella del SCT.

Per il rivelatore a pixel sono state considerate tensioni di bias tra 80 V e 600 V; per SCT le tensioni studiate variano fra 80 V e 350 V. La tensione di polarizzazione è destinata a crescere nel tempo per entrambi i rivelatori, allo

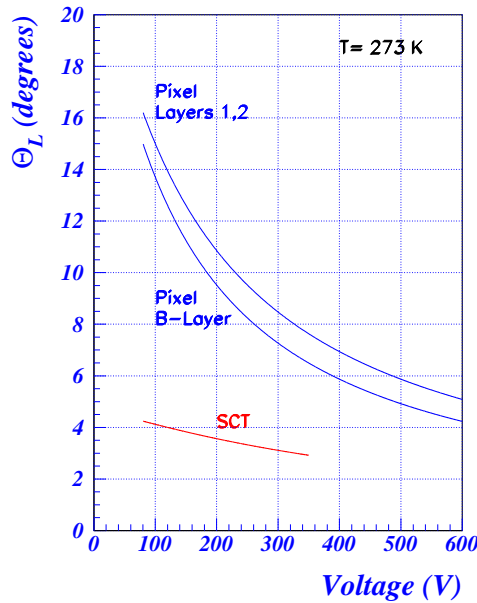


Figura 4.8: Angolo di Lorentz per i rivelatori al silicio di ATLAS in funzione della tensione di polarizzazione applicata. Le curve rappresentate sono il risultato dell'applicazione del modello alle condizioni di ATLAS, ipotizzando completo svuotamento ed una temperatura $T = 273 \text{ }^\circ\text{K}$. Lo spessore del B-layer considerato nel calcolo è di $200 \text{ } \mu\text{m}$ (in ATLAS è in realtà $250 \text{ } \mu\text{m}$).

scopo di mantenere il completo svuotamento a dispetto dei danni da irraggiamento. Le curve riportate nella figura sono state tracciate usando un campo elettrico uguale al rapporto fra la tensione di polarizzazione e lo spessore del sensore. Questo corrisponde al campo elettrico medio all'interno del sensore nel caso in cui esso sia completamente svuotato. Il valore di spessore considerato nella simulazione a cui fa riferimento la figura 4.8 è di $200 \text{ } \mu\text{m}$ per il B-layer del rivelatore a pixel, $250 \text{ } \mu\text{m}$ per i suoi layer 1 e layer 2, $260 \text{ } \mu\text{m}$ e $285 \text{ } \mu\text{m}$ per gli strati di SCT. A causa del differente spessore considerato nel calcolo, i diversi strati di pixel hanno valori non uguali dell'angolo di Lorentz a parità di V_{bias} . Questa variazione per gli strati di SCT è trascurabile.

La simulazione assume una temperatura di $273 \text{ }^\circ\text{K}$; una temperatura operativa di $264 \text{ }^\circ\text{K}$ darebbe luogo ad un angolo di Lorentz leggermente più grande, essendo per i pixel la differenza di 0.2 ° a -600 V e 0.6 ° a -100 V . Per il rivelatore SCT anche la differenza di angolo riconducibile alla temperatura è trascurabile.

In definitiva è evidente che la variazione di angolo di Lorentz, a diverse condizioni di tensione di polarizzazione e di spessore, è piuttosto marcata per il rivelatore a pixel. La molteplicità dei cluster dipende dal valore di tale angolo e lo stesso accade per tutte le grandezze legate alla dimensione dei cluster, come la risoluzione spaziale e l'occupancy dei pixel. Buona parte del capitolo 5 è dedicata ad uno studio dettagliato del legame fra dimensione del cluster e risoluzione spaziale.

Le prestazioni del rivelatore a pixel di ATLAS sono attese dipendere sensibilmente dalla tensione di polarizzazione dei moduli.

Capitolo 5

Analisi della risoluzione spaziale

5.1 Importanza della risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale del rivelatore a pixel di ATLAS è fra le caratteristiche più importanti nel concorrere a determinare la prestazione globale dell'Inner Detector. Il rivelatore a pixel è concepito per fornire una precisa ricostruzione della traiettoria di una particella carica a piccoli valori della coordinata radiale. I requisiti posti su di esso sono [15]:

- un'eccellente identificazione delle traiettorie in ambiente con elevato numero hit.
- un'eccellente risoluzione del parametro di impatto ed un'ottima individuazione 3D dei vertici di interazione.
- un'eccellente discriminazione e ricostruzione di b-getti (*b-triggering*, *b-tagging*).

Questi obiettivi sono raggiunti attraverso una ricostruzione del percorso della particella basata su tre punti spaziali; tale ricostruzione contribuisce in modo significativo alla descrizione complessiva che l'Inner Detector dà della traiettoria, dalla quale a sua volta dipende il calcolo del momento delle particelle cariche prodotte dall'interazione.

L'individuazione dei vertici e del parametro di impatto, al pari della discriminazione del vasto spettro di momenti trasversi p_T delle particelle generate in ATLAS, sono essenziali sia nel b-tagging, l'identificazione dei getti adronici ad alto p_T originati dal quark b , che in generale nello studio degli stati a breve vita media, come leptoni τ e mesoni B (questi ultimi essenziali nella fisica della violazione di CP).

La precisione con la quale vengono ricostruiti i vertici di interazione ed il parametro di impatto dipende dalla precisione con la quale il rivelatore a pixel caratterizza il percorso della particella. Quest'ultima deriva dall'accuratezza con cui sono note, nel sistema di riferimento dell'Inner Detector, le posizioni di attraversamento dei suoi differenti strati. L'ordine di grandezza è determinato

dalla segmentazione dei pixel, ovvero dalle dimensioni della cella elementare: la posizione probabile della traiettoria è confinata all'interno dell'estensione del (o dei) pixel attivati.

La fisica di ATLAS richiede un'elevata risoluzione spaziale nel piano trasverso, circostanza che vincola almeno una delle due dimensioni del pixel ad essere la minima praticabile. I requisiti stabiliti nella fase di progettazione dell'esperimento prevedono per il rivelatore a pixel una risoluzione spaziale di $12\ \mu\text{m}$ lungo la direzione $R\phi$ e di $60\ \mu\text{m}$ lungo la direzione z del fascio [33]. Questa richiesta, in considerazione dei limiti di spazio necessari per allocare l'elettronica di front-end e di quelli legati alle tecniche di bump-bonding di quest'ultima, costringe in pratica il singolo pixel ad assumere l'aspetto geometrico $50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$. In ATLAS il lato corto del pixel viene orientato nella direzione $R\phi$, a scapito di un minor dettaglio spaziale lungo la direzione parallela ai fasci (asse z).

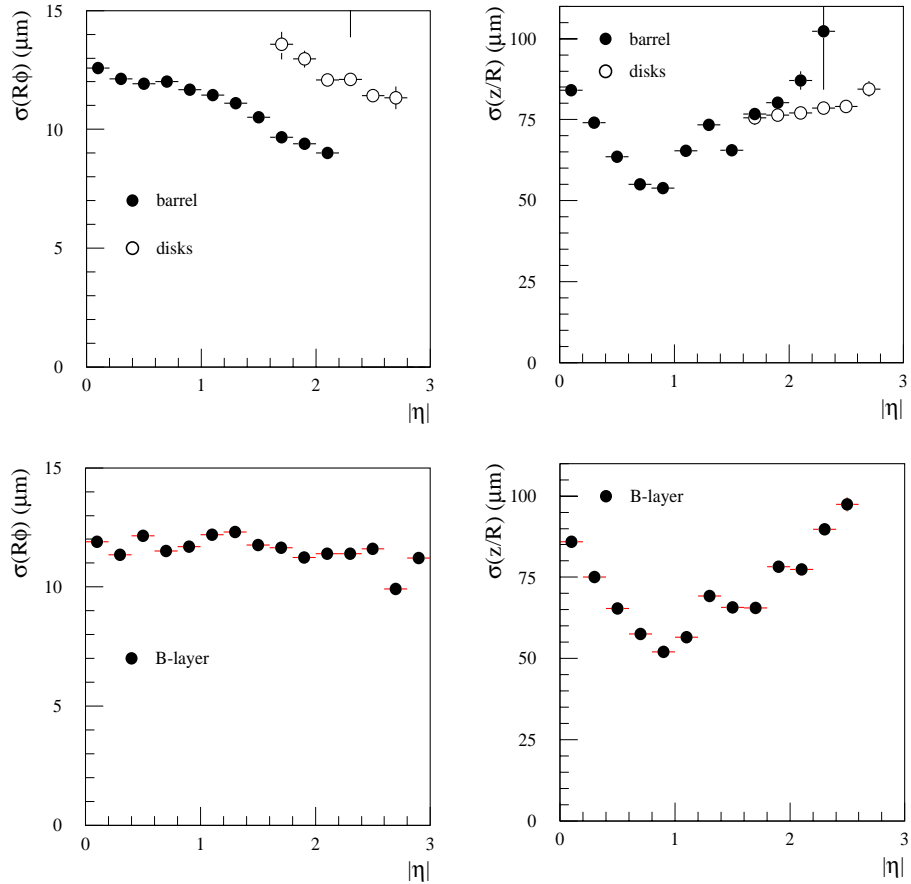


Figura 5.1: Risoluzione digitale stimata alle condizioni operative di ATLAS. In alto: risoluzione $R\phi$ nel barrel e nei dischi per layer 1 e layer 2 (a sinistra) e risoluzione z nel barrel e R nei dischi per i medesimi strati (a destra). In basso: stessi grafici per lo strato B-layer.

In figura 5.1 sono illustrati i risultati di simulazioni citate nell'*ATLAS Pixel Detector Technical Design Report*, concernenti l'andamento previsto delle risoluzioni spaziali¹ alle condizioni di lavoro di ATLAS. I grafici descrivono il comportamento per gli strati B-layer, layer 1 e layer 2 al variare della pseudorapidità η [33]. La simulazione assume tracce² generate da muoni ad alta energia.

Nel barrel, lungo la direzione z , l'iniziale miglioramento della risoluzione al crescere di $|\eta|$ dipende dall'aumento della dimensione del cluster. Come verrà chiarito nel paragrafo 5.5 le risoluzioni tornano a peggiorare non appena il cluster supera una certa lunghezza. In misura più contenuta anche la risoluzione $R\phi$ del barrel (layer 1 e 2) gode di un'analogia iniziale diminuzione. Essa è attribuibile al progressivo aumento di statistica causato da una maggiore dimensione del cluster in z . Per il barrel del B-layer l'andamento è piatto in conseguenza dello spessore di soli 200 μm assunto nella simulazione³. Nei dischi, in direzione radiale R , la risoluzione peggiora all'aumentare di $|\eta|$ perché l'angolo di incidenza diminuisce.

L'uso dell'informazione quantitativa sulla carica raccolta dal pixel consente di migliorare i limiti di risoluzione strettamente legati alla dimensione della cella elementare. Nel presente capitolo viene studiata tale tecnica di ricostruzione della posizione, detta *analogica*, fondata sul concetto di interpolazione della carica. Le differenze nei confronti della metodologia tradizionale, *digitale*, ed il guadagno rispetto ad essa in termini di risoluzione complessiva sono stati oggetto di misurazioni comparative condotte in diverse fasi del *testbeam*.

La trattazione che segue è incentrata sull'analisi della risoluzione spaziale di maggiore interesse, quella lungo la direzione $R\phi$ di ATLAS (asse x nel riferimento del testbeam). In ATLAS, per un ampio intervallo di valori di pseudorapidità (che nel sistema di riferimento del testbeam esprime l'angolo nel piano yz), la traiettoria attraversa una sola colonna di pixel. Questa circostanza, insieme all'ortogonalità di righe e colonne, giustifica la scelta di condurre larga parte degli studi di testbeam ad incidenza normale nel piano yz .

I risultati presentati sono relativi allo studio effettuato in assenza di campo magnetico. Lavori precedenti hanno dimostrato che l'effetto netto del campo è quello di traslare l'angolo nel piano xz di una quantità uguale all'angolo di Lorentz [44]. In considerazione delle reali condizioni operative di ATLAS, alcune considerazioni sulla risoluzione in presenza di campo magnetico vengono comunque esposte.

5.2 Dimensione dei cluster

Il passaggio di una particella carica nella regione svuotata del rivelatore induce un segnale su un gruppo di pixel. Questo insieme, formato da uno o più pixel, viene detto *cluster*. L'identificazione di un cluster nell'ambito dell'analisi dipende dalla strategia di selezione degli eventi adottata. Il cluster può essere definito come formato da un gruppo consecutivo di pixel adiacenti, ovvero

¹Valutate come r.m.s. della distribuzione dei residui digitali, questi ultimi definiti come differenza fra coordinata della traiettoria e baricentro del cluster prodotto. La σ della gaussiana interpolante è lievemente più piccola.

²Una traccia nel rivelatore a pixel è la traiettoria della particella carica che lo attraversa. Nel seguito i termini *traccia* e *traiettoria* saranno utilizzati come sinonimi.

³Lo spessore finale dei pixel del B-layer è stato fissato in 250 μm , come per il layer 1 e 2: i moduli dei differenti strati sono ora tutti uguali.

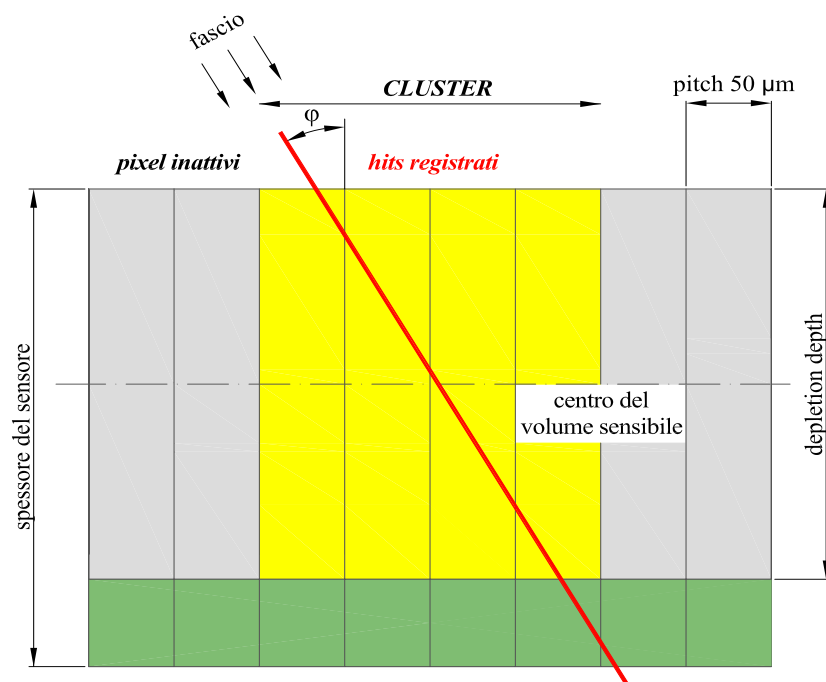


Figura 5.2: Il passaggio di una particella nel volume sensibile genera una serie di segnali nei pixel (*hit*) che complessivamente danno vita ad un cluster. Nella figura è rappresentato il piano xz .

essere disgiunto in più insiemi distinti di tale tipo. La scelta dei criteri di selezione adottati nelle misurazioni condotte è descritta nei precedenti capitoli. La figura 5.2 mostra schematicamente la formazione di un cluster.

La dimensione del cluster generato da una particella è una grandezza di natura essenzialmente geometrica, dipendente dall'angolo con il quale la traiettoria attraversa il sensore, dal punto di attraversamento e dallo spessore della zona svuotata. L'estensione della regione di raccolta di carica lungo la coordinata x del pixel è data da $D \times \tan \phi$ (D è la profondità della regione di svuotamento, *depletion depth*, ϕ l'angolo di incidenza nel piano xz ove z è la normale alla superficie del sensore). In realtà i raggi δ , gli effetti capacitivi pixel-pixel e pixel-supporto, i fenomeni di diffusione di carica, le inefficienze (sia sulla raccolta di carica che di natura temporale), la *charge trapping* (capitolo 7) e le fluttuazioni alla Landau nella produzione di coppie e^- -buca, contribuiscono in una certa misura a modificare la dimensione effettiva dei cluster.

Anche i parametri operativi del rivelatore incidono su dimensioni e distribuzione di popolazione dei cluster. La soglia sulla carica imposta dal discriminatore di front-end agisce direttamente sulla molteplicità del cluster sopprimendo o accettando un assegnato hit. Il valore della tensione di bias, che regola l'estensione della regione svuotata del sensore, ne definisce la geometria utile.

Dalla dimensione *media* dei cluster dipendono, in maniera diversa, sia la risoluzione digitale che quella analogica del rivelatore. Per questo motivo la presente sezione si propone uno studio sistematico di tale grandezza per diffe-

renti tipologie di sensori analizzati. In generale, per angoli a cui gli hit singoli sono ancora presenti, a dimensioni di cluster superiori corrispondono migliori risoluzioni analogiche.

La tabella 5.1 mostra la distribuzione della dimensione dei cluster lungo il lato corto del pixel al variare dell'angolo di incidenza della particella carica nel piano xz . Sono esaminati e confrontati diversi materiali del sensore, tecniche di bump-bonding, elettronica di front-end e condizioni operative. Possono essere tratte alcune significative considerazioni.

- **Popolazione relativa dei cluster.** Dalla tabella si osserva che ad ogni angolo, per ogni sensore, le due molteplicità più popolate rappresentano oltre il 90% degli eventi. Geometricamente una traiettoria rettilinea (analisi in assenza di campo magnetico) può generare solo due differenti dimensioni del cluster. Cluster più grandi sono causati da raggi δ , scattering della carica incidente, segnali non fisici legati a elettronica ed effetti capacitivi. Cluster al di sotto della molteplicità prevista nascono da inefficienze.

La distribuzione di popolazione dei cluster determina la frequenza di accadimento delle singole molteplicità ed anche il contributo alla risoluzione digitale riconducibile ad ognuna di esse. Nell'ipotesi di fascio uniforme, almeno su scale spaziali dell'ordine della dimensione fisica del cluster, il termine di risoluzione relativo ad un'assegnata molteplicità è dell'ordine di grandezza⁴ $\sigma_m = p \times f_m / \sqrt{12}$, ove f_m è la frazione di eventi associati alla molteplicità m e p il pitch del pixel. La risoluzione digitale complessiva può essere trattata come somma, *in quadratura*, delle singole risoluzioni pesate dalla frequenza f_m :

$$\sigma_{dig} = \sqrt{\sum_{m=1}^{m_{max}} (p \times f_m / \sqrt{12})^2 \times f_m} \quad (5.1)$$

Nella semplificazione geometrica la sommatoria è costituita da due soli termini e la funzione al secondo membro ha un minimo per $f_m = \frac{1}{2}$. Si osserva quindi che la risoluzione digitale esibisce dei minimi in corrispondenza a dimensioni medie del cluster pari a $k + \frac{1}{2}$, k intero, ovvero quando i cluster sono distribuiti equamente fra le due molteplicità dominanti (figura 5.23). L'andamento oscillatorio della risoluzione digitale viene studiato nella sezione 5.5.

Le risoluzioni digitali misurate sono compatibili con le stime dedotte geometricamente. In realtà, nell'ambito dell'analisi del testbeam, contribuiscono alla risoluzione sia la precisione con cui è conosciuta la posizione della traiettoria (*risoluzione del telescopio*, trattata nel paragrafo 5.4), che in generale tutti i fenomeni non geometrici. I valori riportati nella formula 5.1 sono quindi dei limiti inferiori delle risoluzioni digitali effettivamente misurate.

- **Charge sharing e risoluzione ad incidenza normale.** L'algoritmo analogico di ricostruzione della posizione perfeziona la stima digitale agendo per interpolazione di carica dei pixel (estremali) di un cluster. I benefici

⁴Calcolato come r.m.s. di una funzione quadrata di larghezza $p \times f_m$.

sensore		0°	5°	10°	15°	20°	30°
GE04 Chip, CiS+AMS spessore 250 μm non irraggiato soglia 3000 e^-	% 1 hit	76.3	-	29.4	-	0.6	0.3
	% 2 hits	22.2	-	68.4	-	57.5	0.7
	% 3 hits	0.9	-	1.4	-	40.7	70.3
	% 4 hits	0.3	-	0.4	-	0.7	27.7
	(cluster)	1.26	-	1.74	-	2.44	3.29
LBL20 Modulo, Tesla+IZM spessore 250 μm non irraggiato soglia 3000 e^-	% 1 hit	77.0	66.1	37.6	7.9	0.3	0.4
	% 2 hits	21.5	32.3	60.5	87.8	67.6	2.5
	% 3 hits	0.9	0.9	1.1	3.3	31.0	75.8
	% 4 hits	0.3	0.3	0.4	0.5	0.6	20.3
	(cluster)	1.28	1.36	1.65	1.98	2.32	3.18
LBL22 Modulo, Tesla+AMS spessore 250 μm non irraggiato soglia 3000 e^-	% 1 hit	77.0	67.1	38.2	8.8	0.8	0.5
	% 2 hits	21.1	31.3	59.8	86.7	68.4	3.5
	% 3 hits	0.9	0.9	1.3	3.5	29.6	75.6
	% 4 hits	0.3	0.3	0.4	0.5	0.7	19.3
	(cluster)	1.26	1.37	1.66	1.98	2.33	3.20
IZMc Chip, CiS+IZM spessore 250 μm $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ soglia 3000 e^-	% 1 hit	70.1	62.6	42.3	-	3.8	1.2
	% 2 hits	28.8	36.4	57.3	-	81.3	23.3
	% 3 hits	0.8	0.8	1.1	-	14.0	70.9
	% 4 hits	0.3	0.2	0.3	-	0.5	4.0
	(cluster)	1.32	1.39	1.61	-	2.12	2.80
AMS310b Chip, Tesla+AMS spessore 250 μm $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ soglia 3000 e^-	% 1 hit	67.8	-	32.3	-	1.6	0.6
	% 2 hits	30.9	-	65.7	-	72.7	11.3
	% 3 hits	0.8	-	1.5	-	24.7	77.4
	% 4 hits	0.3	-	0.3	-	0.6	10.0
	(cluster)	1.34	-	1.71	-	2.26	2.99
510929 Modulo, CiS+AMS spessore 250 μm non irraggiato soglia 4000 e^-	% 1 hit	78.6	66.2	40.1	9.3	-	0.0
	% 2 hits	19.9	32.3	57.6	86.6	-	14.5
	% 3 hits	0.9	0.9	1.2	2.5	-	80.2
	% 4 hits	0.3	0.3	0.4	0.5	-	4.4
	(cluster)	1.24	1.37	1.63	1.95	-	2.93
510910 Modulo, CiS+AMS spessore 250 μm $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ soglia 4000 e^-	% 1 hit	76.7	73.7	65.7	49.0	-	5.9
	% 2 hits	19.2	24.9	33.1	49.5	-	66.5
	% 3 hits	0.7	0.9	0.8	1.0	-	26.4
	% 4 hits	0.1	0.4	0.2	0.2	-	0.8
	(cluster)	1.22	1.27	1.36	1.54	-	2.23
510689 Modulo, ON+AMS spessore 250 μm $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ soglia 4000 e^-	% 1 hit	82.5	82.4	71.6	53.8	-	22.3
	% 2 hits	14.4	16.3	26.9	44.8	-	63.3
	% 3 hits	0.6	0.8	0.9	1.0	-	13.4
	% 4 hits	0.2	0.2	0.2	0.3	-	0.6
	(cluster)	1.17	1.19	1.30	1.45	-	1.93

Tabella 5.1: Popolazione dei cluster al variare dell'angolo. Nella prima colonna sono riportati il nome del dispositivo, il produttore ed il bump-bonder, lo spessore, il livello di irraggiamento e la soglia nominale del discriminatore. Nelle colonne successive sono espresse, al variare dell'angolo, le percentuali dei cluster aventi molteplicità da 1 a 4 ed il numero medio di hit nel cluster. La tensione di bias applicata è -150 V per sensori non irraggiati e -600 V per quelli irraggiati.

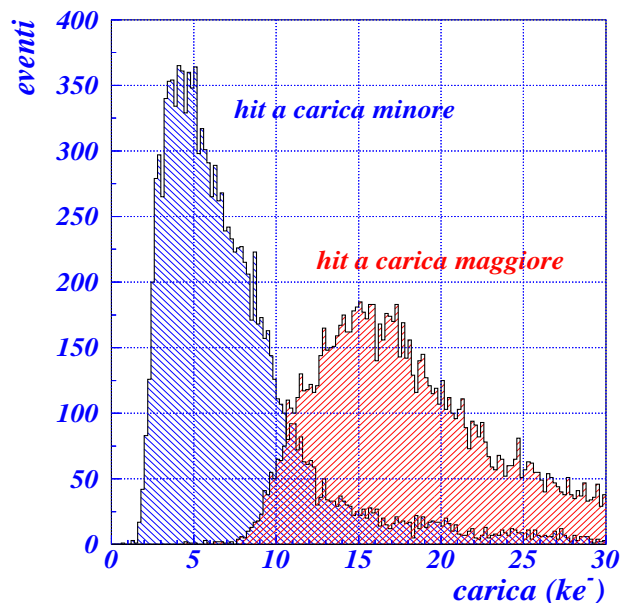


Figura 5.3: Carica raccolta nei cluster a doppio hit con fascio ad incidenza normale. I risultati sono relativi al chip GE04, non irraggiato.

da esso introdotti sono misurabili quando la frazione di cluster a due o più hit è apprezzabile, circostanza più evidente in sensori caratterizzati da una maggiore dimensione media dei cluster. Il grado di *charge sharing*, l'attitudine alla distribuzione della carica totale su più pixel, è pertanto un buon indicatore delle doti di risoluzione analogica di un sensore almeno nelle regioni angolari in cui la frazione degli hit singoli è ancora importante. Ad incidenza normale i dispositivi trovati avere una charge sharing superiore (31% di doppi hit per AMS310b⁵, 29% per IZMc) evidenziano anche una migliore risoluzione analogica (figura 5.30). Al di sopra di un assegnato angolo, dipendente dal sensore, l'interpolazione di carica è sempre possibile e la risoluzione analogica dipende in maniera meno banale da elettronica e caratteristiche del semiconduttore.

- **Influenza della soglia sulla dimensione dei cluster.** Ad incidenza normale tutti i sensori sono dominati da hit singoli. Esiste tuttavia una frazione non trascurabile di cluster a due hit, dovuti alla charge sharing, la cui rilevanza è maggiore per dispositivi caratterizzati da soglia inferiore. La frazione di cluster a doppio pixel oscilla fra il 22% - 31% nei sensori con soglia nominale a 3000 e^- e fra il 14% - 20% per quelli a 4000 e^- . Il pixel che registra il segnale minore in un cluster a due hit, in incidenza normale, raccoglie molto meno carica sia del suo compagno di cluster (figura 5.3) che di cluster ad un solo hit (figura 5.4). Il suo picco di popolazione è normalmente posto a poche migliaia di elettroni, a valori comparabili con la soglia del discriminatore. L'innalzamento della soglia

⁵Il bump-bonder AMS si chiama ora SELEX Sistemi Integrati.

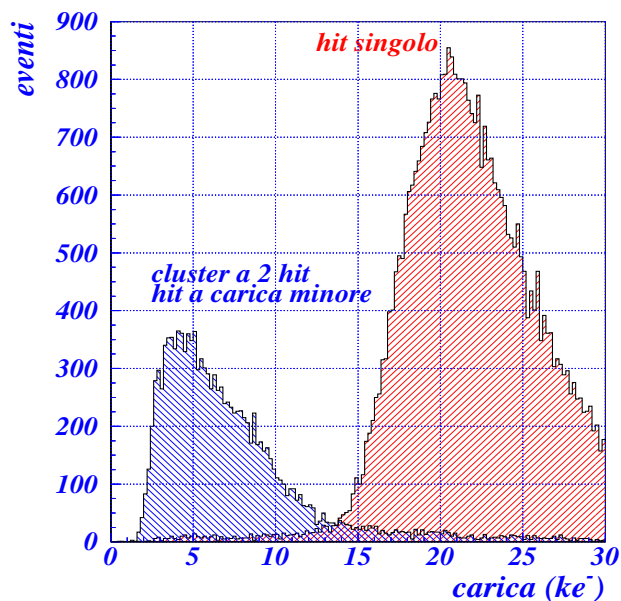


Figura 5.4: Comparazione fra la carica raccolta da cluster a singolo hit e pixel di cluster a doppio hit per il sensore GE04.

da $3000 e^-$ a $4000 e^-$ agisce essenzialmente tagliando il numero di cluster a due hit, lasciando pressoché invariata la popolazione degli hit singoli e peggiorando, in ultima analisi, la charge sharing.

Ad angoli maggiori di zero, come in incidenza normale, i cluster a dimensione superiore ad un pixel continuano a presentare almeno un hit con carica prossima alla soglia. Per il pixel estemale che registra il segnale minore la carica media è tanto più piccola quanto maggiore è l'angolo (figura 5.5). Anche in questo caso l'innalzamento della soglia provoca una diminuzione della dimensione media del cluster perché agisce preferenzialmente sulle molteplicità più elevate. Semplici considerazioni geometriche (capitolo 6) permettono di quantificare l'effetto per angoli a partire da circa 5° - 10° , ovvero al di fuori dalla regione di charge sharing, nella quale i fenomeni sono principalmente non geometrici.

La probabilità che una particella attraversi un pixel estemale *sotto soglia*, ovvero che in esso percorra una lunghezza inferiore a quella che in media⁶ corrisponde ad una carica uguale alla soglia (lunghezza indicata nel seguito con t), può essere trattata in prima approssimazione come la probabilità che la stessa particella generi un cluster di molteplicità inferiore fra quelle dominanti a spese di uno a molteplicità superiore. Valgono quindi le seguente relazioni:

$$\Delta f = \frac{2t}{p}(1 - r) \sin(\phi) * 100$$

⁶La carica generata per unità di lunghezza è assunta fluttuare secondo la statistica di Landau.

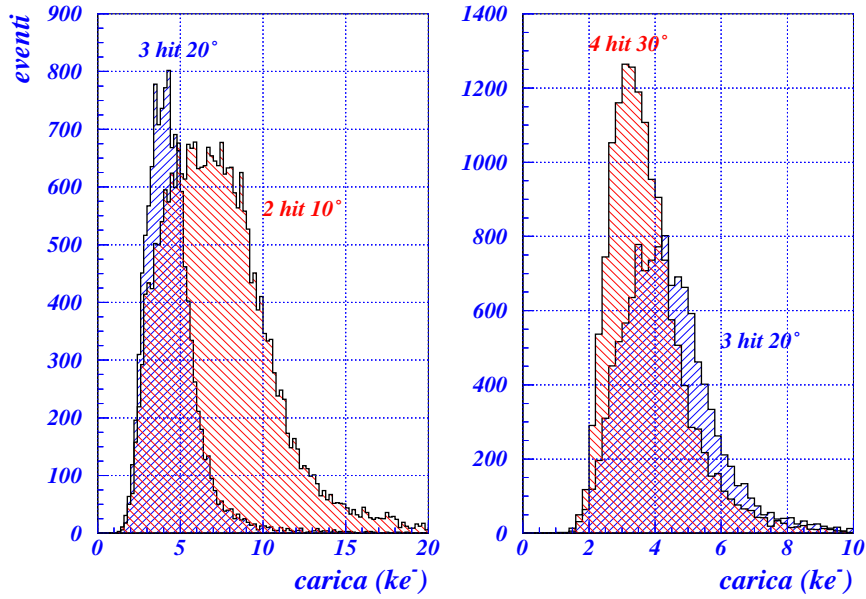


Figura 5.5: Distribuzione della carica raccolta dal pixel estremo a segnale più basso per cluster di diversa molteplicità e per diversi angoli. Le cariche più basse sono registrate nei cluster a dimensione maggiore. All'aumentare dell'angolo la carica diminuisce ulteriormente (figura a destra).

$$\Delta\langle cluster \rangle = \frac{2t}{p}(1-r)\sin(\phi) \quad (5.2)$$

ove Δf rappresenta la variazione della percentuale di cluster aventi la molteplicità superiore fra le due dominanti corrispondente ad un mutamento della soglia di un fattore r : Δf è negativa (una diminuzione) quando $r > 1$ (la soglia aumenta). $\Delta\langle cluster \rangle$ è invece la variazione della dimensione media dei cluster. Per i sensori analizzati r è dato dal rapporto $4000 e^- / 3000 e^-$. Il grafico in figura 5.6 (a destra) riporta la dimensione media dei cluster per il sensore non irraggiato LBL20 (soglia $3000 e^-$) e per il modulo non irraggiato 510929 (soglia $4000 e^-$). La relazione 5.2 prevede una variazione di dimensione media del cluster a 30° di 0.22 pixel, in ottimo accordo con il valore misurato di 0.21 pixel. In generale la differenza della dimensione media del cluster per effetto di soglie diverse è apprezzabile solo ad incidenza normale o a grandi angoli ($\approx 30^\circ$).

- **Dipendenza dall'angolo** La dimensione media dei cluster cresce all'aumentare dell'angolo di incidenza. Gli hit singoli diventano progressivamente meno numerosi fino a scomparire del tutto, a meno di quelli prodotti da inefficienze, al di sopra di un angolo caratteristico dipendente dalle proprietà del sensore e dalle sue condizioni operative. Nei dispositivi analizzati esso varia fra 15° e 20° , con l'unica eccezione rappresentata da sensori irraggiati aventi soglia nominale $4000 e^-$ (moduli 510910 e

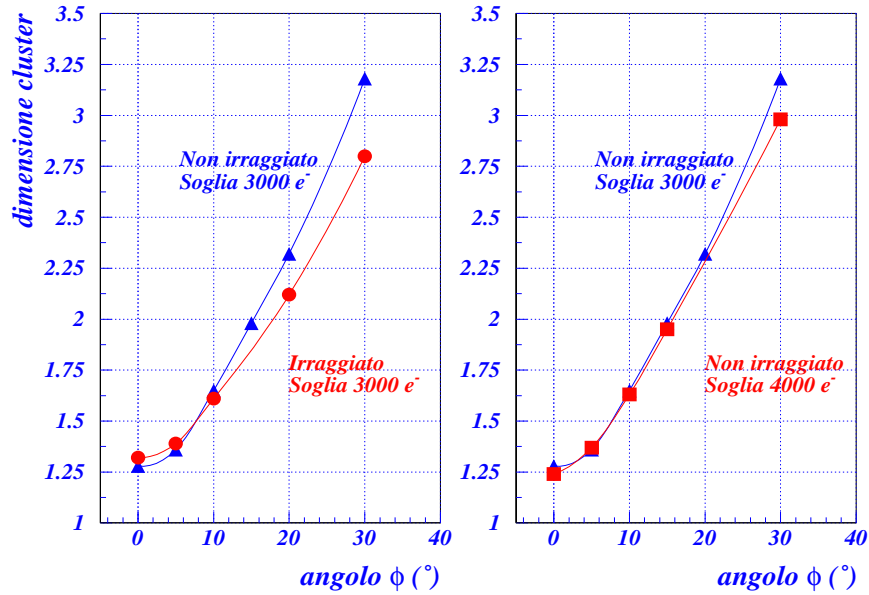


Figura 5.6: A sinistra: confronto fra la dimensione media dei cluster per modulo LBL20 (non irraggiato) e chip IZMc (fluenza 10^{15} $n_{eq}cm^{-2}$). Entrambi i sensori hanno soglia $3000 e^-$. A destra: confronto fra il modulo LBL20 ed il modulo non irraggiato 510929 (soglia di $4000 e^-$). Le dimensioni dei cluster cominciano a differire solo a grandi angoli.

510689). Per questi ultimi gli hit singoli scompaiono oltre i 20° ed oltre i 30° rispettivamente.

Ad incidenza normale la dimensione media dei cluster dipende dalle caratteristiche di charge sharing. Per angoli maggiori intervengono gli effetti dell'irraggiamento, il valore della soglia e le proprietà di efficienza ed uniformità di raccolta della carica [44]. Si osserva che i cluster di dimensione maggiore vengono prodotti da sensori caratterizzati da migliori doti di raccolta di carica.

L'irraggiamento peggiora la risposta in carica del sensore attraverso due meccanismi principali: la diminuzione della profondità di svuotamento e la charge trapping (intrappolamento dei portatori di carica) [55]. La prima limita in modo geometrico il numero di pixel attraversati dalla traiettoria nel proprio volume sensibile, la seconda taglia gli hit con bassa generazione di carica (i pixel estremali attraversati solo parzialmente dalla particella incidente).

La molteplicità media dei cluster di sensori irraggiati, sottoposti a fluenze uguali a quelle previste dopo 10 anni di operazione alla luminosità di ATLAS (5 anni per il B-layer), cresce più lentamente con ϕ di quanto non si osservi nei non irraggiati. Nella porzione di sinistra della figura 5.6 è illustrato l'andamento della dimensione dei cluster per due diverse condizioni di irraggiamento. Nel capitolo 7 si osserverà che i sensori caratterizzati

da una dimensione dei cluster superiore sono quelli dotati di una maggior tolleranza alla radiazione (AMS310b).

- **Tensione di bias.** La dimensione dei cluster nei sensori irraggiati dipende dall'estensione della regione svuotata. La tensione di bias applicata al sensore determina la profondità della sua zona depleta: all'aumentare del valore assoluto di V_{bias} aumenta l'estensione D del volume sensibile del rivelatore e, di conseguenza, la dimensione media del cluster (proporzionale a $D \times \tan \phi$).

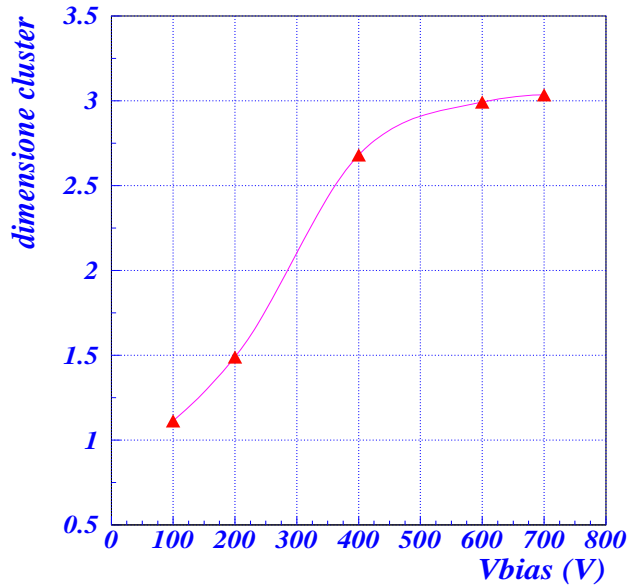


Figura 5.7: Dimensione media dei cluster al variare di V_{bias} . Il sensore esaminato è il chip AMS310b irraggiato alla fluensa di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$, con incidenza del fascio a 30° . La tensione operativa di polarizzazione in ATLAS è -600 V .

Nella figura 5.7 è indicata la correlazione fra dimensione media dei cluster e V_{bias} per il chip AMS310b, irraggiato alla fluensa di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ e sottoposto ad un fascio incidente a 30° . Il livello di irraggiamento considerato è quello raggiunto dal B-layer dopo circa 5 anni di operatività in ATLAS (10 anni per i layer 1 e 2).

I valori tendono a saturare per V_{bias} poco al di sopra di 400 V. La dimensione media dei cluster a 600 V e 700 V è, rispettivamente, di 2.9 e 3.0 pixel, confrontabile con i circa 3.2 pixel ottenuti per sensori non irraggiati a 150 V. A tale tensione i dispositivi non irraggiati sono in regime di svuotamento completo. Questo consente di ritenere che il chip AMS310b, alla condizione $V_{\text{bias}} = -600 \text{ V}$, abbia un volume totalmente, o *quasi totalmente*, svuotato da cariche libere. Tecniche più approfondite di studio della regione svuotata (capitolo 7) consentono di calcolare una depletion depth di $227 \pm 5 \mu\text{m}$.

La figura 5.8 illustra la variazione della tensione di svuotamento lungo

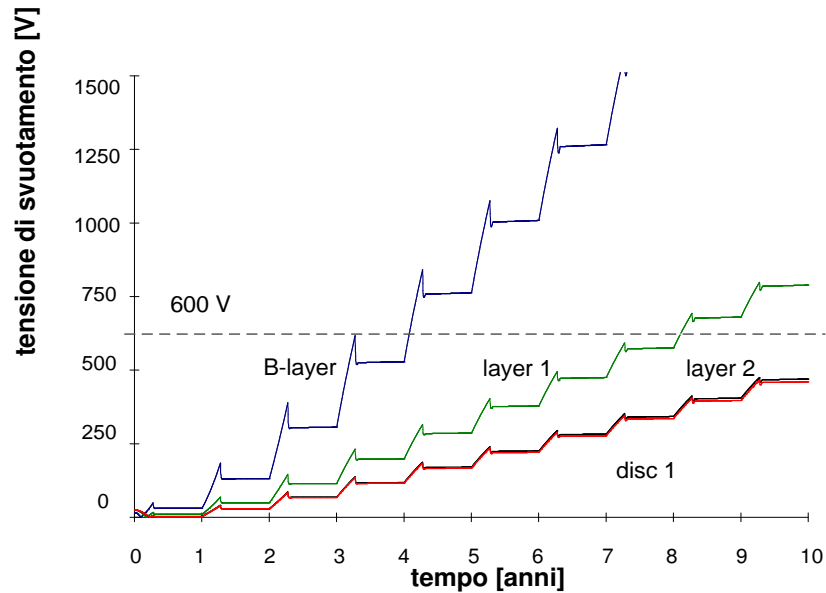


Figura 5.8: Andamento previsto della tensione di svuotamento per i diversi strati del pixel detector. La simulazione è basata su una temperatura del sensore di -7 °C durante la presenza del fascio (100 giorni/anno) ed il periodo di shutdown. Nei 16 giorni/anno destinati al warm-up essa sale a circa 20 °C. Lo spessore considerato per il B-layer è di $200 \mu\text{m}$ [33].

la vita dell'esperimento. In ATLAS è prevista una massima tensione operativa di -600 V. Il B-layer è previsto operare in regime di (quasi) completo svuotamento per tutta la propria esistenza in ATLAS. Quest'ultima è fissata in 5 anni [44], prima che lo spessore di svuotamento decada irrimediabilmente a causa della radiation damage.

Il layer 1 ed il layer 2 sono previsti operare senza problemi per 10 anni.

- **Angolo di Lorentz ed angolo effettivo di incidenza.** Nei run analizzati, diversamente da quanto avviene nel funzionamento in ATLAS, il sensore non è immerso in un campo magnetico. Le grandezze caratteristiche studiate (dimensione del cluster, risoluzione digitale ed analogica) dipendono tuttavia dalla presenza e dal valore di quest'ultimo. Il campo magnetico agisce sui portatori di carica del sensore modificando posizione ed estensione della regione di raccolta, come se la traiettoria attraversasse il sensore con un angolo diverso da quello reale (capitolo 4).

Nel barrel del rivelatore a pixel l'angolo reale di incidenza, ad eccezione di particelle con basso momento trasverso, è dato dall'angolo di tilt dei moduli (l'angolo fra la normale del sensore e la direzione radiale nel suo punto mediano). Il suo valore è, per tutti i tre strati, 20° circa. Tanto quest'ultimo che il suo segno (opposto a quello dell'angolo di Lorentz) sono scelti per una duplice finalità: assicurare ermeticità per particelle con momento trasverso a partire da $P_T=1$ GeV/c e contenere la dimensione

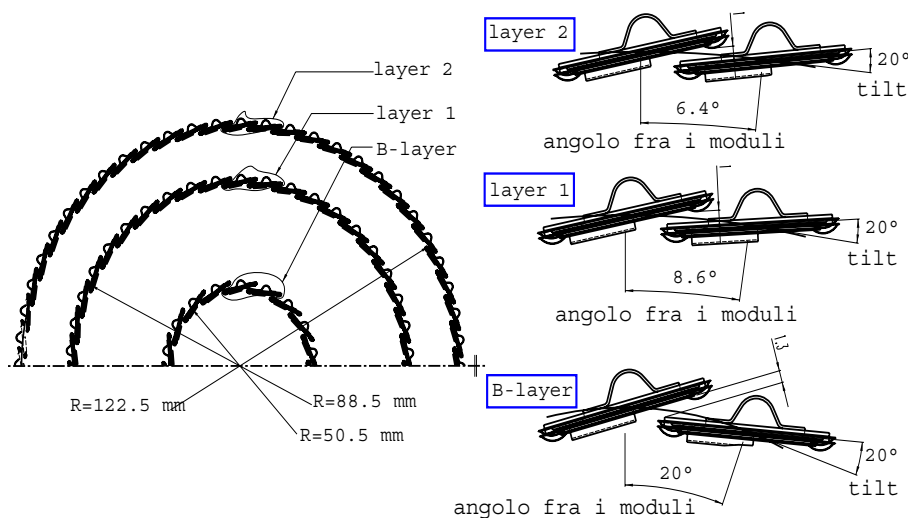


Figura 5.9: Disposizione dei moduli nei tre strati del barrel lungo il piano $R\phi$. L'angolo fra i moduli dipende dalla loro quantità lungo la circonferenza attorno all'asse del rivelatore. Il tilt è costante per i tre strati e vale 20° . Il raggio dei tre strati [32] ha subito diverse variazioni dal Pixel Detector Technical Design Report.

dei cluster onde garantire un'apprezzabile carica raccolta dal pixel e per assicurare una buona separazione fra traiettorie diverse [2, 56].

In realtà la dimensione finita dei moduli e la loro planarità introducono un intervallo di angoli di incidenza centrato attorno all'angolo di tilt, che sono funzione del punto di passaggio sulla superficie del sensore. Tali intervalli variano in relazione al raggio dello strato e valgono, rispettivamente, $\pm 10^\circ$ per il B-layer, $\pm 5^\circ$ per il layer 1 e $\pm 3^\circ$ per il layer 2. La figura 5.9 illustra la disposizione dei moduli nel piano $R\phi$.

Nelle variabili aventi una qualche dipendenza angolare, come dimensione di cluster e risoluzioni, il campo magnetico produce una traslazione esattamente uguale all'angolo di Lorentz. Lo spostamento va a compensare solo parzialmente il tilt dei moduli. Il risultato è che il rivelatore reagisce come se fosse sottoposto, in assenza di campo magnetico, ad un fascio avente angolo dato dalla loro somma algebrica. Nei dischi l'angolo di Lorentz è nullo (campo magnetico e campo elettrico sono paralleli) e l'angolo effettivo corrisponde con quello geometrico di incidenza. Quest'ultimo, lungo il lato corto del pixel, è uguale a zero con uno spread di $\pm 2^\circ$ dovuto alla dimensione finita del modulo.

La tabella 5.2 indica gli angoli caratteristici previsti alle condizioni di lavoro di ATLAS. L'angolo di Lorentz, e quindi quello effettivo, varia in funzione dell'irraggiamento poiché si mira a mantenere il sensore svuotato (figura 7.25). I dispositivi irraggiati, sottoposti a una più elevata tensione operativa, sono caratterizzati da angoli effettivi maggiori.

	Angolo di incidenza ϕ	Tensione operativa	Angolo di Lorentz Θ_L	Angolo effettivo $\phi - \Theta_L$
B-layer non irraggiato	$20^\circ \pm 10^\circ$	150 V	13°	$7^\circ \pm 10^\circ$
layer 1-2 non irraggiati	$20^\circ \pm 5^\circ$	150 V	13°	$7^\circ \pm 5^\circ$
B-layer irraggiato	$20^\circ \pm 10^\circ$	600 V	5°	$15^\circ \pm 10^\circ$
layer 1-2 irraggiati	$20^\circ \pm 5^\circ$	600 V	5°	$15^\circ \pm 5^\circ$
dischi (ogni condizione)	$0^\circ \pm 2^\circ$	150 V - 600 V	0°	$0^\circ \pm 2^\circ$

Tabella 5.2: Angoli caratteristici per il sensore lungo il lato corto del pixel alle condizioni operative di ATLAS. Sono considerate le tensioni operative iniziali e finali dell'esperimento. Nel corso della vita del sensore l'angolo di Lorentz diminuisce fino a circa 4° [46]. Nel barrel lo spread degli angoli dipende sensibilmente dallo strato considerato mentre nei dischi esso è costante.

Angolo di tilt, dimensione dei moduli e presenza del campo magnetico suggeriscono di focalizzare lo studio della risoluzione spaziale sulla regione 7° - 15° nella quale, lungo la vita operativa del rivelatore a pixel, sono attese trovarsi le traiettorie passanti per il barrel. Per il B-layer, a causa della maggior dimensione apparente dei moduli, tale intervallo si allarga a 0° - 25° circa.

5.3 Ricostruzione della posizione

La ricostruzione del punto di attraversamento della particella incidente può essere compiuta tramite *algoritmo digitale* o *algoritmo analogico* [57]. L'algoritmo digitale determina la posizione della traiettoria come centro di massa del cluster $x_{\text{dig}} = \Sigma_i x_i / N$, ove x_i è la posizione del centro dei pixel. Per cluster a hit singolo essa coincide con il centro del pixel attivato; per tutti gli altri cluster è il punto mediano fra i centri dei pixel estremali.

Mediante ricostruzione digitale, note *a priori* sia la molteplicità m del cluster in esame che la distribuzione f_m di popolazione dei cluster ($0 \leq f_m \leq 1$), la posizione effettiva di passaggio della particella è conosciuta con una precisione dell'ordine di $\sigma_m = p \times f_m / \sqrt{12}$, come descritto nel paragrafo 5.2. La risoluzione digitale complessiva è espressa dalla relazione 5.1.

L'algoritmo analogico apporta una correzione al risultato digitale basato sulla correlazione fra la carica raccolta nei pixel estremali e la distanza fra la traiettoria ed il centro di tali pixel (nel piano mediano del volume sensibile). Maggiore è il segnale in carica prodotto, più vicina la particella è prevista passare. La variabile scelta per caratterizzare la carica raccolta dai pixel è la frazione di carica $\eta = q_l / (q_r + q_l)$, ove q_r and q_l sono rispettivamente la carica raccolta dal pixel estremo di destra e di sinistra (questa convenzione non ha alcun effetto sui risultati discussi nel seguito).

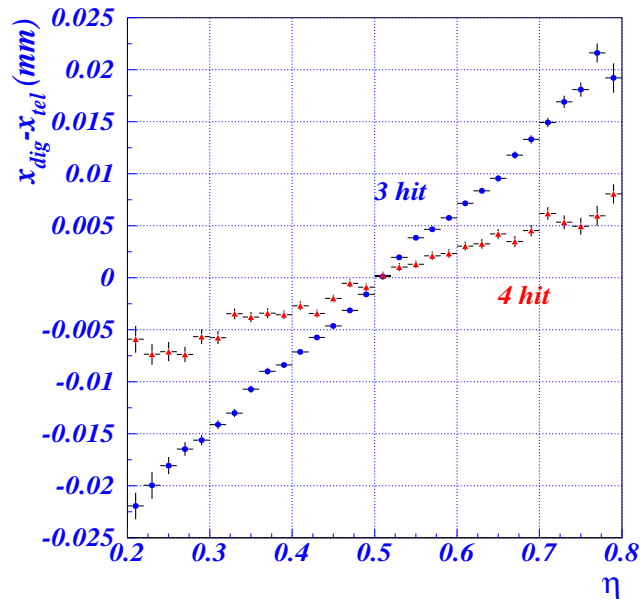


Figura 5.10: Differenza fra posizione digitale del cluster e posizione della traiettoria ricostruita dal telescopio. Il sensore analizzato è il chip GE04, non irraggiato, con fascio incidente a 30° . Le curve sono relative alle due dimensioni di cluster più popolate.

La scelta di considerare solo i pixel estremali è giustificata dal fatto che sono i soli a fornire un'informazione sulla posizione: i pixel interni al cluster sono attraversati totalmente dalla particella per una lunghezza $p/\sin(\phi)$; la carica che raccolgono non dipende dalla posizione [58, 59].

La figura 5.10 mostra la relazione fra i *residui digitali*, definiti come differenza fra coordinata digitale del cluster e coordinata del punto di attraversamento del piano mediano del sensore da parte della traiettoria ricostruita dal telescopio, e la variabile η . Il plot è stato ricavato per il sensore GE04, non irraggiato, con angolo di incidenza del fascio di 30° . Dal grafico si osserva la diversità di comportamento fra le due molteplicità, circostanza che suggerisce di trattare separatamente le singole dimensioni di cluster all'atto del calcolo della correzione analogica.

I residui sono antisimmetrici rispetto al valore $\eta = \frac{1}{2}$. Questa simmetria indica che per il sensore considerato la carica raccolta per unità di percorso nel primo e nell'ultimo pixel incontrati dal fascio è esattamente la stessa. In altri termini la carica prodotta e poi registrata non dipende dalla profondità di passaggio della particella (si faccia riferimento alla figura 5.2). In particolare, traiettorie che generano uguale carica nei pixel estremali di un cluster sono quelle che passano, nel piano mediano del volume depleto, per il suo centro geometrico (posizione digitale). Questo comportamento è caratteristico dei sensori non irraggiati, i quali non manifestano i tipici fenomeni di charge trapping e svuotamento parziale descritti nel capitolo 7.

In figura 5.11 è riportata la distribuzione della variabile η per il medesimo

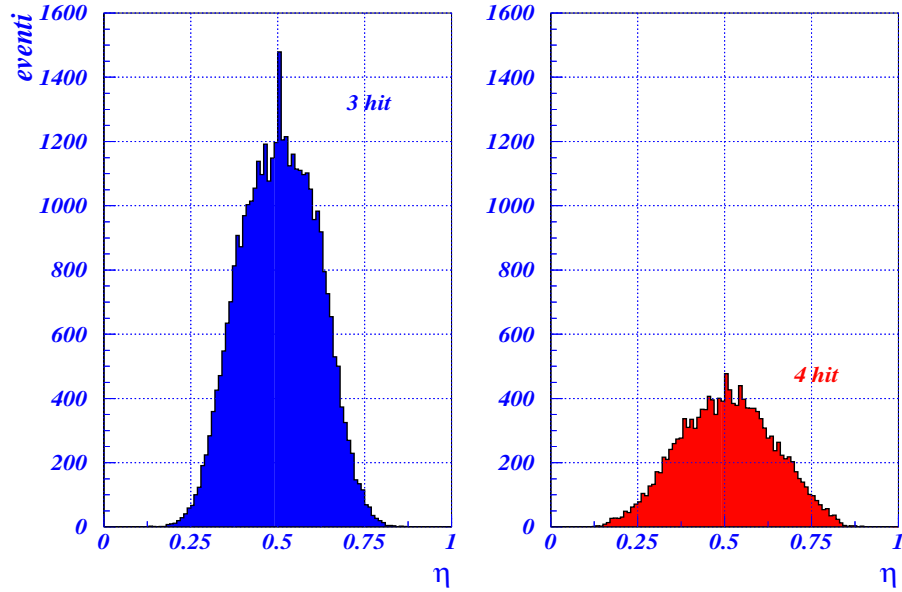


Figura 5.11: Distribuzione della popolazione dei cluster in funzione del valore di η . Il sensore e le molteplicità studiate sono le medesimo di figura 5.10.

sensore e le molteplicità considerate. Si conferma la simmetria della raccolta di carica. Il picco di popolazione in corrispondenza del valore $\eta = \frac{1}{2}$, marcatamente superiore alle letture immediatamente adiacenti, è causato dall'introduzione nell'analisi di un valore di saturazione della carica. Lo scopo di questo taglio è quello di eliminare gli eventi appartenenti alle code delle curve di Landau, il cui effetto è quello di produrre valori di η molto prossimi a 0 o a 1 e legati più ad una fluttuazione statistica che non all'effettiva posizione di attraversamento della particella.

L' algoritmo analogico corregge la stima digitale della posizione mediante la seguente interpolazione in η [49]:

$$x_{\text{an}} = x_{\text{dig}} + 2\Delta \left(\frac{1}{N_0} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta'} d\eta' - \eta_{\text{eq}} \right) \quad (5.3)$$

ove x_{an} e x_{dig} sono le posizioni ricostruite con i due algoritmi, η_{eq} il valore di η al di sotto del quale si trova la metà degli eventi (per sensori non irraggiati vale $\eta_{\text{eq}} = \frac{1}{2}$). L'integrale della popolazione in η , normalizzato al numero totale di eventi N_0 , fornisce la frazione di cluster aventi η minore di un assegnato valore e definisce l'ampiezza della correzione realizzata tramite il parametro Δ . L'uso dell'integrale è necessario per neutralizzare la non linearità fra la posizione ed η , t. La relazione scritta è valida sotto due ipotesi:

- esistenza di una relazione monotona fra residuo digitale e η , come stabilito da grafici analoghi a quello in figura 5.10.
- uniformità del fascio, almeno su scale spaziali dell'ordine delle dimensioni

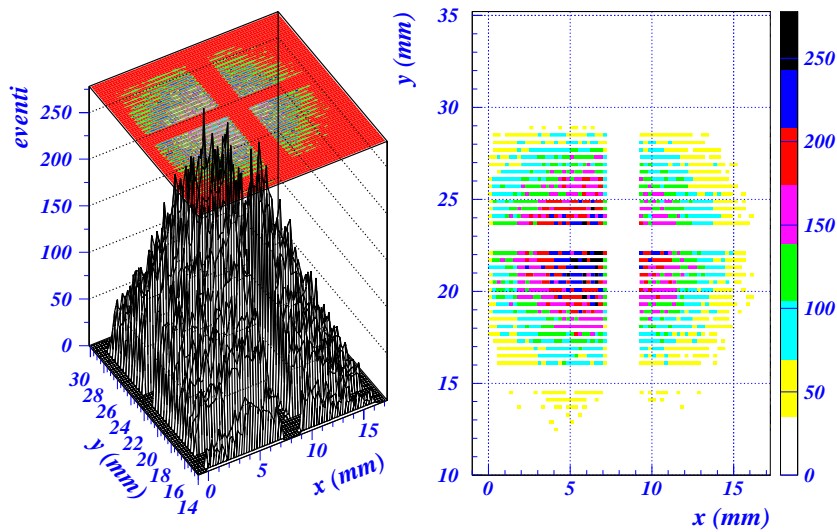


Figura 5.12: Mappa degli hit per il modulo LBL22 con fascio incidente a 20° . A sinistra è illustrato l'istogramma di popolazione; a destra la proiezione sul piano del sensore. La dimensione x è lungo il lato corto del pixel ($50 \mu\text{m}$), quella y parallela al lato maggiore ($400 \mu\text{m}$). Il fascio ha dimensione dell'ordine di 20 mm ed investe il sensore essenzialmente in 4 dei 16 chip.

del pixel. Questa ipotesi consente di associare *in modo lineare* la correzione sulla posizione digitale alla frazione di popolazione $\frac{1}{N_0} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta'} d\eta'$.

L'uniformità del fascio in H8, dalla quale proviene l'equiprobabilità della posizione del punto di attraversamento sul pixel, deriva dal fatto che la sua dimensione caratteristica è molto maggiore del pitch. In figura 5.12 è mostrata una tipica *hitmap*, mappa dei pixel attivati dal fascio, dalla quale si può constatare che variazioni apprezzabili della popolazione si riscontrano solo su scale spaziali ben superiori a $50 \mu\text{m}$. La successiva figura 5.13 rappresenta nel dettaglio l'uniformità del numero di hit prodotti lungo venti pixel consecutivi. Alle condizioni di lavoro di ATLAS la densità delle traiettorie cariche è attesa variare su scale spaziali ben al di sopra del pitch dei pixel [33].

Il parametro Δ della formula 5.3 deve essere scelto sperimentalmente per ottimizzare la risoluzione. Si procede per iterazione allo scopo di minimizzare i residui analogici: quando tale condizione è raggiunta i medesimi non presentano più una correlazione con η .

Il valore di Δ è intimamente legato alla risoluzione digitale della molteplicità considerata ed è quindi associata alla relativa frazione di popolazione (Δ è maggiore per molteplicità più popolate). Questa circostanza fornisce le basi per un metodo approssimato per stimare Δ , talvolta utilizzato in sostituzione del procedimento iterativo. Esso consiste nel porre Δ uguale ai residui digitali misurati a η estremali (verso 0 oppure 1 [44]) in grafici come quello in figura 5.10. Il limite in precisione di questa tecnica deriva dal fatto che utilizza un'informazione a bassa statistica (regione a η estremali), influenzata peraltro da effetti di bordo dovuti all'esistenza di una η limite. Nel grafico considerato i valori dei

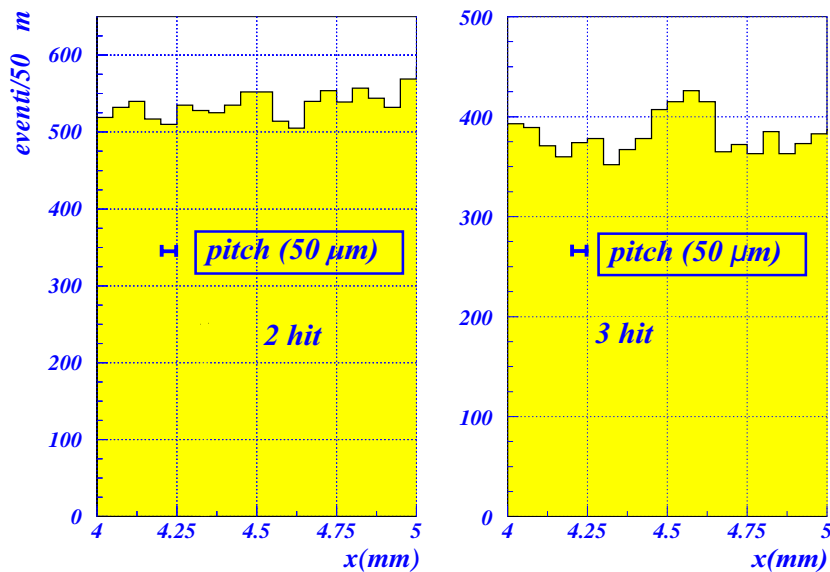


Figura 5.13: Distribuzione degli hit lungo l'asse x per il sensore trattato in figura 5.12. Il range di coordinate scelto corrisponde alla regione maggiormente popolata. Il valore di x è riferito al centro del pixel attivato e varia da evento ad evento con modulo $50 \mu\text{m}$. Le distribuzioni (a sinistra relativa a cluster a due hit, a destra riferita a cluster a tre hit) mostrano una sostanziale costanza della frequenza di hit su scale dell'ordine di decine di pitch.

residui sono dati dalla media delle letture nel canale contenente la η a cui essi si riferiscono.

Il metodo iterativo, facente uso dei residui analogici, si avvale al contrario dell'informazione contenuta nell'integrale della popolazione, alla quale contribuiscono maggiormente i canali più popolati. In virtù della frequenza trascurabile di eventi in tali regioni l'integrale tende a saturare sul valore N_0 (o 0) ben prima che vengano raggiunte le η estremali. L'andamento è descritto con efficacia in figura 5.14. La miglior stima di Δ è quella scelta applicando il metodo dei minimi quadrati a tale grafico ed è numericamente uguale al valore del grafico della funzione integrale a $\eta = 0$ o $\eta = 1$. Questo permette di comprendere il motivo per cui il metodo approssimato sovrastima sistematicamente Δ .

Nel seguito dell'analisi verrà utilizzato il procedimento iterativo. Nonostante dalla figura 5.14 si osservi che la deviazione fra i due procedimenti aumenta all'aumentare di Δ , è comunque possibile concludere che il metodo approssimato non pregiudica significativamente la precisione di determinazione dei residui analogici. Misurazioni condotte su diversi sensori confermano un peggioramento del 5% circa.

La figura 5.15 mostra il guadagno della risoluzione analogica nei confronti di quella digitale per il sensore GE04 con fascio a 30° . Il confronto è relativo alle due molteplicità di cluster più popolate (in questo caso $n=3$ e $n=4$, plot (a) e (b)). L'istogramma (c) è riferito ai residui complessivi (tutte le molteplicità sono considerate). In realtà la strategia scelta per il calcolo delle risoluzioni

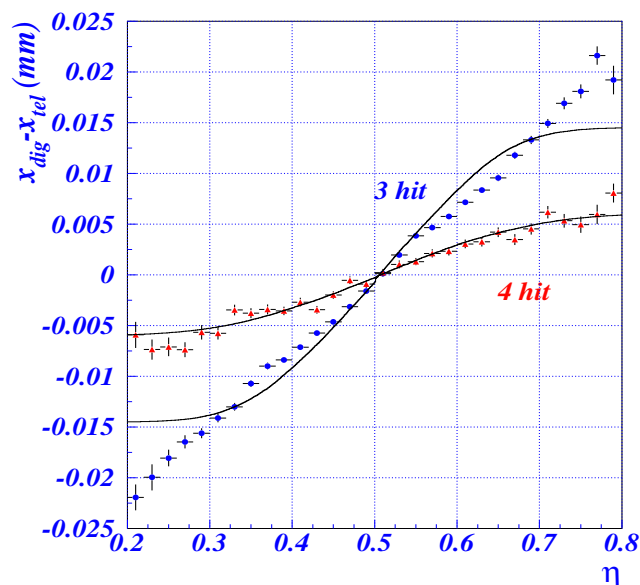


Figura 5.14: Residui digitali e correzione analogica $2\Delta \left(\frac{1}{N_0} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta'} d\eta' - \frac{1}{2} \right)$ (linee continue) per il sensore di figura 5.10. Dal miglior fit si ottengono $\Delta=14.5 \mu\text{m}$ (3 hit) e $\Delta=6.0 \mu\text{m}$ (4 hit).

analogiche considera solo le tre più popolate dimensioni di cluster senza pregiudicare la correttezza di risultati (nemmeno l'utilizzo delle sole due più probabili, a sua volta, introduce apprezzabili differenze). Nella sezione 5.6 sono discussi nel dettaglio i risultati per i differenti sensori studiati.

L'uso dell'algoritmo analogico presuppone la preventiva determinazione sperimentale dell'integrale della popolazione in η e del miglior valore di Δ . Si pone la necessità di costruire una matrice di $(n+1 \times l \times m)$ coefficienti (posto n il numero di valori scelti per interpolare l'integrale in η , l il numero di molteplicità considerate, m il numero di angoli di incidenza che si vogliono coprire). Sono sufficienti di norma, senza deteriorare la precisione della ricostruzione, le due (talvolta tre) molteplicità più popolate. La matrice dipende dalle condizioni operative del sensore (irraggiamento, soglia del discriminatore, etc...).

Il numero di angoli trattati è funzione inversa della semplicità di utilizzo dell'algoritmo e funzione diretta dell'accuratezza delle sue previsioni in ATLAS, ove l'inclinazione effettiva delle traiettorie è attesa variare con continuità entro l'intervallo 0° - 30° (tabella 5.2). L'ammontare degli angoli è inoltre limitato dalla quantità di dati acquisiti durante il periodo del test beam, evidentemente in grado di coprire solo un insieme discreto di incidenze del fascio.

La difficoltà nell'ottenere un compromesso accettabile fra la precisione e la semplicità di utilizzo nell'approccio analogico è alla base del lavoro di linearizzazione dell'algoritmo illustrato nel successivo capitolo.

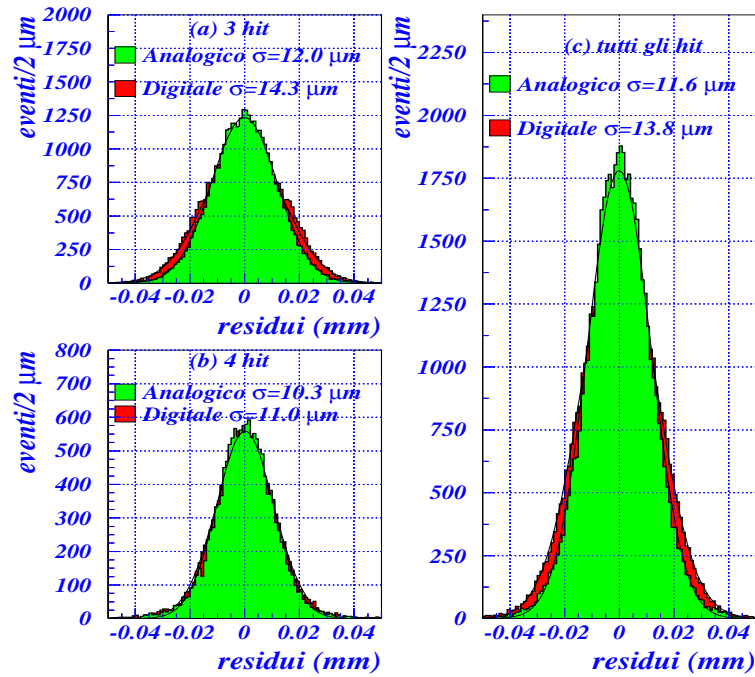


Figura 5.15: Comparazione fra i residui digitale ed analogico per sensore GE04, fascio a 30° . I figura (a) e (b) sono considerati eventi con assegnata molteplicità. In figura (c) sono inclusi tutti i cluster. Le risoluzioni indicate sul plot sono riferite alla σ della gaussiana di miglior fit. La risoluzione migliora da $\sigma_{\text{dig}}=13.8 \mu\text{m}$ a $\sigma_{\text{an}}=11.6 \mu\text{m}$.

5.4 Risoluzione del telescopio

I residui, analogici o digitali, sono definiti come differenza fra le posizioni della traiettoria carica indicate dal pixel e dal telescopio. Quest'ultima è ricostruita interpolando i punti di attraversamento dei piani di microstrip del telescopio di H8. I residui contengono quindi un termine legato alla precisione di ricostruzione della traccia che è estraneo alle caratteristiche del sensore e che, di conseguenza, andrebbe escluso dall'analisi delle pure proprietà del rivelatore in oggetto. Nella presente sezione vengono illustrati l'ordine di grandezza di questo termine e tecniche per diminuirne l'incidenza.

L'incertezza sulla ricostruzione della traiettoria dipende dalla risoluzione intrinseca delle microstrip, dalla loro posizione relativa, dalla posizione del sensore in esame, dalla quantità di materiale attraversato dal fascio, dall'eventuale presenza di campo magnetico (che aumenta il numero di parametri da estrapolare da 2 a 3, essendo la traiettoria circolare [48]), etc... Il suo peso sul valore complessivo della risoluzione del sensore è regolato dal fattore $1/\cos\phi$, essendo questa la legge di variazione della proiezione del fascio sul piano del pixel.

Nella fase di allineamento dell'insieme sensore/telescopio e di analisi vera e propria si sono adottate misure per ridurre questa l'incertezza, quali l'interpolazione analogica delle posizioni nelle microstrip ed il taglio di qualità χ^2 sulle

traiettorie ricostruite dal telescopio (capitolo 3). Tale taglio seleziona le tracce che meglio riproducono le posizioni rilevate dai singoli piani di microstrip, per le quali il valore di χ^2 è più piccolo. La sua implementazione prevede che per ogni evento si calcolino, in direzione x e y , il relativo χ^2 e la probabilità di trovare nel run traiettorie a χ^2 superiore ad esso. Scartando le tracce ove questa probabilità è bassa, ovvero quelle con χ^2 più elevati, si selezionano eventi che interpolano meglio i cluster sulle microstrip.

L'analisi della risoluzione del telescopio viene condotta su dati di run ad incidenza normale. Si valutano gli effetti dello *smearing* dovuti all'incertezza sulla posizione della traiettoria. Con fascio perpendicolare al sensore sono presenti cluster a singolo e doppio hit. I primi sono essenzialmente prodotti da particelle passanti al di fuori della regione di charge sharing, avente estensione 2Δ ⁷, ovvero in una regione di larghezza $L = p - 2\Delta$. In conseguenza dell'uniformità del fascio, assumendo che il confine della regione di charge sharing sia netto, l'andamento della popolazione dei residui di singoli hit è dato dalla convoluzione di una distribuzione uniforme di larghezza $L = p - 2\Delta$ con una distribuzione gaussiana di larghezza σ_{smr} :

$$\begin{aligned} f_{L,\sigma_{smr}}(x) &= \frac{N}{\sigma_{smr}\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt X_{[-L/2,L/2]}(t) e^{-(t-x)^2/2\sigma_{smr}^2} = \\ &= \frac{\sqrt{2}N}{\pi} \left[erf\left(\frac{L/2-x}{\sigma_{smr}}\sqrt{2}\right) - erf\left(\frac{-L/2-x}{\sigma_{smr}}\sqrt{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (5.4)$$

ove $X_{[-L/2,L/2]}$ è la funzione caratteristica dell'insieme $[-L/2, L/2]$ e N la costante di normalizzazione. Nella realtà la regione di charge sharing non è nettamente delimitata: raggi δ , fluttuazioni della soglia hardware, rumore elettronico, scattering della particella nel sensore, ne rendono i confini non univoci. La larghezza σ_{smr} dipende sia dall'incertezza del telescopio che dai citati fenomeni, intrinseci al sensore.

In figura 5.16 vengono rappresentati tipici grafici della popolazione dei residui: le curve di interpolazione degli istogrammi permettono di determinare σ_{smr} .

Dal fit per cluster a 1 hit nel modulo LBL 20, senza tagli in χ^2 (figura 5.16 (a)), si ottiene un valore $\sigma_{smr}=6.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$. Praticando un taglio del 35% delle traiettorie (figura 5.16 (c)), si calcola $\sigma_{smr}=5.8 \pm 0.1 \mu\text{m}$. Escludendo il 90% degli eventi, $\sigma_{smr}=5.2 \pm 0.1 \mu\text{m}$ (figura 5.16 (d)).

Il taglio in χ^2 , per sua natura, agisce solo sull'incertezza intrinseca del telescopio. La significativa diminuzione di σ_{smr} indica che il telescopio dà un contributo importante nell'insieme di tutte le incertezze. In generale, per le considerazioni che seguono, è conveniente scrivere in riferimento all'incidenza normale:

$$\sigma_{smr}^2 = \sigma_{tel}^2 + \sigma_{\chi^2}^2 + \sigma_{shr}^2 \quad (5.5)$$

ove σ_{tel} è la risoluzione *intrinseca* del telescopio (riferita alla particolare posizione del sensore rispetto alle microstrip), σ_{χ^2} è il termine di incertezza dipendente dal taglio χ^2 (per definizione tale termine è nullo tagliando il 100%

⁷Si utilizza la notazione adottata in precedenza per descrivere il coefficiente dell'integrale della popolazione perché le due grandezze hanno, in prima approssimazione, un valore simile. Concettualmente esse sono in realtà ben distinte.

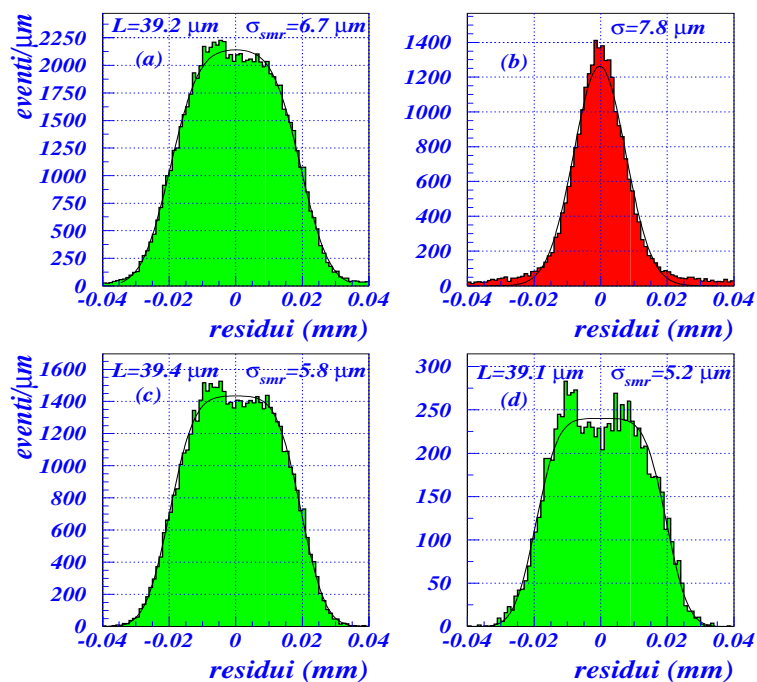


Figura 5.16: Residui per il sensore LBL20. In (a) sono considerati i residui per cluster a 1 hit, senza taglio in χ^2 . In (c) e (d) gli eventi sono riferiti ai medesimi cluster ma con $\text{prob}(\chi^2 > \chi_0^2) > 0.02$ e $\text{prob}(\chi^2 > \chi_0^2) > 0.5$, rispettivamente. In figura (b) è riportato l'andamento dei residui per cluster a 2 hit, in assenza di taglio χ^2 .

degli eventi⁸) e σ_{shr} è quello riconducibile alla fluttuazione dei confini della regione di charge sharing, caratteristica esclusiva del sensore.

L'estensione della zona di charge sharing per LBL20 è, in media, $2\Delta = 10.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$. Entro tale regione i cluster a due hit sono dominanti. I risultati relativi a tutti i sensori considerati sono riportati in tabella 5.3.

I dati presentati inducono ad alcune considerazioni:

- σ_{smr} decresce con l'aumentare della selettività del taglio χ^2 ma la larghezza della regione di charge sharing rimane costante entro le relative incertezze. Questa circostanza conferma che il taglio praticato non influenza le proprietà del sensore e costituisce ulteriore prova dell'uniformità del fascio rispetto alle dimensioni caratteristiche del pixel.
- Il rapporto fra la larghezza 2Δ ed il pitch del sensore rispecchia, come atteso, l'abbondanza di cluster a doppio hit riscontrati in tabella 5.1
- I sensori con soglia a $4000 e^-$, indipendentemente dalla condizione di ta-

⁸ σ_{χ^2} deriva dall'errore sulla ricostruzione della traiettoria dipendente da un cattivo accordo fra la posizione dei cluster sulle microstrip e la legge della traiettoria attesa (retta o parabola). In senso stretto un tale termine si annulla effettuando un taglio sempre più stringente nel limite in cui gli eventi complessivi tendono all'infinito.

sensore	prob χ^2	pr.> 0	pr.> 0.02	pr.> 0.5	pr.> 0.7
GE04	σ_{smr}	7.7	6.9	6.0	5.6
Chip, CiS+AMS	2Δ	9.7	9.9	9.9	10.3
non irraggiato $3 ke^-$	% eventi	100	61.1	8.6	3.1
LBL20	σ_{smr}	6.7	5.8	5.2	4.6
Modulo, Tesla+IZM	2Δ	10.8	10.6	10.9	10.1
non irraggiato $3 ke^-$	% eventi	100	65.5	11.1	4.0
LBL22	σ_{smr}	6.9	6.2	5.3	5.4
Modulo, Tesla+AMS	2Δ	9.6	9.8	9.7	9.8
non irraggiato $3 ke^-$	% eventi	100	65.5	11.1	4.0
Chip, IZMc	σ_{smr}	8.5	7.5	6.7	6.3
$10^{15} n_{eq}cm^{-2}$	2Δ	13.8	13.2	12.4	12.8
$3 ke^-$	% eventi	100	70.9	13.2	3.5
AMS310b	σ_{smr}	8.0	7.4	6.4	6.3
Chip, Tesla+AMS	2Δ	14.8	14.8	13.7	13.7
$10^{15} n_{eq}cm^{-2} 3 ke^-$	% eventi	100	71.5	13.5	5.0
510929	σ_{smr}	6.0	4.2	3.6	3.1
Modulo, CiS+AMS	2Δ	8.7	8.8	8.9	9.1
non irraggiato $4 ke^-$	% eventi	100	41.6	7.0	2.7
510910	σ_{smr}	6.2	4.5	4.3	4.0
Modulo, CiS+AMS	2Δ	8.2	8.4	9.1	8.8
$10^{15} n_{eq}cm^{-2} 4 ke^-$	% eventi	100	41.2	6.9	2.1
510689	σ_{smr}	5.9	4.7	3.9	3.8
Modulo, ON+AMS	2Δ	5.6	6.4	6.3	5.9
$10^{15} n_{eq}cm^{-2} 4 ke^-$	% eventi	100	44.0	7.4	2.8

Tabella 5.3: Valori di σ_{smr} e di 2Δ (in μm) ricavati a diversi tagli in qualità sulla ricostruzione della traiettoria. A condizioni di taglio più stringenti il miglioramento di σ_{smr} si accompagna all'aumento dell'errore statistico dovuto al minor numero di eventi sopravvissuti.

glio, hanno σ_{smr} sistematicamente inferiore a quelli con soglia $3000 e^-$. Questa circostanza può avere una duplice origine: il termine σ_{shr} (atteso essere inferiore in virtù della soglia) non è trascurabile rispetto a σ_{smr} oppure il telescopio nei run del 2004, per sua precisione intrinseca o differente posizione del sensore, introduce un'incertezza minore. Nel seguito si dimostrerà essere vera la seconda ipotesi.

- L'irraggiamento porta ad un aumento di σ_{smr} sia per l'incremento del materiale attraversato dal fascio (i sensori irraggiato vengono tenuti in contenitori refrigerati [44]), sia per l'incremento del termine dipendente dai confini della regione di charge sharing, σ_{shr} . Poiché l'irraggiamento penalizza l'efficienza e l'uniformità di raccolta di carica, esso aumenta l'incertezza nel classificare il cluster a singolo o doppio hit con traiettoria della particella in prossimità del bordo della regione di charge sharing.
- Sensori molto simili fra loro e testati nel medesimo run, come LBL20 e LBL22, manifestano σ_{smr} leggermente differenti, a conferma che le incertezze sulla ricostruzione della traiettoria dipendono anche dalla posizione relativa sensore-telescopio.

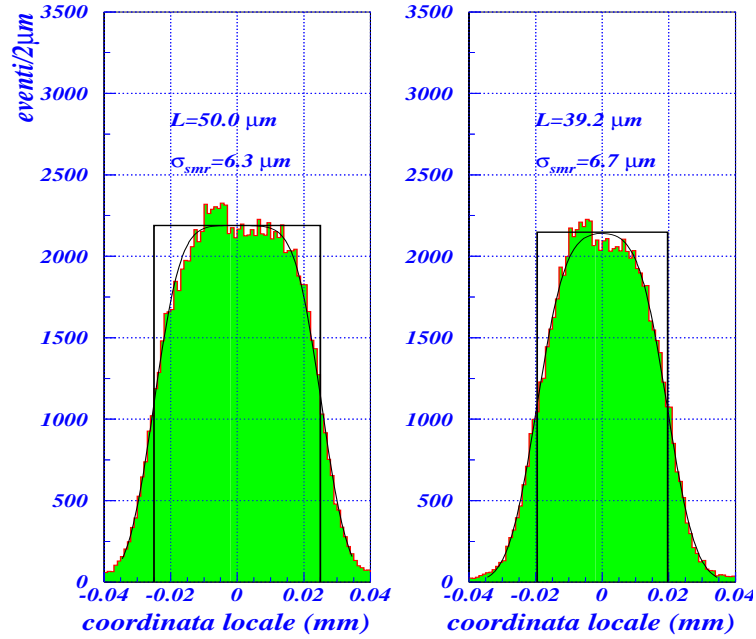


Figura 5.17: Residuo digitale per cluster a uno e due hit con ricostruzione della posizione *ad un pixel* (a sinistra) e per cluster a hit singolo (a destra).

- La misura di σ_{smr} ottenuta mediante fit con la funzione 5.4 è confermata indipendentemente dall'analisi delle risoluzioni di cluster a 2 hit. L'incertezza r.m.s di una distribuzione uniforme sull'intervallo 2Δ è data da $2\Delta/\sqrt{12}$. Per effetto dell'incertezza di telescopio e sensore la larghezza relativa ai residui è incrementata. La differenza in quadratura fra il valore della larghezza della gaussiana che interpola i residui per cluster a 2 pixel e la quantità $2\Delta/\sqrt{12}$ è confrontabile con buon accordo con σ_{smr} (per il sensore LBL20 in assenza di taglio la differenza vale 7.1 ± 0.4 , a fronte di $\sigma_{smr}=6.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$). Si registra un analogo accordo per gli altri sensori.

Il termine σ_{shr} viene stimato mediante plot come quello in figura 5.17. Nella parte della figura a destra è mostrata la distribuzione dei residui per cluster a singolo hit. La funzione quadrata sovrapposta rappresenta la regione di *non charge-sharing* dedotta dal miglior fit. La deviazione dei residui dai confini netti di questa funzione, caratterizzata da σ_{smr} , dipende sia dall'incertezza sull'estensione della regione di condivisione di carica che da quella del telescopio.

Per escludere quest'ultimo contributo è necessario considerare eventi la cui distribuzione sia influenzata unicamente (o essenzialmente) dall'incertezza del telescopio. Nella porzione a sinistra della figura 5.17 si mostrano i residui per cluster a singolo e a doppio pixel. La posizione di questi ultimi non viene però definita, come usuale, dal centro di massa del cluster ma dal centro del pixel che raccoglie il segnale maggiore. Si ottiene pertanto la distribuzione della distanza fra la traiettoria della particella ed il centro pixel più probabile attraversato da essa (*residuo locale*).

In effetti, in incidenza normale, il pixel che raccoglie maggior carica può essere identificato con elevata confidenza con quello attraversato dalla traiettoria carica. L'affermazione si giustifica osservando che i pixel di cluster a 2 hit, in tale condizione, raccolgono normalmente cariche molto diverse fra loro (figure 5.3 e 5.4). Per i dispositivi testati solo il 15%-20% dei cluster a doppio hit ha pixel con cariche che differiscono di meno del 30%; in circa i 2/3 di essi il gap è di oltre il 50% del segnale del pixel maggioritario.

La distribuzione dei residui locali nel grafico a sinistra di figura 5.17 riproduce la funzione quadrata di larghezza $[-L/2, +L/2]$ a meno dell'incertezza del telescopio e di quella, provocata dalle fluttuazioni di Landau, che conduce alla non corretta individuazione del pixel attraversato. Il contributo di quest'ultima, tuttavia, è previsto essere trascurabile. In media più dell'80% dei cluster a 2 hit registra cariche ai pixel che differiscono fra loro di oltre il 30%. A loro volta i cluster a 2 hit sono circa il 20%-30% sul totale. Questo significa che per incidere su appena il 4%-6% degli eventi le fluttuazioni devono valere circa 1/3 del valore medio della carica. La statistica di Landau attribuisce a tali variazioni una bassa probabilità.

L'estensione della zona di charge sharing non influisce sui residui locali. La differenza in quadratura fra la larghezza σ_{smr} ottenuta dal miglior fit della distribuzione degli hit singoli e quella relativa alla distribuzione dei residui locali è proprio σ_{shr} (i contributi di σ_{χ^2} , identici se si ricavano i residui alle medesime condizioni di taglio, si elidono).

Nella figura 5.17 il sensore considerato, LBL20, è trattato senza tagli in χ^2 . Si nota il miglior accordo fra la distribuzione dei residui locali e la relativa funzione quadrata. Il peggioramento della larghezza per i residui di cluster ad un solo pixel è espresso da σ_{shr} .

I valori calcolati di σ_{shr} sono mostrati in tabella 5.4. Essi sono mediati sulle diverse condizioni di taglio χ^2 . Il procedimento utilizzato fornisce in senso stretto il limite inferiore di tale grandezza, causa l'incertezza dovuta alle fluttuazioni di Landau. L'entità di queste ultime permette, come spiegato, di identificare l'estremante con il valore effettivo della grandezza.

Contrariamente al valore di σ_{smr} , dipendente dal taglio in χ^2 , il limite inferiore di σ_{shr} se ne rivela pressoché indipendente almeno entro i termini del-

	GE04	LBL20	LBL22	CiS IZM	AMS 310b	510 929	510 910	510 689
$\sigma_{shr} \geq$ (μm)	2.2 ± 0.3	2.0 ± 0.3	1.7 ± 0.4	3.2 ± 0.2	2.7 ± 0.3	1.7 ± 0.2	1.7 ± 0.3	1.7 ± 0.3
$\sigma_{tel} \leq$ (μm)	5.1 ± 0.5	4.1 ± 0.4	5.1 ± 0.3	5.4 ± 0.4	5.7 ± 0.4	2.6 ± 0.4	3.8 ± 0.4	3.4 ± 0.3
$\tilde{\sigma}_{tel} \leq$ (μm)	6.5 ± 0.1	5.4 ± 0.2	6.0 ± 0.2	6.8 ± 0.1	6.9 ± 0.2	3.8 ± 0.1	4.3 ± 0.1	4.4 ± 0.2
$\tilde{\sigma}_{tel}^*$ (μm)	5.5 ± 1.1	3.6 ± 0.7	3.3 ± 1.1	6.6 ± 1.0	6.7 ± 0.8	4.6 ± 1.2	4.8 ± 1.3	4.7 ± 1.2
σ_{χ^2} (μm)	4.5 ± 0.2	4.3 ± 0.2	3.9 ± 0.2	5.1 ± 0.2	4.5 ± 0.2	4.8 ± 0.1	4.5 ± 0.2	4.1 ± 0.1

Tabella 5.4: Contributi all'incertezza del telescopio. $\tilde{\sigma}_{tel}^*$ è determinata con il metodo illustrato in figura 5.18.

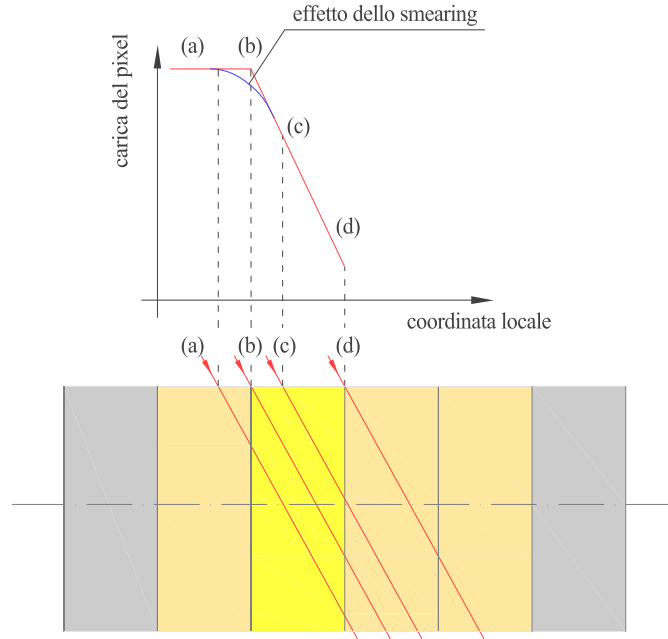


Figura 5.18: Carica media raccolta dal pixel in funzione della coordinata locale.

le incertezze calcolate. Questo comportamento conferma che tale grandezza è attinente unicamente alle proprietà del sensore.

In tabella è evidenziato anche limite superiore della risoluzione intrinseca del telescopio, σ_{tel} , estrapolato alla posizione del sensore e alle condizioni di massimo taglio in χ^2 . Esso è definito come $\sqrt{\sigma_{smr}^2 - \sigma_{shr}^2}$. È limite superiore perché riferito al limite inferiore di σ_{shr} sopra calcolato. Questa grandezza esprime la risoluzione intrinseca del telescopio, un limite ideale ottenibile selezionando solo le traiettorie passanti con esattezza nei punti di attraversamento che sono descritti dai rilevamenti dei piani di microstrip.

La strategia adottata nel resto dell'analisi non prevede tagli in χ^2 estremi. Per gli studi da compiere il deterioramento della statistica è più importante di un contenuto miglioramento delle risoluzioni assolute. Appare vantaggioso il compromesso $\text{prob}(\chi^2 > \chi_0^2) > 0.02$. Per tale motivo è opportuno valutare il termine di risoluzione riconducibile unicamente al telescopio in tale condizione di taglio, definito da

$$\tilde{\sigma}_{tel} = \sqrt{\sigma_{smr}^2(0.02) - \sigma_{shr}^2} \quad (5.6)$$

Questo valore si suppone costituito da termini non dipendenti dal sensore e va detratto dalle risoluzioni del sensore. In particolare, essendo $\tilde{\sigma}_{tel}$ un limite superiore delle incertezze estranee al sensore, le risoluzioni così ottenute vanno considerate come limiti inferiori.

L'importanza di una determinazione accurata di $\tilde{\sigma}_{tel}$ giustifica l'utilizzo di un metodo alternativo ed indipendente per confermare i calcoli del suo limite superiore. La tecnica utilizzata è ancora una volta l'analisi dello smearing di una

posizione fissa nel frame del pixel. Nel calcolo di σ_{smr} tale posizione è riferita ai confini della regione di charge sharing, di per sé non nettamente definiti. Per evitare di introdurre sorgenti di incertezza estranee al telescopio la scelta, con riferimento alla figura 5.18, ricade sullo studio dello smearing del bordo del pixel (punto (b)).

Per un fascio non ortogonale al sensore il bordo del pixel dà evidenza di sé attraverso la presenza di un punto angoloso nel grafico carica raccolta vs. coordinata locale del pixel. Nel procedimento adottato l'analisi è condotta per fasci a 20° e 30° , valori di compromesso fra le opposte esigenze di garantire un punto angoloso evidente (angoli contenuti) e di non subire l'interferenza dei bordi sulla superficie posteriore del pixel (angoli superiori a $\arctan(p/D)$).

Le traiettorie in figura che attraversano parzialmente un pixel sono tutte e sole quelle alla destra del bordo considerato. Esse generano una carica che varia in funzione della lunghezza attraversata nel volume sensibile del sensore e, quindi, dipendente della coordinata locale. Oltrepassato il bordo (tracce alla sua sinistra) la carica raccolta assume un valore costante (nei sensori irraggiati si manifesta una decrescita dovuto alla charge trapping sulle tracce che diventano progressivamente più profonde). L'effetto dell'incertezza del telescopio è quello di distribuire il punto angoloso che separa queste due regioni lungo un intervallo di coordinate locali.

Il valore della carica raccolta attorno al punto (b) dipende anche dalle fluttuazioni di Landau e dalle fluttuazioni della soglia hardware. Questi fenomeni, che costituiscono ulteriori sorgenti di smearing e portano a sovrastimare l'incer-

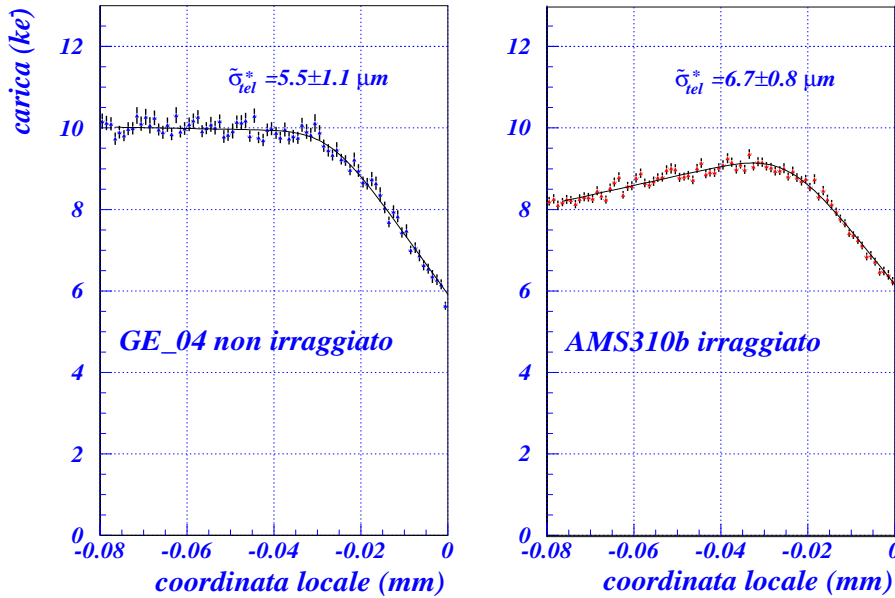


Figura 5.19: Carica raccolta in funzione della coordinata locale della traiettoria per un sensore non irraggiato (a sinistra) ed un sensore irraggiato (a destra). Il grafico è ottenuto con fascio inclinato di 30° . L'ampiezza della curvatura al cambio di pendenza è legata a $\tilde{\sigma}_{tel}^*$.

tezza del telescopio, vengono in realtà neutralizzati utilizzando il *valore medio* della carica raccolta in corrispondenza di ogni assegnata coordinata locale.

La funzione che interpola il comportamento attorno al punto angoloso, assumendo smearing gaussiano con larghezza $\tilde{\sigma}_{tel}^*/\cos(\phi)$, ha la seguente espressione:

$$f(x) = \frac{\tilde{\sigma}_{tel}^*/\cos(\phi)}{\sqrt{2\pi}}(d-b) \exp \left[(a-x)^2 / \left[\sqrt{2}\tilde{\sigma}_{tel}^*/\cos(\phi) \right]^2 \right] + \frac{1}{2} [x(b-d) + c + q] \operatorname{erf} \left(\frac{a-x}{\sqrt{2} [\tilde{\sigma}_{tel}^*/\cos(\phi)]} \right) + \frac{1}{2} [x(b+d) + c + q] \quad (5.7)$$

ove $q = ab + c - ad$ e a, b, c, d sono parametri determinati dal miglior fit (in particolare a esprime la posizione del punto angoloso).

Il valore $\tilde{\sigma}_{tel}^*$ compare diviso per $\cos(\phi)$ perché in figura 5.19 si valuta la proiezione sul piano del pixel dell'incertezza introdotta dal telescopio. In tabella 5.4 sono illustrati i valori di $\tilde{\sigma}_{tel}^*$ ottenuti in condizione di taglio standard ($\operatorname{prob}(\chi^2 > \chi_0^2) > 0.02$).

L'analisi mostra che il limite superiore di $\tilde{\sigma}_{tel}$ ed i valori calcolati con questa metodologia sono fra loro compatibili. Essa evidenzia anche che il procedimento adottato per $\tilde{\sigma}_{tel}^*$ è soggetto ad incertezze non trascurabili, con errori relativi che oscillano normalmente fra il 12% ed il 33% (errori assoluti fra $0.7 \mu\text{m}$ e $1.1 \mu\text{m}$). La figura 5.20 illustra il miglioramento della risoluzione del sensore LBL22 detraendo⁹ il termine di risoluzione legato al telescopio.

Il terzo contributo allo smearing complessivo, σ_{χ^2} , è per definizione dato dalla differenza in quadratura fra i valori di σ_{smr} valutati in assenza di taglio χ^2 ed fra quelli calcolati in condizioni di taglio massimo. La definizione non fornisce un metodo appropriato per il suo calcolo a causa della bassa statistica di eventi alla condizione più selettiva su χ^2 .

Per ovviare all'inconveniente si incrociano i dati ottenuti a differenti tagli. La tecnica consiste nell'assumere che il contributo di ogni traiettoria al termine σ_{χ^2} segua un andamento gaussiano. La selezione in χ^2 rimuove progressivamente gli eventi ad incertezza maggiore (code della gaussiana), riducendo sia il numero di tracce accettate che la larghezza dello smearing per gli eventi sopravvissuti. Queste ultime due quantità sono poste in relazione dalla legge di distribuzione, in questo caso postulata essere gaussiana: dalla riduzione del numero di eventi al variare del taglio si calcola il rapporto r previsto fra lo scarto quadratico medio delle traiettorie sopravvissute e la larghezza σ_{χ^2} della gaussiana originaria ($0 \leq r \leq 1$). Utilizzando i valori σ_{smr} di tabella 5.3 ed il relativo valore di r , entrambi relativi alle differenti condizioni di taglio χ^2 considerate, si determina σ_{χ^2} (equazione 5.8).

$$\begin{aligned} \sigma_{smr}^2 (\operatorname{prob} [\chi^2 > 0]) &= \sigma_{tel}^2 + \sigma_{shr}^2 + 1 \cdot \sigma_{\chi^2}^2 \\ \sigma_{smr}^2 (\operatorname{prob} [\chi^2 > \chi_0^2]) &= \sigma_{tel}^2 + \sigma_{shr}^2 + r^2 \cdot \sigma_{\chi^2}^2 \end{aligned}$$

da cui

$$\sigma_{smr}^2 (\operatorname{prob} [\chi^2 > 0]) - \sigma_{smr}^2 (\operatorname{prob} [\chi^2 > \chi_0^2]) = (1 - r^2) \sigma_{\chi^2}^2 \quad (5.8)$$

⁹Sottraendo, in quadratura, il valore $\tilde{\sigma}_{tel}^*/\cos\phi$ da $\sigma_{sensore}$.

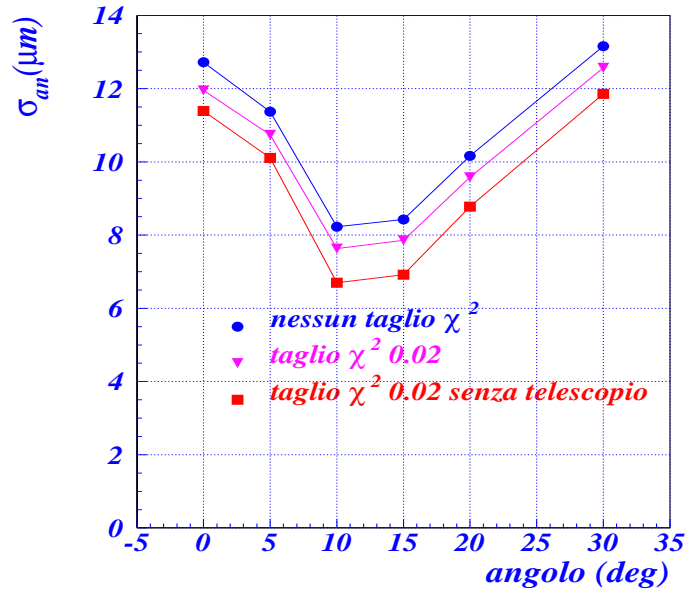


Figura 5.20: Risoluzione analogica del modulo non irraggiato LBL20 (2003) al variare dell'angolo. Le due curve superiori si riferiscono a valori ottenuti senza detrarre la risoluzione del telescopio (quella in blu non contempla alcun taglio in χ^2 , quella in viola ha la selezione standard). La curva inferiore (in rosso) è ricavata al netto dell'incertezza del telescopio in condizioni di taglio χ^2 standard.

I dati in tabella 5.4 sono ricavati applicando il procedimento descritto per $\text{prob}(\chi^2 > \chi_0^2) > 0.02, 0.5$ e 0.7 e mediandone i risultati. I valori di σ_{χ^2} calcolati alle diverse condizioni di taglio non variano entro i limiti delle relative incertezze.

In conclusione, la determinazione in fase di testbeam della risoluzione dei sensori è influenzata dalla risoluzione del telescopio anche se, come verrà chiarito nei successivi paragrafi, essa non ne costituisce il termine dominante. I tre contributi che concorrono a peggiorare la risoluzione geometricamente ipotizzabile, σ_{tel} , σ_{χ^2} e σ_{shr} (quest'ultimo in realtà dipendente dalle sole proprietà del sensore), sono stati stimati per i run relativi a differenti dispositivi e configurazioni di telescopio negli anni fra il 2002 ed il 2004.

Il termine legato all'incertezza nell'interpolazione delle traiettorie, σ_{χ^2} , è pressoché costante per tutti i sensori analizzati e per le differenti annate di test. Esso varia da $3.9 \pm 0.2 \mu\text{m}$ per LBL22 non irraggiato (2003) a $5.1 \pm 0.2 \mu\text{m}$ per AMS310b irraggiato (2002).

Il limite superiore della risoluzione intrinseca del telescopio, σ_{tel} , non supera $5.1 \pm 0.5 \mu\text{m}$ (sensori non irraggiati) e $5.7 \pm 0.4 \mu\text{m}$ (sensori irraggiati) nei run del 2002-2003. Nel 2004 il telescopio offre prestazioni superiori; i limiti misurati sono di $2.6 \pm 0.4 \mu\text{m}$ e $3.4 \pm 0.5 \mu\text{m}$ rispettivamente per sensori non irraggiati ed irraggiati.

Alle condizioni standard di taglio il miglioramento delle risoluzioni intrinseche dei sensori rispetto ai dati affetti da incertezze del telescopio è quantificabile, in valore medio nel corso del biennio 2002-2003, mediante un termine

di $4.7/\cos\phi \mu\text{m}$ da sottrarre in quadratura (dispositivi non irraggiati). Per i rivelatori irraggiati esso aumenta a $6.4/\cos\phi \mu\text{m}$. Nel 2004 i numeri scendono rispettivamente a $4.6/\cos\phi \mu\text{m}$ e $4.8/\cos\phi \mu\text{m}$. L'incertezza riconducibile al telescopio è in definitiva superiore nel 2002-2003 rispetto al 2004.

5.5 Risoluzione digitale lungo x

La coordinata della traiettoria ricostruita con algoritmo digitale è quella del centro di massa geometrico del cluster prodotto. La carica raccolta dai singoli pixel, purché superiore alla soglia hardware del discriminatore, non gioca alcun ruolo.

L'ampiezza dell'intervallo entro il quale si è confidenti passi la particella (per definizione, la risoluzione spaziale), è legata al pitch ed alla popolazione relativa al cluster considerato (paragrafo 5.2). Per un assegnato sensore quest'ultima dipende essenzialmente dall'angolo di incidenza del fascio.

Trascurando gli effetti non geometrici (inefficienze, raggi δ , scattering della particella, fenomeni capacitivi), sono permesse solo due differenti dimensioni di cluster per ogni assegnato angolo. La risoluzione digitale è migliore quando le molteplicità sono ugualmente popolate: in questo caso essa vale $25/\sqrt{12}=7.2 \mu\text{m}$. All'opposto, quando tutti i cluster tendono ad assumere la medesima dimensione, la risoluzione evidenzia il suo peggior valore: $50/\sqrt{12}=14.4 \mu\text{m}$. Come precedentemente evidenziato oltre il 90% dei eventi è riferibile, per ogni angolo, a due sole dimensioni di cluster. La presenza di molteplicità spurie peggiora le risoluzioni teoriche. Ognuna di esse contribuisce ai residui con un termine più grande di $25 \mu\text{m}$ per ogni grado di molteplicità in eccesso (o in difetto) rispetto a quelle geometricamente permesse (figura 5.2).

In figura 5.21 e 5.22 sono illustrati gli andamenti della risoluzione digitale per alcuni dei sensori studiati. Ad incidenza normale la presenza non trascurabile di cluster a due hit mantiene il valore della risoluzione inferiore a $50/\sqrt{12}=14.4 \mu\text{m}$. La larghezza della regione 2Δ di charge sharing, che determina l'abbondanza di tali cluster, è quindi legata al valore della risoluzione 0° : la risoluzione migliora quando tale regione è più estesa. In generale i rivelatori con buona attitudine di raccolta di carica e di charge sharing, per i quali la dimensione media del cluster tende ad essere maggiore, manifestano migliori risoluzioni digitali ad incidenza normale. Di norma i sensori irraggiati, mediamente caratterizzati da cluster più piccoli, hanno peggiore risoluzione digitale [44].

Il compendio delle risoluzioni digitali ad incidenza normale è illustrato in tabella 5.5. I chip IZMc e AMS310b mostrano una superiore attitudine alla charge sharing, circostanza che, nonostante l'irraggiamento, ne determina il primato nei valori di risoluzione a 0° .

Le curve in figura 5.21 sono ottenute applicando il taglio in qualità standard. In figura 5.22 è sottratta l'incertezza del telescopio. Da essa si evince che la risoluzione dei sensori irraggiati migliora più sensibilmente di quella dei non irraggiati. La causa è la maggior quantità di materiale attraversato dal fascio nei run con dispositivi irraggiati, che peggiora l'incertezza del telescopio.

Ad incidenza normale, dopo la detrazione del termine del telescopio, la graduatoria dei sensori basata sulle risoluzioni digitali si avvicina maggiormente a quella delle dimensioni medie dei cluster. Questa è un'ulteriore conferma che

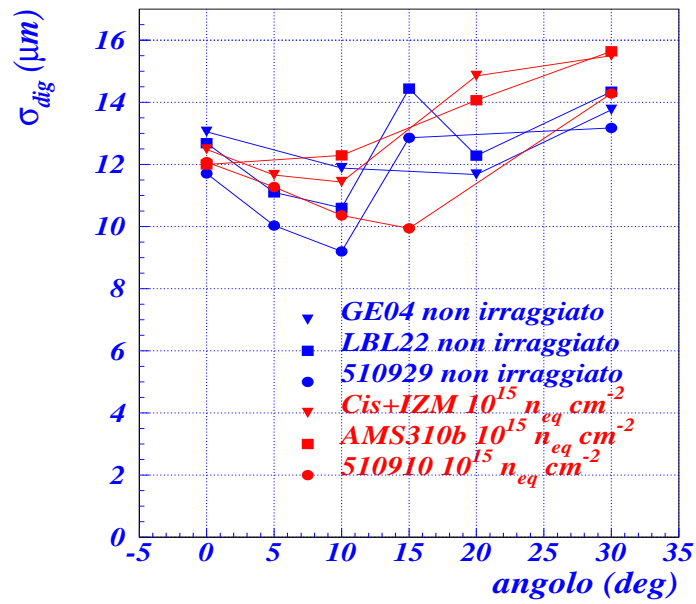


Figura 5.21: Risoluzione digitale in funzione dell'angolo per sensori irraggiati e non. I dati si riferiscono al taglio standard in χ^2 .

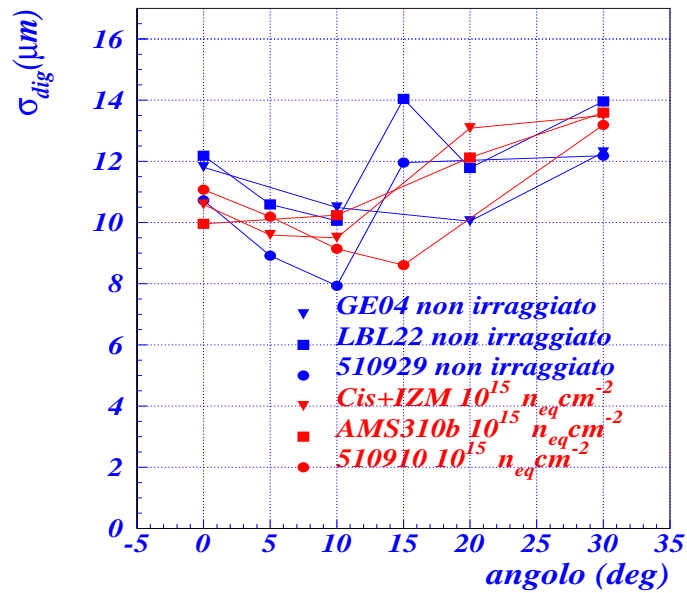


Figura 5.22: Stesso grafico di figura 5.21 ma con detrazione del contributo alla risoluzione del sensore dovuto al telescopio. Il miglioramento delle risoluzioni è più marcato per i sensori irraggiati.

il comportamento intrinseco dei rivelatori è rappresentato più fedelmente una volta sottratta l'incertezza del telescopio.

All'aumentare dell'angolo d'incidenza i cluster a doppio hit diventano più popolati e la risoluzione digitale diminuisce fino ad un minimo che si realizza quando gli hit singoli e doppi diventano equiprobabili. La dimensione media del cluster è, in questa circostanza, semi-intera. Superato questo limite si verifica un peggioramento che ha termine in un massimo nel quale i cluster presentano una sola molteplicità dominante (dimensione media dei cluster intera).

Si riscontra un comportamento oscillante al variare dell'angolo, in cui la posizione dei minimi e dei massimi dipende dalle caratteristiche del sensore (depletion depth, soglia del discriminatore, carica raccolta per unità di percorso). La frequenza di oscillazione è maggiore per i sensori non irraggiati poiché essi sono caratterizzati da una dimensione media del cluster maggiore. Per i dispositivi irraggiati studiati le posizioni degli estremanti sono in media 2°- 4° al di sopra degli angoli per i non irraggiati.

In figura 5.23 le risoluzioni digitali intrinseche del modulo LBL22 (non irraggiato) e del chip IZMc (irraggiato) sono confrontate con le previsioni del modello geometrico che descrive la dimensione dei cluster al variare dell'angolo (curva tratteggiata). I dettagli del modello verranno richiamati nel successivo capitolo. La curva attribuisce alla risoluzione un comportamento oscillante caratterizzato da estremanti pari a $25/\sqrt{12}$ μm e $50/\sqrt{12}$ μm . La sua espressione analitica è la seguente:

$$\sigma_{dig}^{geo} = \frac{p}{\sqrt{12}} \sqrt{[n-1-X]^3 + [2-n+X]^3} = \sqrt{f_{n-1}\sigma_{n-1}^2 + f_n\sigma_n^2}$$

ove

$$X = \frac{D \tan \phi}{p} - \frac{2t \sin \phi}{p}; \quad f_{n-1} = n-1-X; \quad f_n = 2-n+X$$

$$\sigma_{n-1} = f_{n-1} \frac{p}{\sqrt{12}}; \quad \sigma_n = f_n \frac{p}{\sqrt{12}} \quad (5.9)$$

Sensore	GE 04	LBL 20	LBL 22	IZMc	AMS 310b	510 929	510 910	510 689
Fluenza ($n_{eq} \text{cm}^{-2}$)	0	0	0	10^{15}	10^{15}	0	10^{15}	10^{15}
V bias	150	150	150	600	600	150	600	600
Spessore (μm)	250	250	250	250	250	250	250	250
Depletion depth (μm)	250	250	250	222	233	250	187	150
Min. σ_{dig} misurata (μm)	10.0	9.7	10.1	9.5	10.2	7.9	8.6	9.2
Angolo del minimo	20°	10°	10°	10°	10°	10°	15°	15°
Min. σ_{dig} teorica (μm)	9.5	9.3	9.2	9.1	9.5	8.5	8.6	9.0
Angolo minimo teorico	7.5°	8.5°	8.3°	9.1°	9.1°	9.4°	15.6°	17.9°
σ_{an} a tale angolo (μm)	7.0	7.5	7.7	6.8	7.0	5.0	7.0	8.9
Min. σ_{an} misurata (μm)	6.1	6.7	7.2	6.3	6.0	4.7	6.8	7.7
Angolo del minimo	10°	10°	10°	10°	10°	10°	15°	15°
Min. σ_{an} stimata (μm)	6.0	6.5	7.0	6.3	5.9	3.9	6.8	7.7
Angolo del minimo	11.0°	11.5°	11.5°	10.0°	10.5°	13.0°	14.0°	14.0°
Incidenza normale:								
Ris. digitale (μm)	11.8	11.6	12.2	10.6	10.0	10.7	11.1	11.8
Ris. analogica (μm)	11.7	11.4	12.1	10.3	9.6	10.6	10.9	11.7
Charge sharing (μm)	9.7	10.8	9.6	13.8	14.8	8.7	8.2	5.6

Tabella 5.5: Caratteristiche di risoluzione e proprietà dei dispositivi studiati. Il minimo valore teorico della risoluzione digitale ed il relativo angolo sono ricavati dalla relazione 5.9. Le medesime grandezze per la risoluzione analogica sono dedotte dalla curva che interpola i dati. L'incertezza del telescopio è sottratta.

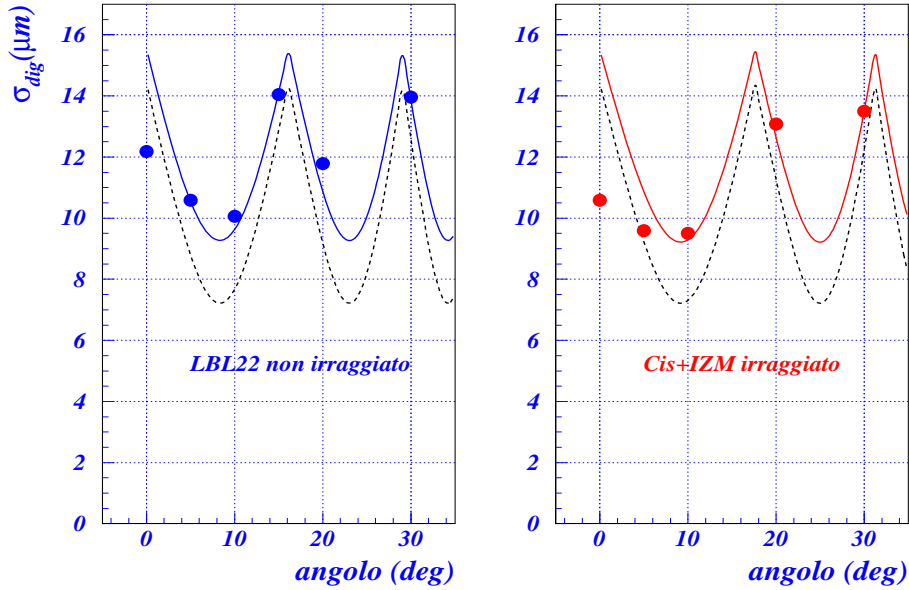


Figura 5.23: Confronto fra le risoluzioni digitali al netto del contributo del telescopio e le previsioni teoriche. Le curve tratteggiate hanno carattere puramente geometrico. Le curve continue sono corrette mediante l'informazione relativa alle molteplicità spurie. La frequenza di oscillazione e la posizione degli estremanti sono ricavate utilizzando soglia e depletion depth misurate.

I termini σ_n e σ_{n-1} sono i contributi alla risoluzione digitale dati da ciascuna delle molteplicità previste ($n-1$ e n), le frequenze $f_{n-1,n}$ sono le relative frazioni di popolazione. La loro somma dà 1, considerato che il modello non tiene conto della presenza di molteplicità spurie di origine non geometrica. Il peso di queste ultime è illustrato in tabella 5.1.

Il modello geometrico, non includendo l'effetto delle molteplicità spurie, sottostima sistematicamente le risoluzioni misurate. Nota la frazione di cluster non geometrici è tuttavia possibile quantificare, in prima approssimazione, il peggioramento della risoluzione riconducibile alle molteplicità spurie ed ottenere un'espressione in grado di riprodurre le risoluzioni digitali al variare dell'angolo del fascio. A tale scopo si introduce il termine Y che, come i singoli contributi delle molteplicità geometriche, va sommato in quadratura alla risoluzione ottenuta in 5.9. La sua espressione è data da:

$$Y = \frac{p}{\sqrt{12}} \sqrt{\sum_{m \text{ spurie}} f_m [3k_m^2 + 1]} \quad (5.10)$$

ove f_m è la popolazione frazionaria relativa alla molteplicità m e k_m la differenza fra il numero di hit di un cluster spurio (m) e quello del cluster geometrico di dimensione più prossima¹⁰. La somma è estesa a tutte le molteplicità non

¹⁰Tale scelta è frutto di due semplificazioni. Da un lato si assume che gli hit spuri associati ad una traccia interessino essenzialmente i pixel più vicini ad essa. Tale circostanza si

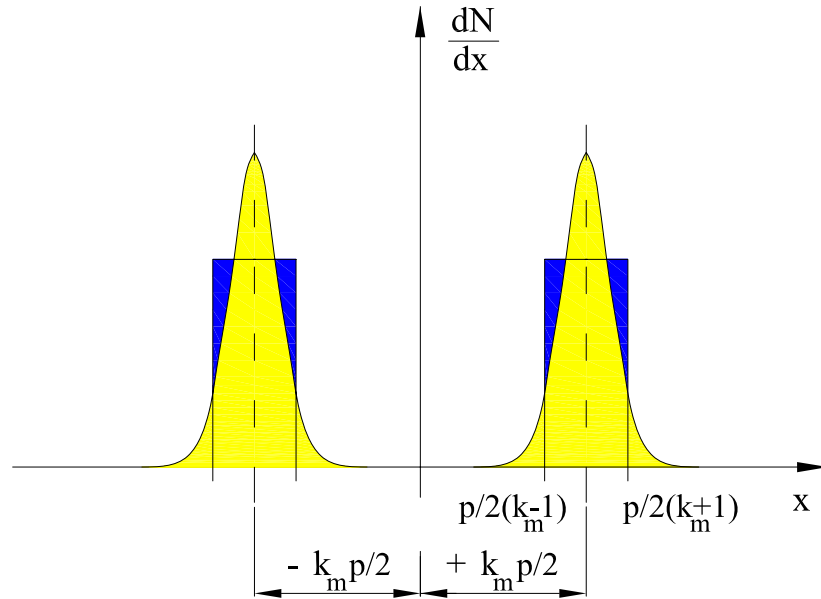


Figura 5.24: Rappresentazione schematica della distribuzione dei residui per molteplicità spurie di ordine k_m .

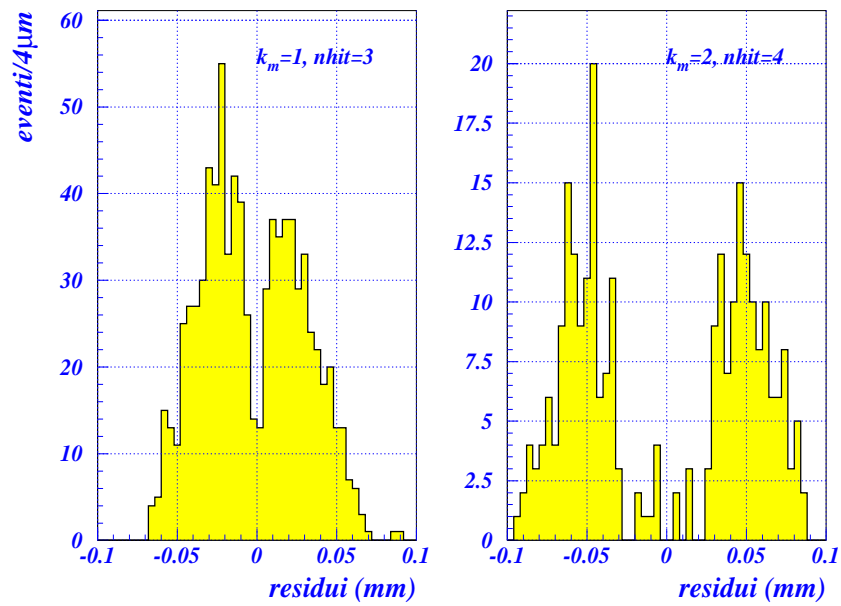


Figura 5.25: Distribuzione dei residui per cluster a molteplicità spuria. A sinistra: cluster formato da 3 hit avente $k_m=1$; i due rami delle distribuzioni sono posizionati a $\pm 25 \mu\text{m}$. A destra: cluster formato da 4 hit con $k_m=2$; i picchi di distribuzione sono centrati attorno a $\pm 50 \mu\text{m}$. Il sensore analizzato è LBL22 con fascio incidente a 15° .

previste geometricamente.

L'espressione del termine Y si ricava osservando che ciascuna molteplicità spuria contribuisce ai residui con una distribuzione traslata di $\pm p/2$ per ogni pixel di differenza rispetto alla dimensione del cluster geometrico (figura 5.24 e 5.25). La distribuzione è assunta uniforme sull'intera larghezza del pitch, semplice schematizzazione del comportamento riscontrato nei plot dei residui. Il contributo alla risoluzione di ogni molteplicità spuria m vale allora:

$$\sigma_m^2 = \int_{p/2(k_m-1)}^{p/2(k_m+1)} dx x^2 / \int_{p/2(k_m-1)}^{p/2(k_m+1)} dx = \frac{p^2}{12} [3k_m^2 + 1] \quad (5.11)$$

I contributi delle diverse molteplicità spurie vanno sommati in quadratura con peso dato dalla frequenza f_m . Si ottiene:

$$Y^2 = \sum_m f_m \frac{p^2}{12} [3k_m^2 + 1] \quad (5.12)$$

da cui in virtù della 5.9

$$\sigma_{dig} = \frac{p}{\sqrt{12}} \sqrt{f_{n-1}^3 + f_n^3 + \sum_m f_m [3k_m^2 + 1]} = \sqrt{(\sigma_{dig}^{geo})^2 + Y^2} \quad (5.13)$$

L'espressione grafica della relazione così corretta è data dalla curva continua di figura 5.23. Nella regione in cui i fenomeni dominanti sono di natura geometrica ($\phi > 10^\circ$) i valori misurati mostrano un buon accordo con il modello. Questa è un'ulteriore conferma della ragionevolezza del procedimento adottato di detrazione dell'incertezza del telescopio.

5.6 Risoluzione analogica lungo x

La ricostruzione analogica della posizione origina, non appena l'angolo di incidenza si allontana da zero, risoluzioni sistematicamente migliori di quelle digitali (figura 5.26). La frazione di hit singoli diminuisce progressivamente e l'interpolazione della carica è resa possibile per un numero sempre maggiore di eventi.

In figura 5.27 sono considerate le distribuzioni dei residui digitali ed analogici per fascio a 0° e 10° . A 0° il numero di hit singoli è largamente dominante (80% per il sensore in esame). La risoluzione analogica risultante non si discosta significativamente da quella digitale, sia perché l'interpolazione della carica interessa un numero limitato di cluster (20%), sia perché essa interviene a migliorare delle risoluzioni (digitali) piccole in partenza. Al crescere dell'angolo, in

dimostra essere molto probabile ma non esclusiva: si tende a sottostimare il contributo alla risoluzione dato da hit spuri spostati di due posti ($50 \mu\text{m}$) rispetto alla posizione della traiettoria carica. In seconda istanza si trascura la presenza di cluster che, seppur di dimensione geometricamente ammessa, contengono o mancano di un hit spurio. La prima approssimazione è ritenuta accettabile poiché, come si evince dalla tabella 5.1, il numero di cluster spuri dipende in modo sostanziale dalla popolazione della molteplicità geometrica più prossima e molto poco da quella più remota. Gli effetti della seconda semplificazione sono in parte mitigati dall'aver conservativamente assunto una distribuzione uniforme dei residui all'interno delle molteplicità geometriche. Alla luce di tali approssimazioni, agenti in una stessa direzione, la nuova espressione assume il ruolo di estremante inferiore per le risoluzioni digitali.

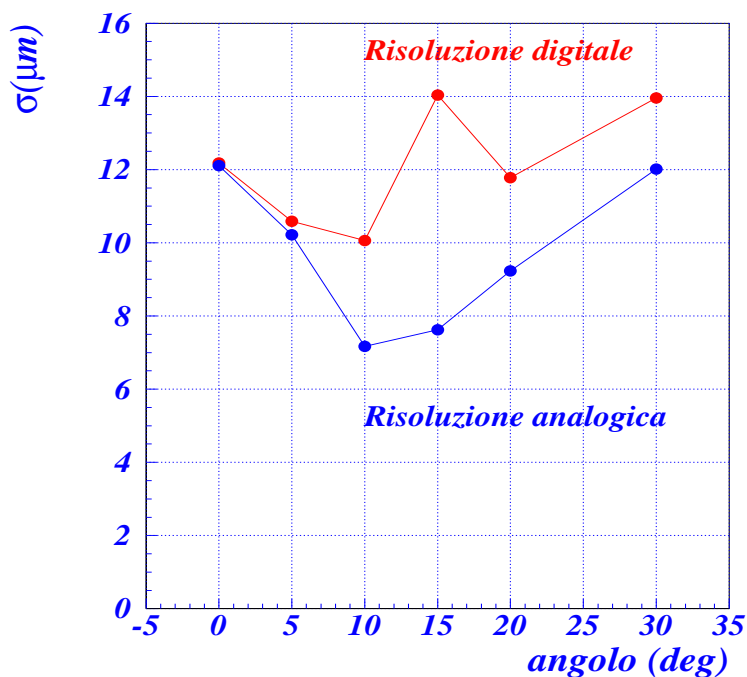


Figura 5.26: Confronto fra la risoluzione digitale ed analogica del modulo non irraggiato LBL22 al variare dell'angolo di incidenza.

figura è illustrato il comportamento a 10° , i cluster a due hit diventano maggioritari (circa il 60%) e l'interpolazione apporta un evidente miglioramento come mostrato in figura 5.26.

La risoluzione analogica continua a migliorare fino a quando gli hit singoli diventano trascurabili. La loro scomparsa si verifica, per sensori non irraggiati con uno spessore di $250 \mu\text{m}$, attorno rispettivamente a 16° (soglia di $3000 e^-$) e 18° (soglia di $4000 e^-$). Per i dispositivi irraggiati esaminati il fenomeno si manifesta ad angoli di circa 5° superiori.

Il peggioramento della risoluzione analogica ha in realtà inizio qualche grado prima dei limiti appena citati. Ne è causa la diminuzione della carica raccolta dal pixel all'aumentare dell'angolo, conseguenza della larghezza finita del pitch ($50 \mu\text{m}$ in direzione x). Essa costringe la variabile $\eta = q_l / (q_r + q_l)$ entro un intervallo di valori sempre più piccolo (figura 5.28). Viene enfatizzata l'importanza delle fluttuazioni di Landau della carica e di quelle della soglia hardware rispetto al segnale netto medio causando il deterioramento, in ultima analisi, della correlazione fra carica e posizione calcolata dall'algoritmo analogico. Dall'analisi geometrica si stima che questo fenomeno diventi dominante a circa 11° per i sensori non irraggiati e 13° per quelli irraggiati. Questa lieve differenza è dovuta alla diversa profondità di svuotamento ed è ulteriormente attenuata dal fenomeno della charge trapping, a causa del quale l'altezza del segnale in carica di sensori irraggiati comincia a diminuire prima di quanto non sia atteso geometricamente. I minimi di risoluzione misurati sono molto prossimi ai valori così previsti (figure 5.29, 5.30 e tabella 5.5).

L'ulteriore aumento dell'angolo fa registrare solo cluster formati da più di un pixel. La loro dimensione media aumenta e, di conseguenza, le cariche ai pixel estremali diventano progressivamente più piccole e fra loro più simili. Ne risultano valori di η che variano in un intervallo sempre più stretto con un derivante ulteriore indebolimento della correlazione posizione-carica, da cui un peggioramento della risoluzione.

Le risoluzioni digitali hanno un comportamento oscillante che attraversa l'angolo del miglior valore della risoluzione analogica a metà strada fra un proprio minimo ed un proprio massimo. Questo si verifica sotto qualunque stato di irraggiamento poiché entrambi gli andamenti si spostano approssimativamente del medesimo angolo. È interessante osservare che la regione angolare in questione, fra gli 11° ed i 13° , è popolata lungo tutto l'arco di funzionamento di ATLAS (tabella 5.2). Il guadagno in risoluzione ottenuto con l'algoritmo analogico è pertanto significativo attraverso l'intera vita operativa del sensore.

I dispositivi non irraggiati, come i moduli LBL20, LBL22 e 510929, mostrano un miglioramento di risoluzione attorno a $7 \mu\text{m}$. Ad angoli più grandi la differenza si mantiene inferiore a $4 \mu\text{m}$. Per i dispositivi irraggiati il miglioramento analogico osservato è sostanzialmente comparabile con quello dei non irraggiati.

La migliore risoluzione analogica misurata per sensori non irraggiati è $4.7 \mu\text{m}$ a 10° ($6.6 \mu\text{m}$ senza sottrazione dell'incertezza del telescopio). Essa è relativa al modulo 510929 in un run del 2004. Per i dispositivi irraggiati il miglior valore ottenuto è $6.0 \mu\text{m}$ a 10° ($9.1 \mu\text{m}$ senza sottrazione dell'incertezza del telescopio),

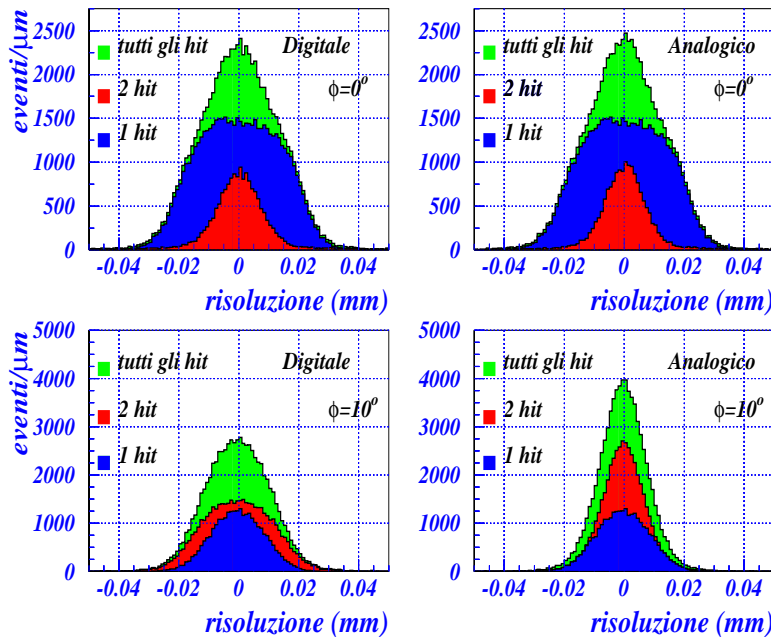


Figura 5.27: Distribuzione dei residui digitali (a sinistra) ed analogici (a destra) per il sensore LBL22. La diversa larghezza dei residui analogici complessivi a 0° e 10° , istogramma in verde, è dovuta alla differente popolazione di cluster a 2 hit.

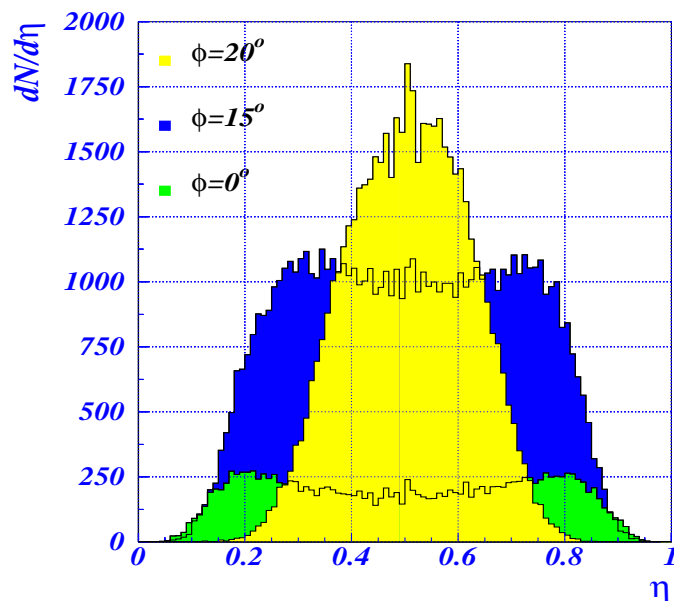


Figura 5.28: Distribuzione di η per cluster a due hit per il modulo LBL22. Lo spettro dei possibili valori di η si stringe all'aumentare dell'angolo. La correlazione di η con la posizione della traiettoria peggiora, senza che vi sia una contestuale diminuzione delle risoluzioni digitali della molteplicità considerata (per cluster a 2 hit la risoluzione vale $7.5 \mu\text{m}$ a 0° , $14.1 \mu\text{m}$ a 15° e $12.8 \mu\text{m}$ a 20°). Complessivamente la stima analogica peggiora.

ottenuta dal chip AMS310b in un run del 2002.

La risoluzione analogica dipende, come detto, dalla quantità di carica raccolta ai pixel estremali del cluster: maggiore è il numero di elettroni misurati per unità di lunghezza della traiettoria, più accurata è la relazione fra variabile η e posizione della particella. I sensori non irraggiati come il modulo 510929 o il chip GE04, caratterizzati da migliori doti di raccolta di carica, sono in cima alla graduatoria delle risoluzioni. Fra i non irraggiati l'eccezione è rappresentata dai moduli LBL20 e LBL22, per i quali si osserva una raccolta dell'ordine di $70\text{-}75 e^-/\mu\text{m}$ (in confronto ai circa $100 e^-/\mu\text{m}$ raccolti da GE04 e 510929) ed una risoluzione contestualmente peggiore.

Anche l'uniformità di raccolta gioca un ruolo importante: inefficienze localizzate implicano un'errata attribuzione della posizione della traccia. Il dispositivi GE04 e modulo 510929 beneficiano di un miglior comportamento anche sotto questo profilo. Le migliori risoluzioni misurate per GE04 e LBL22 sono $6.0 \mu\text{m}$ a 10° e $6.9 \mu\text{m}$ a 10° rispettivamente. Il design dei sensori non irraggiati studiati nel 2004 si dimostra in generale superiore a quello dei dispositivi del 2002-2003.

L'irraggiamento deteriora la risoluzione analogica attraverso due meccanismi: la riduzione della profondità della regione svuotata, che limita in modo geometrico la carica prodotta dal passaggio della particella nel sensore, e la charge trapping, che attenua il flusso dei portatori di carica nel loro tragitto verso all'elettrodo di misura. I sensori IZMc e 510910 manifestano, in condizio-

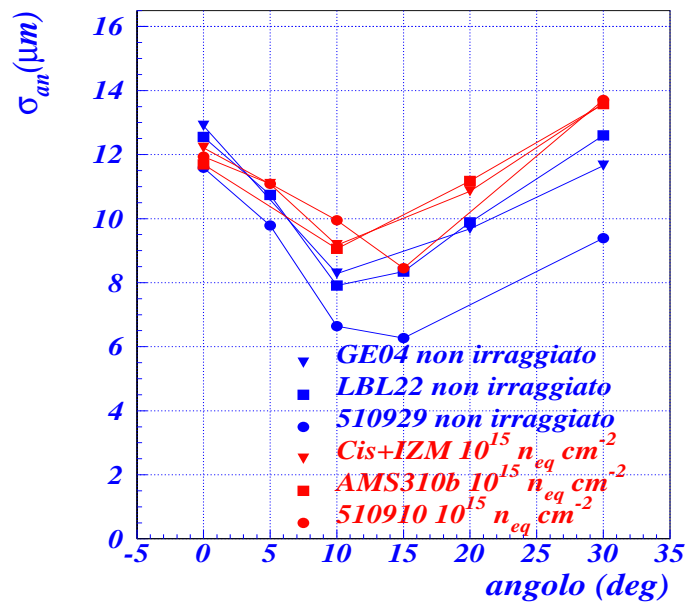


Figura 5.29: Risoluzione analogica in funzione dell'angolo per sensori irradiati e non. I dati si riferiscono al taglio standard in χ^2 .

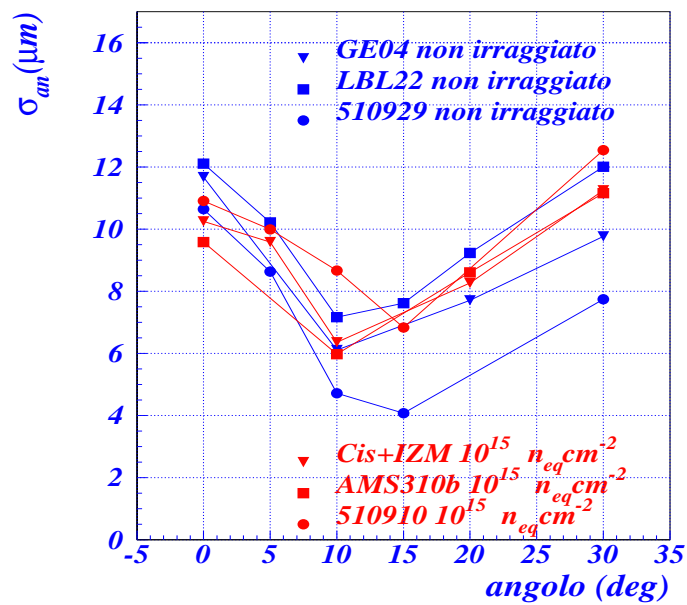


Figura 5.30: Stesso grafico di figura 5.29 ma con detrazione del contributo alla risoluzione del sensore dovuto al telescopio. Come per le risoluzioni digitali, il miglioramento delle risoluzioni è più marcato per i sensori irradiati.

ni di incidenza non normale, i peggiori valori di risoluzione analogica fra tutti i dispositivi studiati. Il chip AMS310b è meno sensibile agli effetti dell'irraggiamento grazie alla superiore tolleranza alla radiazione del suo design (radiation hardness). La carica raccolta da AMS310b per unità di lunghezza, $85 e^-/\mu\text{m}$ a $43 \mu\text{m}$ di profondità media¹¹, è paragonabile al valore misurato per il chip IZMc ma superiore ai circa $70 e^-/\mu\text{m}$ del modulo 510910. La maggiore depletion depth ($232.7 \pm 1.1 \mu\text{m}$ per AMS310b, $221.8 \pm 0.9 \mu\text{m}$ per IZMc) spiega la superiorità del primo sul secondo. Le migliori risoluzioni misurate per IZMc e 510910 sono $6.9 \mu\text{m}$ a 10° e $7.0 \mu\text{m}$ a 15° rispettivamente.

La tabella 5.5 compendia i risultati dell'analisi sulle risoluzioni collegandoli con le proprietà dei dispositivi testati.

5.7 Risoluzione in presenza di campo magnetico

Le misurazioni condotte nell'ambito del presente lavoro non hanno direttamente coinvolto sensori immersi in campo magnetico. Come sottolineato nel capitolo 4 questa è tuttavia l'effettiva condizione di lavoro in ATLAS. In questo paragrafo vengono descritti gli effetti sulla risoluzione di maggior peso e citati alcuni risultati reperibili in letteratura ([45], [47] e [44]).

La presenza del campo magnetico è prevista traslare le variabili aventi una

¹¹Essendo la carica raccolta in sensori irraggiati funzione della profondità, ci si riferisce per convenzione alla traiettoria più superficiale che attraversa l'intera larghezza del pixel a 30° .

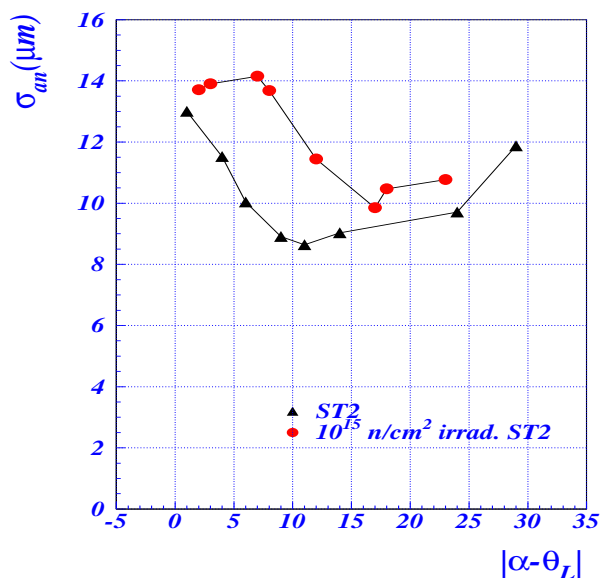


Figura 5.31: Risoluzione analogica per un sensore di tipo Single Tile 2 (ST2), di spessore $280 \mu\text{m}$, in condizione non irraggiato ed irraggiato. Il sensore è descritto nel capitolo 3. La variabile angolare è definita dalla differenza fra angolo del fascio ed angolo di Lorentz. L'incertezza del telescopio non è sottratta.

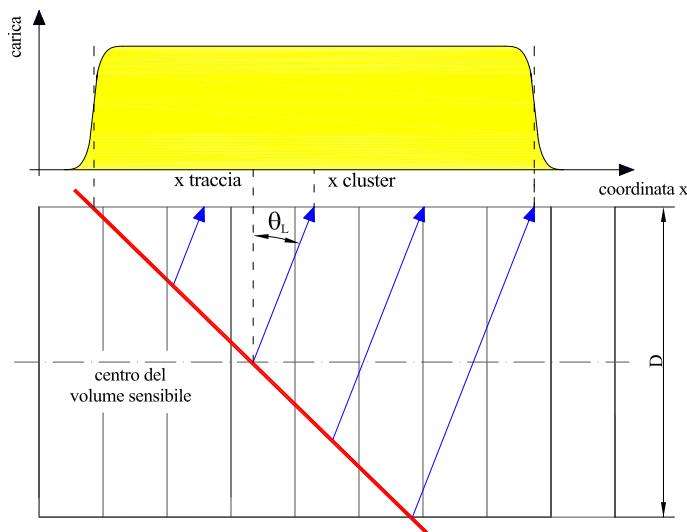


Figura 5.32: La forza di Lorentz agente sui portatori di carica del sensore provoca una traslazione del centro di massa del cluster.

dipendenza angolare di una quantità uguale all'angolo di Lorentz. Nella figura 5.31 è illustrato l'andamento della risoluzione analogica di sensori irraggiati e non irraggiati in funzione dell'angolo effettivo $\phi - \Theta_L$. Esso è del tutto simile all'andamento mostrato in figura 5.29 e 5.30 ed a quello che i medesimi dispositivi fanno registrare in assenza di campo magnetico, pur con un lieve peggioramento delle risoluzioni. Quest'ultimo si dimostra peraltro consistente con il misurato incremento dell'incertezza del telescopio, attribuibile a sua volta all'aumento del numero di parametri necessari per interpolare la traiettoria (essi passano da 2 per la retta a 3 per la parabola, legge scelta per interpolare i 4 punti sui piani del telescopio in presenza di campo). Un maggior numero di parametri liberi da determinare genera infatti maggiore incertezza nella loro stessa determinazione.

Il campo magnetico introduce anche uno spostamento della coordinata ricostruita di una quantità pari a $D/2 \times \tan \Theta_L$ (figura 5.32). Questo spostamento dipende, attraverso Θ_L , da tensione di Bias e temperatura del sensore. Per tale motivo esso è previsto variare nel corso della vita operativa del rivelatore a pixel. Poiché l'allineamento dei moduli in ATLAS è effettuato attraverso le tracce fisiche generate dai fasci di LHC, le variazioni dell'angolo di Lorentz vengono visualizzate come spostamenti relativi fra i dispositivi. Gli effetti dell'angolo di Lorentz devono essere pertanto previsti con grande precisione, onde poter discriminare gli spostamenti virtuali da esso indotti da quelli meccanici, reali [45].

5.8 Risoluzione lungo la direzione y

La risoluzione lungo la direzione y (nel barrel di ATLAS definita come direzione z , quella dei fasci) non è critica per la fisica studiata quanto quella nel piano $R\phi$. È tuttavia possibile applicare anche ad essa degli accorgimenti atti a migliorarne

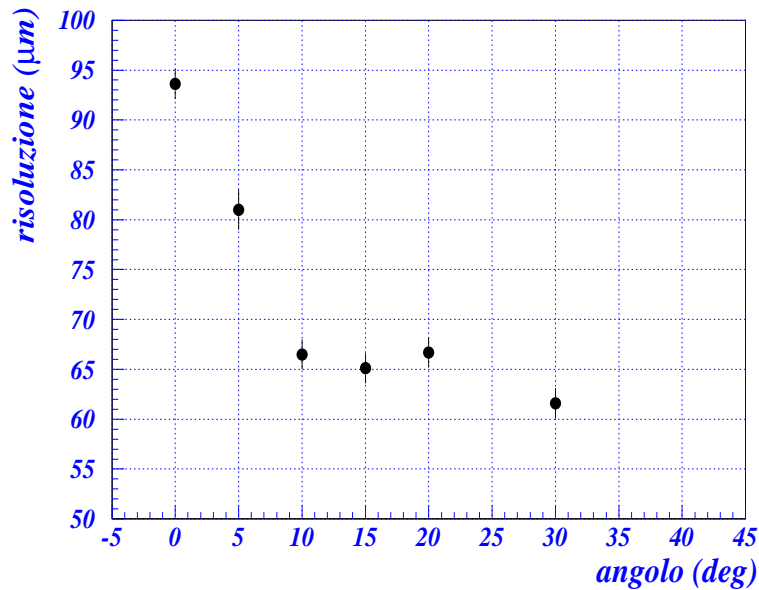


Figura 5.33: Risoluzione nella direzione del lato lungo del pixel in funzione dell'angolo di incidenza del fascio per un'architettura a mattoni.

il valore. A piccoli angoli di incidenza la regione di charge-sharing è trascurabile in relazione alla dimensione di $400 \mu\text{m}$ del pixel. Essa non influenza la risoluzione in termini apprezzabili, tanto che la distribuzione dei residui risulta piatta fra $-200 \mu\text{m}$ e $+200 \mu\text{m}$ e caratterizzata da una *rms* di $115 \mu\text{m}$.

A circa 45° nel piano $y-z$ ¹² i cluster formati da uno e due pixel in direzione y sono equiprobabili; a 60° si verifica la scomparsa degli hit singoli. Tenuto conto che l'accettanza angolare dei tre strati del barrel è di 70° circa si può osservare che la tecnica di ricostruzione analogica della posizione ha, in direzione y , un campo di applicabilità limitato.

Un miglioramento della risoluzione in y anche a piccoli angoli è realizzabile tramite l'uso della distribuzione di carica in direzione x . Sono stati progettati e testati [60] sensori con un'architettura di tipo a mattone. In essi i pixel appartenenti a colonne adiacenti sono sfalsati di $200 \mu\text{m}$ in direzione y . Per hit singoli la distribuzione dei residui che si registra con architettura a mattone è la medesima di quella per sensori a configurazione ordinaria. Le differenze emergono non appena si manifesta charge sharing in direzione x (ovvero quando più di una colonna, a prescindere dal numero, è attivata): in questo caso è attesa una distribuzione piatta di larghezza 200μ con conseguente *rms* di $58 \mu\text{m}$.

L'andamento della risoluzione così ottenuta al variare dell'angolo nel piano $x-z$ è illustrato in figura 5.33 [38]. La scansione copre un intervallo angolare fra 0° e 30° . La risoluzione migliora al diminuire degli hit singoli, che passano dal 54% a 0° al 2% a 30° , fino ad un valore costante di circa $62 \mu\text{m}$ - $67 \mu\text{m}$ fra 10° e 30° . Differentemente dall'andamento riscontrato in x al raggiungimento

¹²Le valutazioni qui riportate sono relative a sensori non irraggiati. Per dispositivi irraggiati gli angoli aumentano.

del minimo non si manifesta un successivo peggioramento della risoluzione. In questo caso, infatti, non si fa uso dell'informazione sulla carica raccolta dal pixel ma semplicemente del fatto che essa abbia superato la soglia. Al contrario, l'aumento della dimensione del cluster può indurre un lieve miglioramento delle risoluzioni in y per aumento della statistica. Nessuna variazione della risoluzione in x è stata invece osservata per i sensori con layout a mattone rispetto a quelli con design standard.

Nonostante gli incoraggianti risultati ottenuti nel testbeam questa soluzione non è stata implementata per i moduli di ATLAS a causa di problemi di natura costruttiva.

5.9 Conclusioni

La fisica che ATLAS è designato ad approfondire richiede elevate prestazioni di risoluzione spaziale da parte del rivelatore a pixel dell'Inner Detector. I dati del testbeam sono stati analizzati per accertare il raggiungimento degli obiettivi di risoluzione prefissati e per lo studio sistematico dell'influenza dei parametri operativi sulla prestazione assoluta, onde indirizzarne un eventuale tuning.

Il procedimento binario di ricostruzione della posizione (algoritmo digitale) e quello basato sull'informazione in carica registrata dai pixel del cluster (algoritmo analogico) sono definiti ed utilizzati nel calcolare le risoluzioni dei sensori studiati. Il requisito di riferimento prevede¹³ $\sigma(R\phi) \leq 12 \mu\text{m}$, con algoritmo digitale.

Sono stati posti in evidenza tanto il legame fra la dimensione del cluster e la risoluzione digitale/analogica, quanto alcune regolarità nella distribuzione delle dimensioni dei cluster al variare dell'angolo di incidenza, della dose di irraggiamento e della soglia del discriminatore. Tali regolarità forniscono la base per lo sviluppo e la verifica di un modello geometrico per la formazione dei cluster esposto nel successivo capitolo.

La relazione fra risoluzione digitale e popolazione dei cluster ha permesso di caratterizzare l'andamento oscillatorio della prima al variare dell'angolo di incidenza del fascio. Per il design dei sensori utilizzati in ATLAS si è osservato che il peggior valore di risoluzione digitale, $14 \mu\text{m}$ - $15 \mu\text{m}$, si verifica fra circa 15° (dispositivi non irraggiati) e 18° - 20° (dispositivi sottoposti a una fluena pari a 10 anni di operatività in ATLAS, 5 anni per il B-layer).

Alle condizioni di ATLAS l'angolo di incidenza effettivo nel B-layer del barrel, differenza fra tilt ed angolo di Lorentz, è atteso variare fra $7^\circ \pm 10^\circ$ ¹⁴ ($V_{\text{bias}} = -150 \text{ V}$, funzionamento iniziale) e $15^\circ \pm 10^\circ$ ($V_{\text{bias}} = -600 \text{ V}$, seconda metà della vita di ATLAS). Poiché il minimo di risoluzione digitale per sensori non irraggiati è a 8° - 9° la fase iniziale dell'esperimento sarà quella caratterizzata dalle migliori risoluzioni digitali. Nella seconda metà della vita operativa di ATLAS l'innalzamento della tensione di svuotamento porterà il sensore a pixel a misurare traiettorie con un angolo peggiore dal punto di vista della precisione di ricostruzione spaziale binaria.

Si è accertato che la misurazione della risoluzione dei sensori effettuata a partire dai dati del testbeam è influenzata, in maniera non trascurabile, dall'in-

¹³Valore mediato sulla pseudorapidità.

¹⁴Il range indicato rappresenta l'accettanza angolare del modulo derivante dalla sua dimensione finita e dalla sua planarità.

certezza del telescopio di microstrip. Si sono studiate metodologie per escludere tale contributo. Esse hanno evidenziato che il telescopio introduce un termine, sommato in quadratura alla risoluzione del sensore, il cui valore varia fra circa $5/\cos(\phi)$ e $7/\cos(\phi)$ μm per i run del 2002-2003 e fra $4/\cos(\phi)$ e $5/\cos(\phi)$ μm per i run del 2004.

Tutti i sensori studiati, irraggiati e non, sia testati nel 2002 e 2003 che nel 2004, hanno prodotto risoluzioni digitali con minimi compresi fra 9 μm e 10 μm ed un valore mediato sulla pseudorapidità prossimo a 11 μm , ampiamente sotto le prestazioni richieste. Tuttavia, in corrispondenza dello spread di angoli osservabili alle condizioni di lavoro previste in ATLAS, le risoluzioni digitali sono previste essere ben peggiori, fra 10 μm e 14 μm circa.

L'algoritmo analogico si dimostra un utile strumento per contenere il valore delle risoluzioni. Le misurazioni condotte hanno evidenziato che il guadagno rispetto alla strategia binaria è significativo sia in valore assoluto (le risoluzioni analogiche, in corrispondenza dei minimi di quelle digitali, sono in media 2 μm - 4 μm più piccole di esse; i minimi assoluti delle risoluzioni analogiche variano fra 4 μm e 8 μm), sia perché agli angoli effettivi di ATLAS le risoluzioni analogiche non si discostano in maniera sensibile dai rispettivi valori di minimo (in tale regione, per tutti i sensori analizzati, la risoluzione rimane fra 5 μm e 10 μm). Il miglioramento analogico è apprezzabile solo per incidenza non normale, laddove è significativa la presenza di cluster a due o più hit. Si è osservato che l'efficacia dell'algoritmo analogico dipende intimamente dalle doti di charge sharing e di uniformità di raccolta di carica del sensore.

In conclusione tutti i dispositivi studiati si sono dimostrati adeguati nel fornire le prestazioni attese in fase di progettazione dell'esperimento. Alle condizioni di lavoro in ATLAS, tuttavia, la risposta del Pixel Detector in termini di risoluzione è resa più potente dall'uso dell'algoritmo analogico di ricostruzione. Esso è in grado di produrre guadagni in risoluzione fino a 7 μm agli angoli operativi caratteristici. Il beneficio nell'uso di tale algoritmo si concretizza anche in una maggiore omogeneità delle prestazioni di ricostruzione spaziale al variare delle condizioni di irraggiamento.

La presenza del campo magnetico, caratteristica del funzionamento in ATLAS, influenza le prestazioni del sensore e le grandezze più rappresentative tramite la traslazione nell'angolo di incidenza di una quantità pari all'angolo di Lorentz. La risoluzione in direzione y è molto peggiore rispetto a quella in x a causa della dimensione 50 μm x 400 μm del pixel. Ad incidenza normale nel piano y - z il suo valore è circa 115 μm .

Capitolo 6

Modello geometrico per la ricostruzione della posizione in sensori non irraggiati

6.1 Introduzione

I benefici introdotti dalla strategia analogica di ricostruzione della posizione sono evidenziati nel capitolo 5. Il guadagno in precisione ottenibile sfruttando la correlazione fra variabile η e residui della traccia è evidente. L'algoritmo analogico presenta tuttavia due limiti:

1. Il suo impiego è reso complesso ed ineconomico dall'uso di una matrice di $(n+1 \times l \times m)$ ¹ coefficienti i quali, in aggiunta, dipendono dal grado di irraggiamento e dalle condizioni operative del sensore (paragrafo 5.3)
2. Il numero discreto di angoli coperti dalle misurazioni nel testbeam non permette di applicare il metodo analogico ad un ampio spettro di traiettorie riscontrabili in ATLAS.

Osservando la figura 5.10 appare evidente la possibilità di ridurre il numero di parametri di interpolazione richiesti approssimando l'andamento reale, per un'assegnata coppia angolo-molteplicità, con un'espressione di tipo lineare fra residui digitali a η . L'individuazione di eventuali regolarità, identificate nel modo in cui la legge lineare muta in funzione dell'inclinazione della traiettoria e della dimensione del cluster, permette un'ulteriore diminuzione dei coefficienti d'interpolazione e la possibilità di calcolo su uno spettro continuo di angoli della particella.

La deduzione dei due coefficienti necessari per l'interpolazione lineare, di come essi variano in funzione di angolo e molteplicità, si basa sulle osservazioni condotte in fase di testbeam. Tuttavia, all'interno di un insieme di dati la cui correlazione non è evidente a priori, la determinazione delle appropriate leggi di dipendenza appare problematica. Per tale motivo una parte del lavoro svolto

¹Dove n è il numero di valori scelti per interpolare l'integrale in η , l il numero di molteplicità riprodotte, m il numero di angoli di incidenza trattati.

è stato indirizzato alla formulazione di un modello di risposta del sensore al passaggio di una particella carica, mediante il quale descrivere il meccanismo di creazione dei cluster a partire dalla posizione nota della traiettoria. Il modello, al quale è richiesto di suggerire la forma delle relazioni ricercate, ha un carattere essenzialmente geometrico. Per la determinazione dei suoi parametri liberi e per valutarne la validità ci si affida al confronto con i dati disponibili. Da questa circostanza consegue che le relazioni lineari di interpolazione non sono dedotte direttamente dalle misurazioni effettuate nel testbeam.

Il presente capitolo descrive come è stato formulato il modello per sensori non irraggiati, le previsioni a cui esso conduce ed i risultati del confronto con le misurazioni effettuate. La comparazione fra le risoluzioni ottenute con algoritmo analogico e con algoritmo lineare conclude la trattazione dei dispositivi non irraggiati.

6.2 Formulazione del modello

6.2.1 Perdita di energia di una particella carica nel pixel

I meccanismi principali attraverso i quali una particella carica cede energia al mezzo attraversato sono riconducibili ai processi di ionizzazione ed eccitazione degli elettroni del materiale. Esiste un ulteriore canale di perdita di energia, legato all'emissione di radiazione per effetto della decelerazione causata dai campi elettrici atomici (*bremstrahlung*). Quest'ultima dà un contributo di norma trascurabile per particelle pesanti, ad eccezione di quelle caratterizzate un momento molto elevato (figura 6.1 [61]). Per i pioni usati nel testbeam, ad esempio, la perdita per *bremstrahlung* comincia ad essere rilevante per impulsi dell'ordine di 1 Tev/c . Per tale motivo la perdita radiativa non verrà trattata nel seguito.

L'energia media ceduta per unità di lunghezza è espressa dalla nota relazione di Bethe-Bloch [62]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Kz^2Z\rho}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (6.1)$$

ove Z , A , I , ρ sono rispettivamente il numero atomico, la massa atomica, il potenziale medio di eccitazione e la densità del materiale attraversato. Nella formula la particella incidente ha carica $+ze$ in valore assoluto e grandezze relativistiche β e γ . La costante K ha espressione:

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \quad (6.2)$$

con N_A numero di Avogadro, m_e massa dell'elettrone e r_e raggio classico dell'elettrone. Il termine $\delta/2$ rappresenta una correzione legata alla polarizzazione del mezzo, la quale scherma parzialmente la carica degli elettroni più lontani diminuendo l'energia che la particella incidente scambia con essi. Esso si oppone all'aumento di $|\frac{dE}{dx}|$ dovuto all'allargamento relativistico della componente trasversa del campo della particella, espresso nell'equazione 6.1 dal fattore $\ln(\beta^2 \gamma^2)$. A grandi energie [62] ($\beta\gamma > 100$) $\delta/2$ tende a:

$$\frac{\delta}{2} \rightarrow \ln\left(\frac{\hbar\omega_p}{I}\right) + \ln\beta\gamma - \frac{1}{2} \quad (6.3)$$

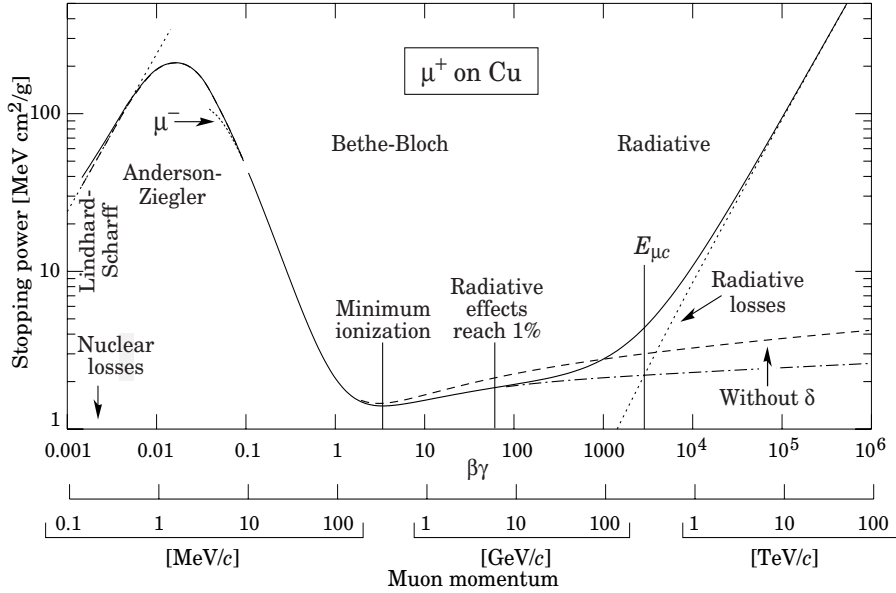


Figura 6.1: Perdita media di energia per unità di cammino di un muone positivo all'interno di rame. Il processo di eccitazione e ionizzazione è dominante per valori di $\beta\gamma = p/m_\mu c$ nel range $10^{-1} - 10^3$.

con $\hbar\omega_p/I$ denominata energia di plasma.

La grandezza T_{max} rappresenta la massima energia trasferibile ad un elettrone atomico in una singola collisione :

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (6.4)$$

nella quale M è la massa della particella incidente ($140 \text{ MeV}/c^2$, nel caso dei pioni del testbeam). In tabella 6.1 sono riassunti i valori delle grandezze introdotte relativamente al silicio [63]. In figura 6.2 sono riportate le curve di perdita di energia di fasci pioni che attraversano differenti materiali.

Dalla relazione di Bethe-Bloch si deduce che l'energia media ceduta da particelle relativistiche ed ultra-relativistiche è proporzionale allo spessore attraversato. L'affermazione cessa di essere valida qualora lo spessore sia sufficientemente grande da rallentare la particella a valori di $\beta\gamma \approx 4$.

Variabile	Nome	Valore
Z	Numero Atomico	14
A	Massa Atomica	28.09 g/mol
rho	Densità	2.33 g/cm^3
I	Potenziale medio di eccitazione	173 eV
$\hbar\omega_p/I$	Energia di plasma	$28.816 \sqrt{\rho \frac{Z}{A}} \text{ eV}$

Tabella 6.1: Proprietà del silicio

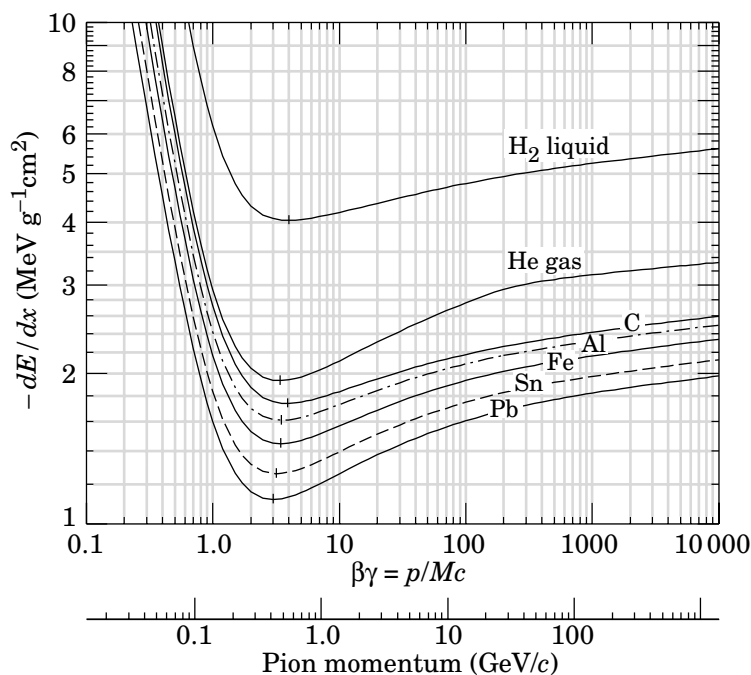


Figura 6.2: Perdita media di energia per unità di cammino (definito da $x\rho$) per un fascio di pioni. La curva relativa al silicio è ben approssimata da quella dell'alluminio, con un errore variabile fra il 5% ed il 10%.

La proporzionalità fra spessore dell'assorbitore ed energia media ad esso ceduta si traduce in un'analoga relazione fra lo spessore ed il numero medio di coppie elettrone-buca create. Nel silicio il fattore di proporzionalità comprende un ammontare di energia caratteristico, $E_{e-h}=3.6$ eV [64], necessario *in media* per generare una coppia di portatori di carica. Esso è maggiore del gap fra banda di valenza e di conduzione del silicio in virtù della porzione di energia non ionizzante ceduta, suddivisa in energia di eccitazione degli elettroni ed energia trasferita ai nuclei (eccitazione di fononi [61]).

La conoscenza del valore medio dell'energia persa dalla particella non caratterizza completamente il processo di interazione con il materiale attraversato. Attorno a tale valore si verificano fluttuazioni spesso di notevole entità, le quali sono determinate sia dalla variazione statistica del numero di collisioni particella-elettrone, sia dalla natura stocastica dell'ammontare di energia trasferita ad ogni singola collisione. Il valore medio, dominato da pochi eventi molto energetici, come la produzione di raggi δ , appare di frequente poco significativo nel caratterizzare le proprietà di perdita di energia. Per tale ragione si preferisce di norma fare riferimento al *valore più probabile* della distribuzione risultante degli eventi.

Lo spettro della fluttuazione di energia è stato dedotto per primo, in una forma approssimata, da Landau² [65]; egli si basò sulla teoria dello scattering

²Da allora le fluttuazioni di energia vengono comunemente definite fluttuazioni di Landau.

di Rutherford per elettroni atomici, assunti *liberi*, e non pose alcun limite all'energia trasferibile all'elettrone in una singola collisione al variare del momento della particella incidente. Successivamente Vavilov [66] modificò la distribuzione di Landau introducendo un valore massimo *finito* per il trasferimento di energia [67].

Il carattere delle fluttuazioni di energia viene definito dal valore del rapporto adimensionale

$$k = \frac{\xi}{T_{max}} \quad (6.5)$$

ove T_{max} è stato introdotto nell'equazione 6.4 e ξ si deduce dalla sezione d'urto di scattering alla Rutherford, essendo x (cm) lo spessore del materiale assorbitore:

$$\xi = \frac{2\pi z^2 e^4 N_A Z \rho x}{m_e \beta^2 c^2 A} = 153.5 \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \rho x \text{ keV} \quad (6.6)$$

Si distinguono tre differenti regioni [68]:

- $k \geq 10$. L'energia della particella è totalmente o in buona parte persa nell'assorbitore attraverso un numero elevato di piccoli trasferimenti. Per tale motivo si può applicare il teorema del limite centrale e rappresentare la distribuzione di energia ceduta mediante una distribuzione gaussiana. È questo il caso di particelle non relativistiche o di elevati spessori di assorbitore.
- $0.01 \leq k < 10$. Le fluttuazioni sono accuratamente descritte dalla funzione di Vavilov. Per $k > 10$ la distribuzione di Vavilov tende alla gaussiana.
- $k < 0.01$. È la condizione entro la quale si colloca il testbeam ($k \approx 10^{-6}$ - 10^{-5}). In essa è possibile rappresentare le fluttuazioni di energia tramite la distribuzione di Landau, a patto che lo spessore del materiale non sia così piccolo da rendere l'energia persa dalla particella comparabile con il potenziale medio di eccitazione. Questo limite deriva dall'assunzione nella teoria di Landau che le tipiche cessioni di energia siano grandi rispetto al legame degli elettroni atomici più interni. In altri termini deve valere $\xi/I \gg 1$. Convenzionalmente si pone limite alla validità della trattazione di Landau per $\xi/I > 50$. Sebbene tale condizione non sia pienamente soddisfatta alle condizioni del testbeam, la distribuzione di Landau si dimostra comunque in grado di approssimare con sufficiente accuratezza i dati ottenuti. Nel limite $k \rightarrow 0$ gli spettri di Landau e Vavilov diventano indistinguibili.

La distribuzione di Landau è espressa in termini di una funzione universale ϕ :

$$f_L(x, \Delta) = \frac{1}{\xi} \phi(\lambda)$$

Per rispetto della tradizione in questo testo si fa riferimento a tale denominazione anche in quelle circostanze nelle quali la distribuzione di Landau non descrive accuratamente il processo.

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{C-i\infty}^{C+i\infty} \exp(u + \ln u + \lambda u) du \quad (6.7)$$

nella quale $C=0.577215$ è la costante di Eulero, Δ è la perdita di energia reale e λ è definita da:

$$\lambda = \frac{\Delta - \Delta_{mp}}{\xi} + \lambda_0 \quad (6.8)$$

La funzione universale ϕ ha un massimo per $\lambda_0 \approx -0.225$ [67], mentre $f_L(x, \Delta)$ lo manifesta in corrispondenza di Δ_{mp} , il valore più probabile della distribuzione di perdita di energia. La sua espressione analitica è:

$$\Delta_{mp} = \langle \Delta \rangle + \xi \left[\ln \frac{\xi}{T_{max}} + 1 + \beta^2 - C - \lambda_0 \right] \quad (6.9)$$

Nella relazione scritta $\langle \Delta \rangle = \left| \frac{dE}{dx} \right| x$ è il valore medio di perdita di energia ottenuto dalla relazione di Bethe-Bloch sullo spessore x . Dalla formula 6.9 emerge che Δ_{mp} ha una dipendenza dallo spessore non più lineare ma di tipo $x(a + b \ln x)$. In figura 6.3 è illustrata la caratteristica forma asimmetrica della distribuzione.

Sia la distribuzione di Landau che quella di Vavilov sono state ricavate assumendo gli elettroni atomici liberi. Tale semplificazione, anche all'interno dei rispettivi domini di applicabilità nella variabile k , limita in una certa misura l'accordo con i dati. Per ovviare a questo inconveniente si fa molto spesso ricorso a simulazioni Monte Carlo (ad esempio GEANT). Un metodo alternativo,

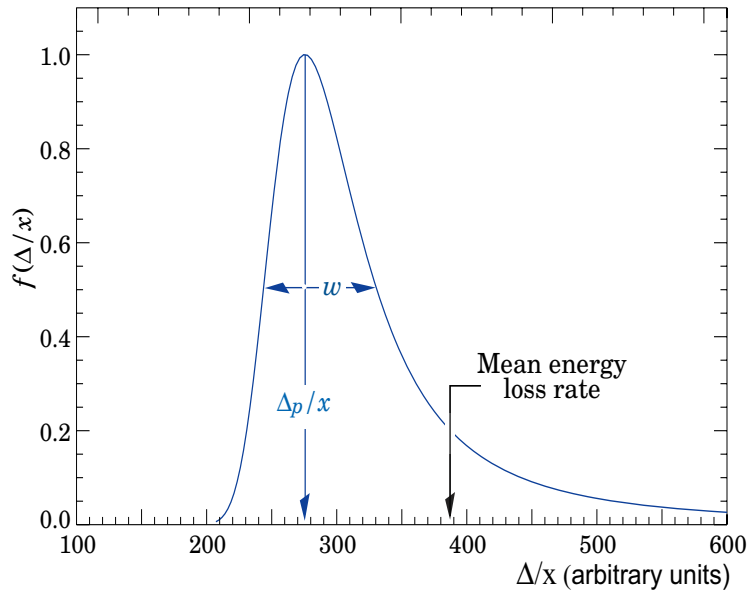


Figura 6.3: Curva di Landau. Le grandezze caratteristiche della distribuzione sono Δ_{mp} e la larghezza FWHM w .

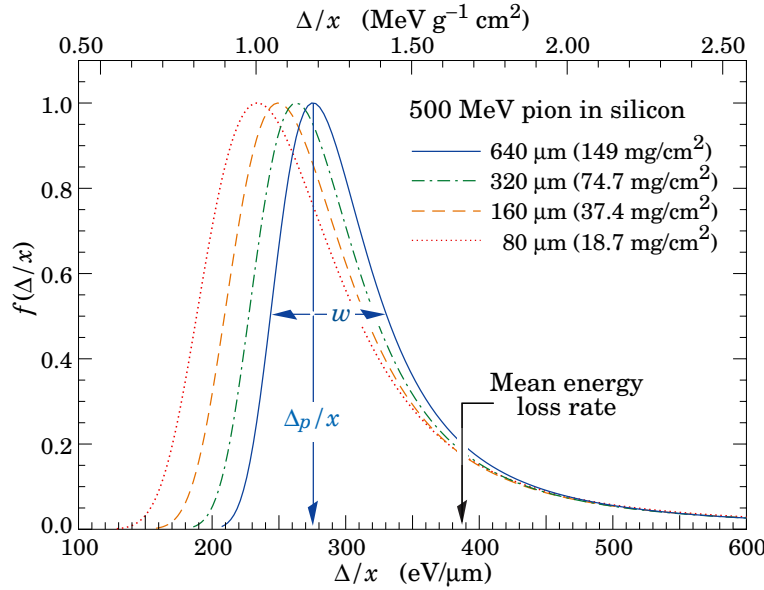


Figura 6.4: Fluttuazione di energia calcolata con il metodo della convoluzione per pioni da 500 MeV e attraverso diversi spessori di silicio.

che ha dimostrato ottimo accordo sperimentale, prevede di ricavare la convoluta della curva di Landau con una gaussiana ([69], [67]). L'introduzione della gaussiana ha una duplice origine: da una parte essa simula l'interazione con gli elettroni legati delle varie shell (la componente di larghezza della gaussiana dipendente dai legami atomici è stata dedotta da Shulek *et al.* [70]), dall'altra rende conto sia del rumore dell'elettronica nelle misurazioni, che degli errori di calibrazione. La σ della gaussiana è quindi la somma in quadratura di tre termini distinti.

Il procedimento di correzione delle distribuzioni di Landau e di Vavilov prevede di determinare i parametri liberi della convoluzione (σ , ξ e Δ_{mp}) per miglior fit con i dati. La funzione convoluta è:

$$f_{LG}(x, \Delta) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{L,V}(x, \Delta') \exp\left[-(\Delta - \Delta')^2 / 2\sigma^2\right] d\Delta' \quad (6.10)$$

nella quale $f_{L,V}$ sono indifferentemente la funzione di Landau o di Vavilov. L'andamento delle fluttuazioni di energia, previsto con grande precisione dalla funzione $f_{LG}(x, \Delta)$, è rappresentato, per differenti spessori di silicio, in figura 6.4. La figura 6.5 mostra la variazione di Δ_{mp} al variare dell'energia della particella.

Le curve di figura 6.4 e 6.5 confermano che il valore più probabile di perdita di energia per unità di lunghezza dipende dallo spessore attraversato. La legge di dipendenza è in ottimo accordo con una relazione di tipo $x(a + b \ln x)$, pur essendo quest'ultima ricavata dalla curva di Landau non corretta. In realtà i valori di Δ_{mp} ricavabili dalla figura 6.4 sono riprodotti, con la precisione di qual-

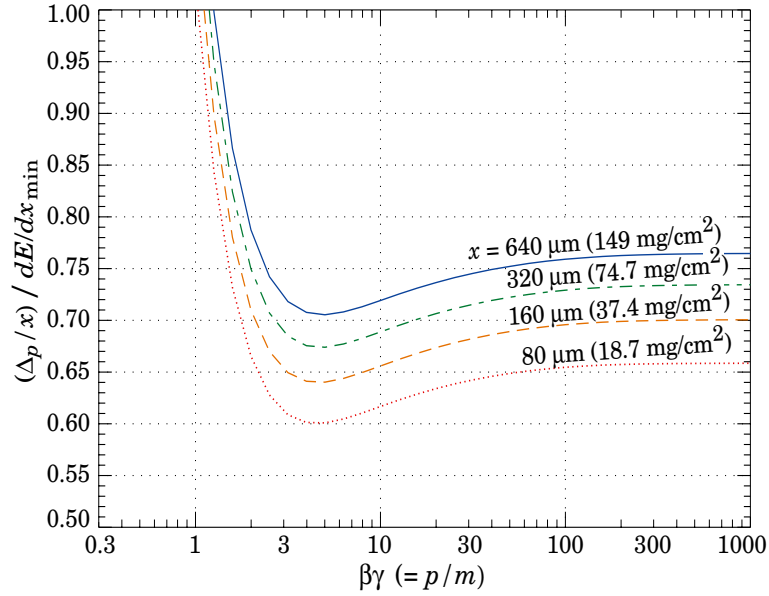


Figura 6.5: Valore più probabile di perdita di energia per unità di lunghezza al variare del momento dei pioni. Le curve, riferite al silicio, sono normalizzate alla perdita media di una particella al minimo di ionizzazione (MIP), pari a $388 \text{ eV}/\mu\text{m}$.

che punto percentuale, dalla relazione 6.9. La medesima relazione si conferma accurata anche nel prevedere Δ_{mp} per spessori nel range $80 \mu\text{m} - 640 \mu\text{m}$ (quelli trattati in figura 6.5), a valori di $\beta\gamma$ tipici del testbeam ($\beta\gamma \approx 1000$).

Tale circostanza rende possibile ottenere la seguente utile parametrizzazione di Δ_{mp} per eventi tipici del testbeam:

$$\Delta_{mp}(\text{keV}) = x(\text{cm}) [3440 + 179 \ln x(\text{cm})] \quad (6.11)$$

Si osserva che la deviazione dalla linearità della perdita di energia con lo spessore è piuttosto blanda. La variazione del suo valore per unità di lunghezza, nel range $30 \mu\text{m} - 250 \mu\text{m}$, è inferiore al 15%.

In conclusione, sia il valore medio che il valore più probabile Δ_{mp} della distribuzione di energia persa da una particella carica possono essere considerati, alle condizioni operative del testbeam, proporzionali allo spessore di materiale attraversato.

6.2.2 Postulati del modello

Il modello geometrico si propone di determinare la carica raccolta da ciascun pixel attraversato dalla traiettoria carica in funzione della posizione di quest'ultima. Il segnale è calcolato a partire dall'energia rilasciata dalla particella, la quale genera un certo numero di coppie elettrone-buca nel silicio. Allo scopo di rendere la trattazione sufficientemente semplice per le finalità prefissate, sono stati assunti i seguenti postulati:

1. La profondità della regione svuotata dei dispositivi non irraggiati coincide con lo spessore.

Al valore di tensione di polarizzazione adottato nel testbeam ed in ATLAS (-150 V) tale affermazione, come verrà evidenziato nel capitolo 7, è corretta. Nel paragrafo che segue viene provata, in maniera alternativa, la bontà dell'assunto. Per i sensori studiati lo spessore è di $250 \mu\text{m}$.

2. La carica raccolta nel pixel è proporzionale alla lunghezza che la particella attraversa in esso.

Questo è vero solo in senso statistico, a causa delle fluttuazioni di Landau e del carattere stocastico del processo di formazione delle coppie elettrone-buca. L'energia media rilasciata in un materiale obbedisce all'equazione di Bethe-Bloch, la quale stipula la supposta relazione di proporzionalità. Come anticipato nel precedente paragrafo, a causa dell'estensione della coda della Landau, è a volte più opportuno considerare Δ_{mp} in luogo del valore medio; anche questa grandezza, alle energie e spessori di materiale del testbeam, è in prima approssimazione proporzionale alla lunghezza percorsa nel sensore. Il numero medio di coppie elettrone-buca è legato all'energia persa dalla particella incidente tramite un fattore di proporzionalità pari a 3.6 eV/coppia .

Il modello trascura le fluttuazioni coinvolte nei processi e si concentra sui valori statistici delle rispettive grandezze. La lunghezza del percorso attraversato nel pixel viene convertita in carica raccolta tramite un fattore determinato dalla migliore interpolazione dei dati.

3. Il fattore di proporzionalità che lega la carica alla lunghezza percorsa non dipende dalla profondità della traccia nel pixel.

Questa condizione implica che il percorso dei portatori di carica all'elettrodo di misura non influisca né sul loro numero, né sulla loro distribuzione temporale. Essa verrà abbandonata nella trattazione dei sensori irraggiati a causa della charge trapping.

4. Si trascurano la produzione di raggi δ , il crosstalk³, la diffusione della carica e le inefficienze nella sua raccolta. Di conseguenza solo due molteplicità di cluster possono coesistere per ogni assegnato angolo di incidenza della particella.

I raggi δ , elettroni atomici ai quali è impartita energia sufficientemente elevata per sfuggire dal loro legame ed eventualmente ionizzare altri atomi del materiale, possono creare molteplicità spurie non trattabili geometricamente. In sottili strati di materiale come i pixel di ATLAS, essi possono inoltre sfuggire dal volume del sensore portando con sé una frazione dell'energia persa dalla traccia. Le inefficienze, la mancata attivazione di un pixel per problemi di elettronica, di identificazione temporale del pacchetto di particelle o di fluttuazione della soglia del discriminatore, comportano la generazione di cluster con dimensione inferiore a quanto geometricamente previsto. La diffusione dei portatori di carica nel materiale coinvolge più pixel di quelli realmente attraversati dalla traiettoria.

³Il crosstalk è un fenomeno di induzione di segnale su un pixel ad opera del pixel adiacente.

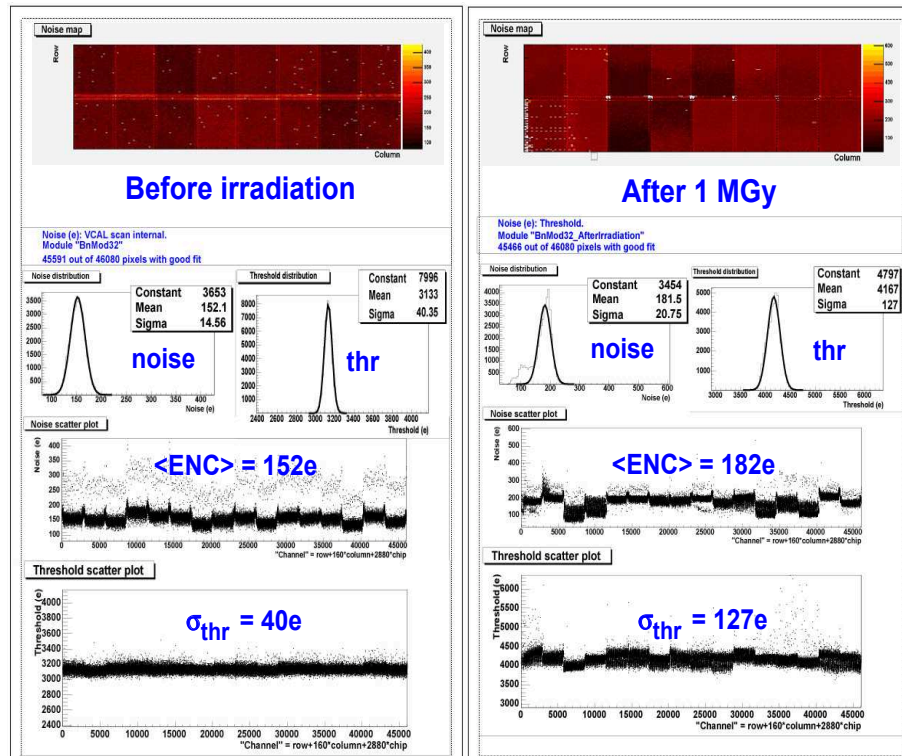


Figura 6.6: Rappresentazione della soglia e del rumore di un modulo di ATLAS prima e dopo l'irraggiamento. L'andamento delle due grandezze è espresso sia in termini complessivi, relativi cioè all'intero modulo, che per ognuno dei 16 chip di cui esso è composto.

- La soglia di minima carica, posta dal discriminatore affinché un hit sia accettato, viene trattata come la lunghezza minima che la particella deve percorrere nel pixel per generare un evento.

Nel modello la soglia non è immaginata fluttuare, come invece succede nella realtà. Non viene inoltre considerato il disturbo proveniente dal rumore dell'elettronica di front-end. Misurazioni condotte sui moduli di ATLAS (figura 6.6 [43]) hanno determinato, per un dispositivo non irraggiato caratterizzato da una soglia di circa $3100 e^-$, una dispersione di quest'ultima di $40 e^-$. Lo stesso sensore manifesta un rumore ENC^4 pari a $(152 \pm 15) e^-$. A seguito di irraggiamento con dose 1 MGy e di un innalzamento della soglia a $4000 e^-$, sia la dispersione che il rumore salgono a $\sigma \approx 130 e^-$ e $ENC = (182 \pm 21) e^-$, rispettivamente. In entrambi i casi l'entità della dispersione e del rumore è molto minore rispetto al valore assoluto delle soglia (la dispersione varia fra 1% e 3% della soglia, il rumore è circa il 5%). Questa circostanza giustifica, per gli scopi prefissati, la correttezza dell'assunzione di una soglia costante.

⁴Equivalent Noise Charge.

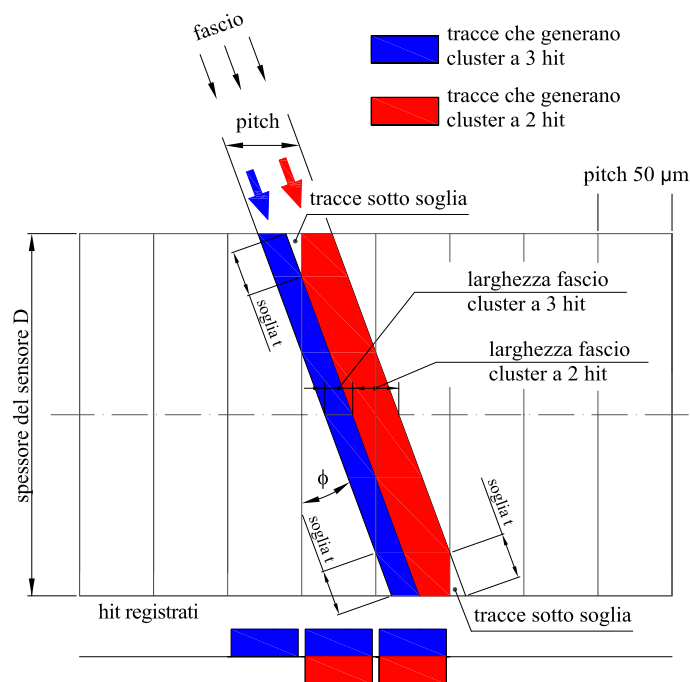


Figura 6.7: Rappresentazione grafica delle grandezze caratteristiche del modello. Le traiettorie colorate in rosso passano al di sopra della soglia solo in due pixel. Quelle colorate in blu danno invece luogo a cluster con 3 hit. Lo schema si ripete ciclicamente con periodo uguale al pitch.

La lunghezza del percorso di soglia può essere determinata dividendo il corrispondente valore in carica, tipicamente $3000/4000 e^-$, per il numero medio⁵ di coppie elettrone-buca prodotte per unità di lunghezza. Tuttavia, non essendo a priori noto se la quantità da contemplare nel modello sia esattamente l'ammontare citato o, piuttosto, un suo valore *efficace*, almeno inizialmente esso è stato stimato dal miglior fit con i dati. In figura 6.7 sono rappresentate le principali grandezze geometriche introdotte nel modello.

6. Il fascio è uniforme sul sensore, almeno su una scala spaziale dell'ordine del pitch.

La veridicità di questo postulato, verificata nel precedente capitolo (figura 5.12 e 5.13), permette di identificare la probabilità di ottenere un cluster di molteplicità n con il rapporto fra la l'estensione del fascio *accettato*⁶ ed il pitch.

7. Il modello è applicabile nella regione angolare $\phi > 7^\circ$.

Ad incidenza normale, ed a piccoli angoli, la presenza di cluster a due

⁵Oppure il valore più probabile, in funzione dell'analisi statistica condotta.

⁶La porzione di fascio accettato, per una molteplicità n , è composta da tutte e sole le tracce che attraversano, sopra la soglia geometrica, n pixel.

pixel è largamente dominata da fenomeni non geometrici, quali il crosstalk, i raggi δ , la diffusione dei portatori di carica. Il modello, come indicato, non li contempla. Apparirà chiaro nel seguito dell'analisi che i fenomeni non geometrici non sono decisivi nella regione angolare prescritta. D'altra parte, il guadagno in termini di risoluzione che deriva dalla charge-sharing, su cui si basano sia l'algoritmo analogico che quello lineare, è apprezzabile solo quando essa si manifesta per ragioni geometriche; sotto tale circostanza l'intero fascio, anziché una sua porzione, partecipa alla condivisione di carica (figura 5.26). Per tale ragione la limitazione posta sul campo di applicabilità del modello non penalizza i risultati che sono richiesti all'algoritmo lineare.

6.3 Previsioni del modello: la popolazione dei cluster

La distribuzione della dimensione dei cluster, per un prefissato angolo di incidenza della particella, è una semplice grandezza sulla quale valutare le previsioni prodotte dal modello. Il confronto di queste con i dati consente di determinare il valore dei parametri contenuti nel modello (la soglia t e lo spessore del sensore D) e di verificarne, allo stesso tempo, la correttezza dell'impostazione.

Dalla figura 6.7 si osserva che ad ogni assegnato angolo le particelle del fascio hanno sempre la possibilità di attraversare un pixel per una lunghezza pari alla sua soglia di attivazione t ⁷. Questo succede sia in prossimità della superficie che del piano posteriore; il valore di t assunto nel modello è in entrambe le circostanze, in virtù del terzo postulato, il medesimo. Le traiettorie che percorrono il pixel a soglia segnano il confine fra due differenti dimensioni di cluster⁸.

In virtù dell'uniformità del fascio, la frazione di popolazione associata ad ognuna delle due molteplicità è uguale alla porzione di traiettorie racchiusa fra due tracce consecutivamente a soglia. Poiché lo schema si ripete ad ogni pitch del sensore è sufficiente considerare un solo periodo e normalizzare la larghezza delle frazioni del fascio al pitch del sensore.

Le porzioni di fascio sono dedotte facendo riferimento alla figura 6.8. Le quantità Δx_2 e Δx_3 sono le incognite da calcolare. Si può osservare che, in virtù dell'uguaglianza di t sulle superfici opposte del sensore, l'asse mediano del fascio che genera cluster 3 hit divide Δx_3 in due parti uguali. La considerazione può ovviamente essere estesa a Δx_2 . È possibile ottenere Δx_3 calcolando il segmento b sull'asse è:

$$\Delta x_3 = 2 [b \sin \phi - t \sin \phi] = 2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{D}{\cos \phi} - \frac{p}{\sin \phi} \right) \sin \phi - t \sin \phi \right] \quad (6.12)$$

da cui:

$$prob(n = 3) = \frac{\Delta x_3}{p} * 100 = \left[\left(\frac{D \tan \phi}{p} - \frac{2t \sin \phi}{p} \right) - 1 \right] * 100$$

⁷Eccezion fatta per tracce perfettamente ortogonali alla superficie del sensore, per le quali il modello non è applicabile.

⁸Con l'unica eccezione degli angoli ai quali una singola traiettoria può attraversare due pixel per una lunghezza pari alla soglia.

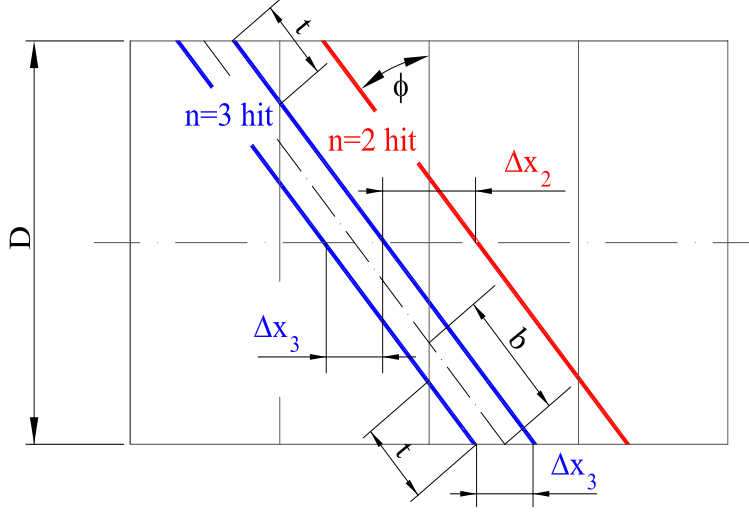


Figura 6.8: Schema per il calcolo di Δ_x . Le tracce colorate in blu individuano il confine della porzione di fascio che dà luogo a 3 hit. Le tracce in rosso sono riferite a cluster aventi dimensione 2.

$$prob(n = 2) = 100 - prob(n = 3) = \left[2 - \left(\frac{D \tan \phi}{p} - \frac{2t \sin \phi}{p} \right) \right] * 100 \quad (6.13)$$

ove $prob(n = 2, 3)$ sono le probabilità percentuali relative a cluster composti da 2 e 3 hits. Le relazioni scritte, ricavate per il particolare angolo rappresentato in figura, sono in realtà invarianti in forma lungo l'intero dominio angolare. L'introduzione del set di angoli caratteristici ϕ_{nA} definisce una successione di regioni angolari, da essi delimitate, all'interno delle quali le equazioni assumono la medesima espressione. Si può scrivere, generalizzando:

$$prob(n) = \left[\left(\frac{D \tan \phi}{p} - \frac{2t \sin \phi}{p} \right) - (n - 2) \right] * 100$$

$$prob(n - 1) = 100 - prob(n) = \left[(n - 1) - \left(\frac{D \tan \phi}{p} - \frac{2t \sin \phi}{p} \right) \right] * 100 \quad (6.14)$$

valida nell'intervallo $\phi_{(n-2)A} \leq \phi < \phi_{(n-1)A}$, $n \geq 2$, ove gli angoli notevoli soddisfano alla relazione:

$$2t \sin \phi_{kA} + kp = D \tan \phi_{kA} \quad k \geq 0 \quad (6.15)$$

Ciascun angolo ϕ_{nA} rappresenta l'inclinazione assunta da una traiettoria che attraversa $n + 2$ pixel, gli estremali dei quali per una lunghezza pari a quella di soglia t . Il suo valore dipende dal sensore considerato tramite t e lo spessore D (tabella 6.2). Vale inoltre $\phi_{0A} \equiv 0$.

Sensore	D (μm)	t (μm)	ϕ_{1A}	ϕ_{2A}	ϕ_{3A}
LBL20	250	37	15.6°	28.4°	38.0°
LBL22	250	38	15.8°	28.6°	38.2°
GE04	251	31	14.7°	27.0°	36.7°
510929	242	42	17.1°	30.5°	40.2°

Tabella 6.2: Parametri D e t ricavati al miglior fit con i dati e valore dei primi angoli ϕ_{nA} .

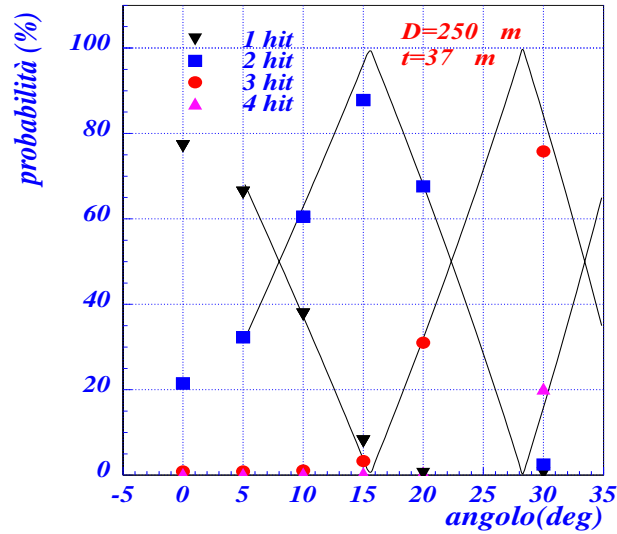


Figura 6.9: Confronto fra la distribuzione di popolazione dei cluster per il modulo non irraggiato LBL20 e la previsione prodotta dal modello geometrico (linea continua).

Le previsioni sulla popolazione dei cluster prodotte dal modello sono state messe a confronto con i dati sperimentali. Si sono assunti t e D come parametri liberi determinati dal miglior fit. Nelle figure 6.9 e 6.10 sono raffigurate le curve che esprimono le relazioni appena ricavate, confrontate con le misure di probabilità associata a ciascuna dimensione di cluster.

L'andamento previsto dal modello ha un carattere periodico, con le probabilità relative alle due molteplicità dominanti caratterizzate da intervalli di crescita e decrescita, ad ogni angolo in opposizione di fase. La frequenza di oscillazione non è costante al variare dell'inclinazione della traiettoria. Essa tende asintoticamente a $+\infty$ al tendere di ϕ a 90° . Il suo valore è maggiore al crescere di D e diminuisce con l'incremento della soglia t . Conseguentemente la dimensione dei cluster è attesa variare meno rapidamente in presenza di sensori sottili o caratterizzati da elevate soglie hardware. In corrispondenza degli angoli ϕ_{nA} una delle due dimensioni di cluster domina sull'altra; come spiegato nel precedente capitolo, a tale condizione corrisponde il peggior valore di risoluzione digitale. Le curve del modello indicate in figura vengono fatte partire da 5° , angolo al quale l'accordo con i dati è ancora buono.

La migliore interpolazione con i dati per il modulo LBL20 è ottenuta assu-

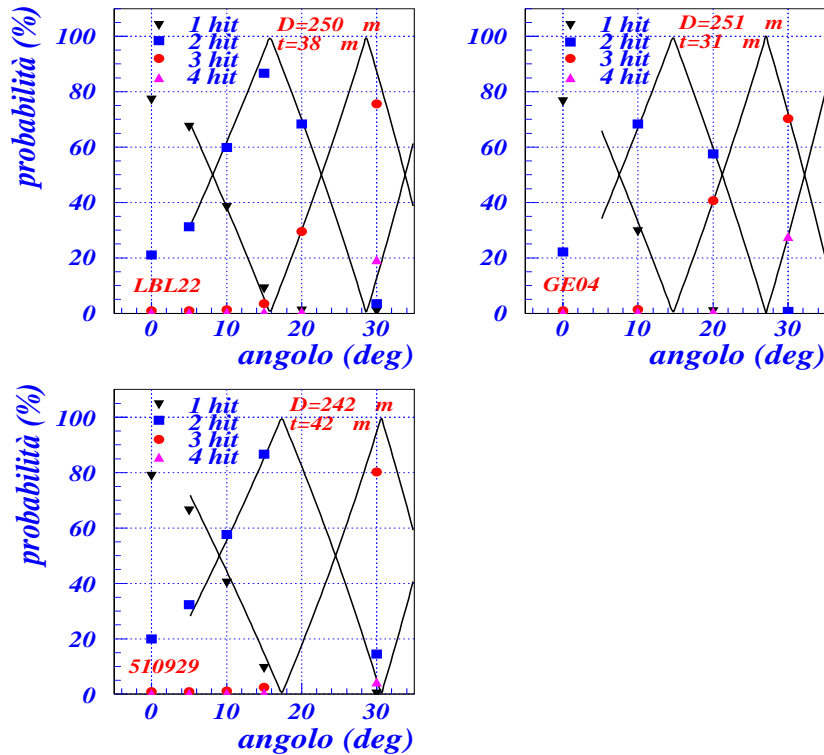


Figura 6.10: Stesso grafico di figura 6.9 relativo ai sensori non irraggiati LBL22, GE04 e 510929.

mendo una soglia t pari a $37 \mu\text{m}$ ed uno spessore del volume svuotato di esattamente $250 \mu\text{m}$. Il modello mostra un buon accordo con le misure sperimentali: l'errore compiuto nel prevedere la percentuale della popolazione in 10 differenti letture è, in media, del 3.5% (in popolazione).

Osservando il comportamento degli altri sensori non irraggiati si ottiene una sostanziale conferma dei risultati. Il modulo LBL22 evidenzia una risposta molto simile a LBL20; il sensore GE04 propone il primato nell'accordo fra dati e modello. Per quest'ultimo si raggiunge la migliore interpolazione in corrispondenza di un valore della soglia t decisamente più basso dei primi. Il risultato viene inquadrato osservando che, come evidenziato nel capitolo precedente, il segnale medio espresso dai moduli LBL è pari a circa $70\text{-}75 e^-/\mu\text{m}$, contro i $100 e^-/\mu\text{m}$ di GE04.

Il modulo 510929, caratterizzato da una soglia nominale a $4000 e^-$, manifesta ancora più marcatamente l'aumento della miglior stima di t ($42 \mu\text{m}$). La frequenza dell'oscillazione delle popolazioni di questo sensore è la più bassa riscontrata.

I parametri D e t hanno un significato fisico ben preciso nel modello il quale, nella fase iniziale dell'analisi, non è stato volontariamente utilizzato nell'indirizzarne il valore. L'esigenza di valutare l'accuratezza generale del modello ha suggerito di trattare questi come parametri liberi. L'entità dei rispettivi valo-

ri ricavati, tuttavia, fa apparire possibile l'identificazione di D come spessore effettivo del sensore. In maniera analoga anche t può essere assunto, in prima approssimazione, pari alla lunghezza percorsa da una traiettoria che in media genera un numero di elettroni uguale alla soglia. Il calcolo del rapporto fra il valore in carica della soglia ed il numero medio di coppie prodotto per unità di lunghezza fornisce circa $30 \mu\text{m}$ per il sensore GE04 ($31 \mu\text{m}$ dal fit). Il risultato per i moduli LBL20 e LBL22 è di circa $40 \mu\text{m}$ ($37\text{-}38 \mu\text{m}$ dal fit), identico a quello per il sensore 510929 (42μ dal fit). La possibilità di approssimare il parametro t attraverso il valore in carica della soglia e la produzione media di coppie per unità di lunghezza, può rivestire una certa utilità nella fase di analisi *offline* dei sensori.

6.4 L'algoritmo lineare di ricostruzione della posizione

6.4.1 Deduzione dell'algoritmo

La ricostruzione della posizione con l'algoritmo analogico è basata sulla conoscenza del centro di massa del cluster (coordinata digitale) e di un termine correttivo $x_{corr} = x_{corr}(\eta)$, il quale dipende dall'informazione in carica attraverso il valore della variabile η in precedenza definita:

$$\eta = \frac{q_l}{q_r + q_l} \quad (6.16)$$

L'obiettivo di questo paragrafo è di determinare la funzione $x_{corr}(\eta)$ mediante il modello geometrico impostato. Il problema equivale a calcolare la dipendenza di η , e quindi delle lunghezze della traiettoria nei pixel estremali, dalla differenza fra la posizione in cui la traiettoria attraversa il piano mediano del sensore ed il centro geometrico del cluster. Questa differenza corrisponde, per definizione, a $x_{corr}(\eta)$.

Il calcolo viene effettuato suddividendo il dominio delle possibili inclinazioni della traiettoria in regioni delimitate da tre angoli caratteristici⁹, i quali si susseguono ciclicamente. All'interno di ognuna di queste regioni le relazioni che descrivono la coordinata hanno un'unica forma. Gli angoli caratteristici sono definiti dalle relazioni:

$$\begin{aligned} \phi_{kA} \quad \text{t.c.} \quad 2t \sin \phi_{kA} + kp &= D \tan \phi_{kA} \quad k \geq 0 \\ \phi_{kB} \quad \text{t.c.} \quad t \sin \phi_{kB} + kp &= D \tan \phi_{kB} \quad k \geq 1 \\ \phi_k &= \arctan(kp/D) \quad k \geq 1 \end{aligned} \quad (6.17)$$

La figura 6.11 aiuta a comprendere natura ed origine degli angoli in questione. Attraverso un semplice calcolo basato sulla trigonometria e sulle leggi di similitudine dei triangoli, qui omesso per brevità, si ottengono le seguenti cinque classi di equazioni valide per $n \geq 2$:

⁹Più l'angolo nullo

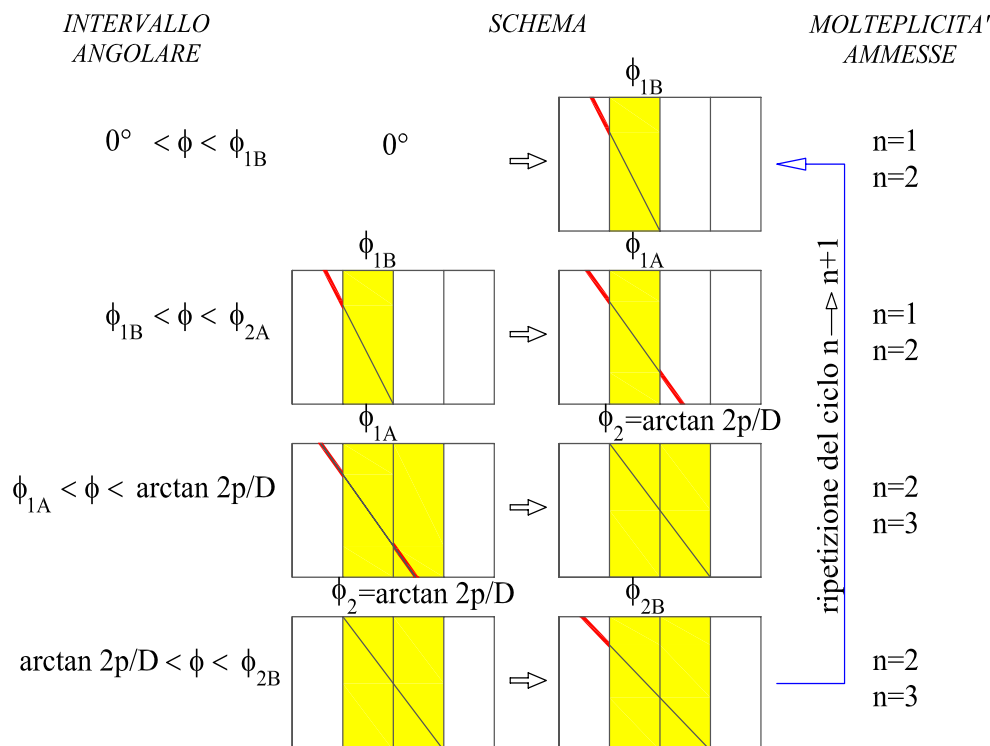


Figura 6.11: Angoli caratteristici al variare dell'inclinazione della traccia. In giallo sono evidenziati i cluster più piccoli che possono essere generati dalle traiettorie nell'intervallo angolare considerato. I tratti in rosso simboleggiano le lunghezze di soglia.

1. $\phi_{(n-2)A} < \phi \leq \phi_{(n-1)B}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

$$x_{corr}(\eta) = [D \tan \phi - (n-2)p] \left(\eta - \frac{1}{2} \right)$$

$$\frac{1}{2} \leq \eta \leq \eta_{max} = 1 - \frac{t \sin \phi}{D \tan \phi - (n-2)p}$$
(6.18)

2. $\phi_{(n-1)B} < \phi \leq \phi_{(n-1)A}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

$$x_{corr}(\eta) = [D \tan \phi - (n-2)p] \left(\eta - \frac{1}{2} \right)$$

$$\frac{1}{2} \leq \eta \leq \frac{p}{D \tan \phi - (n-2)p}$$
(6.19)

Per valori di η superiori valgono:

$$x_{corr}(\eta) = \frac{D \tan \phi}{2} - \frac{1 - \eta}{\eta} p$$

$$\frac{p}{D \tan \phi - (n - 2)p} < \eta \leq \eta_{max} = \frac{p}{p + t \sin \phi} \quad (n = 2)$$
(6.20)

e

$$x_{corr}(\eta) = \frac{D \tan \phi}{2} - \frac{2 - \eta}{\eta} \frac{p}{2}$$

$$\frac{p}{D \tan \phi - (n - 2)p} < \eta \leq \eta_{max} = \frac{p}{p + t \sin \phi} \quad (n \geq 3)$$
(6.21)

In altri termini la funzione x_{corr} assume due forme diverse in funzione del valore di η . Al passaggio tra una relazione e l'altra i rispettivi valori di x_{corr} sono gli stessi (la funzione deve essere continua).

3. $\phi_{(n-1)A} < \phi \leq \arctan(np/D)$. Molteplicità ammesse: $(n, n+1)$.

$$x_{corr}(\eta) = [D \tan \phi - (n - 2)p] \left(\eta - \frac{1}{2} \right)$$

$$\frac{1}{2} \leq \eta \leq \frac{p}{D \tan \phi - (n - 2)p}$$
(6.22)

Per valori di η superiori valgono:

$$x_{corr}(\eta) = \frac{D \tan \phi}{2} - \frac{1 - \eta}{\eta} p$$

$$\frac{p}{D \tan \phi - (n - 2)p} < \eta \leq \eta_{max} = \frac{p}{D \tan \phi - (n - 2) - t \sin \phi} \quad (n = 2)$$
(6.23)

e

$$x_{corr}(\eta) = \frac{D \tan \phi}{2} - \frac{2 - \eta}{\eta} \frac{p}{2}$$

$$\frac{p}{D \tan \phi - (n - 2)p} < \eta \leq \eta_{max} = \frac{p}{D \tan \phi - (n - 2) - t \sin \phi} \quad (n \geq 3)$$
(6.24)

4. $\arctan(np/D) < \phi \leq \phi_{(n)B}$. Molteplicità ammesse: $(n, n+1)$.

$$\forall x_{corr}(\eta) \in \left[0, \frac{D \tan \phi}{2} - n \frac{p}{2} \right] \Rightarrow \eta \equiv \frac{1}{2}$$
(6.25)

Questa condizione corrisponde ad una mancanza di correlazione fra funzione x_{corr} e η . Traiettorie caratterizzate da una distanza, rispetto al centro del cluster, all'interno di tale intervallo percorrono le medesime lunghezze nei pixel estremali. Conseguentemente esse possono geometricamente dare luogo solo a $\eta = 1/2$. Nella realtà questi eventi sono contraddistinti da una distribuzione di valori di η , generata principalmente dalle fluttuazioni di Landau, la cui media, tuttavia, è scorrelata dalla coordinata e vale $1/2$.

Per x_{corr} superiori in valore assoluto a $D \tan \phi/2 - np/2$ valgono invece le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} x_{corr}(\eta) &= \frac{D \tan \phi}{2} - \frac{1 - \eta}{\eta} p \\ \frac{1}{2} < \eta \leq \eta_{max} &= \frac{p}{D \tan \phi - (n - 2) - t \sin \phi} \quad (n = 2) \end{aligned} \quad (6.26)$$

e

$$\begin{aligned} x_{corr}(\eta) &= \frac{D \tan \phi}{2} - \frac{2 - \eta}{\eta} \frac{p}{2} \\ \frac{1}{2} < \eta \leq \eta_{max} &= \frac{p}{D \tan \phi - (n - 2) - t \sin \phi} \quad (n \geq 3) \end{aligned} \quad (6.27)$$

5. $\phi_{(n)B} < \phi \leq \phi_{(n)A}$. Molteplicità ammesse: $(n, n+1)$.

$$\forall x_{corr}(\eta) \in \left[0, \frac{p}{2} + t \sin \phi - \frac{D \tan \phi}{2} \right] \Rightarrow \eta \equiv \frac{1}{2} \quad (6.28)$$

Anche in questo caso non vi è correlazione fra posizione della traccia ed η . Quella scritta è l'unica relazione valida in questa regione angolare poiché in essa non sono permessi altri valori di x_{corr} .

Le relazioni sono presentate per il dominio $\frac{1}{2} \leq \eta \leq 1$ a cui corrisponde, secondo le convenzioni scelte, il codominio $x_{corr} \geq 0$. Esse valgono ovviamente anche per $0 \leq \eta \leq \frac{1}{2}$ ($x_{corr} \leq 0$). Ripetendo il procedimento di calcolo si dimostra che la forma assunta dalle espressioni in tale regione, in virtù dell'ipotizzata indipendenza fra carica raccolta e profondità della traccia, si ottiene da quelle appena ricavate effettuando la trasformazione:

$$\begin{aligned} \eta' &\rightarrow 1 - \eta \\ x'_{corr} &\rightarrow -x_{corr} \end{aligned} \quad (6.29)$$

Osservando che $\eta' \rightarrow 1 - \eta$ esprime un cambio di variabile simmetrico rispetto al valore $\eta = \frac{1}{2}$, si conclude che per rivelatori non irraggiati le funzioni $x_{corr}(\eta)$

ϕ_0	ϕ_{1B}	ϕ_{1A}	$\arctan 2p/D$	ϕ_{2B}	ϕ_{2A}
0°	13.6°	15.6°	21.8°	24.8°	28.4°
$\arctan 3p/D$	ϕ_{3B}	ϕ_{3A}	$\arctan 4p/D$	ϕ_{4B}	ϕ_{4A}
31.0°	34.4°	38.0°	38.7°	41.0°	45.3°

Tabella 6.3: Angoli notevoli per il sensore LBL20.

sono, come atteso, dispari¹⁰. Nel seguito si farà sempre riferimento al semidominio di η definito da $\frac{1}{2} \leq \eta \leq 1$.

Le relazioni descritte introducono un elemento nuovo: il termine $\eta_{max} < 1$ (a cui corrisponde $0 > \eta_{min} = 1 - \eta_{max}$). La sua presenza è dovuta all'esistenza della soglia t e può essere constatata nella figura 5.28.

Il set di equazioni appena ricavate va interpretato come segue. Indicata con n la molteplicità per la quale è richiesto il calcolo della correzione occorre, allo scopo di stabilire quali espressioni impiegare, individuare l'intervallo all'interno del quale è contenuto l'angolo della traiettoria. Per ogni assegnata molteplicità esistono due possibili intervalli angolari e, quindi, due possibili forme di equazioni. La discriminante è rappresentata dal *rango* del cluster, ovvero il suo ruolo di dimensione minima o massima fra le due molteplicità geometricamente possibili. In tabella 6.3 sono esposti gli angoli caratteristici per il sensore LBL20.

Dei quattro insiemi di relazioni dedotte, escludendo il quinto perché rappresentativo di una situazione di assenza di correlazione, il primo è il solo a descrivere un andamento completamente lineare nella variabile $\eta - \frac{1}{2}$. Nelle restanti regioni angolari tale condizione è verificata solo per una porzione del dominio di η . Tuttavia, laddove ciò non avviene, si riscontra un comportamento del tipo $(1 - \eta)/\eta$ o $(2 - \eta)/\eta$, il cui andamento è piuttosto lineare nel range $\frac{1}{2} \leq \eta \leq 1$. Anche la derivata dei citati termini non varia significativamente rispetto a quella della porzione lineare. In figura 6.12 sono rappresentate due tipiche funzioni $x_{corr}(\eta)$ appartenenti a regioni angolari non completamente lineari.

Alla luce di quanto descritto, la correzione alla posizione determinata dal modello viene approssimata dalla seguente relazione lineare:

$$x_{corr}(\eta) = \frac{x_{corr}(\eta_{max})}{\eta_{max} - \frac{1}{2}} \left(\eta - \frac{1}{2} \right) \quad (6.30)$$

nella quale i parametri incogniti sono $x_{corr}(\eta_{max})$ e η_{max} . Il problema si sposta, di conseguenza, al loro calcolo. Utilizzando le relazioni già ricavate è possibile scrivere:

1. $\phi_{(n-2)A} < \phi \leq \phi_{(n-1)B}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

Molteplicità $n-1$

$$x_{n-1}(\eta_{max}) = (n-1) \frac{p}{2} - \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right]$$

$$\eta_{max,(n-1)} = \frac{p}{D \tan \phi - (n-3)p - t \sin \phi}$$

¹⁰Con origine nel punto $\eta = \frac{1}{2}$.

(6.31)

Molteplicità n

$$x_n(\eta_{max}) = \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right] (n-2) \frac{p}{2}$$

$$\eta_{max,(n-1)} = \frac{D \tan \phi - (n-2)p - t \sin \phi}{D \tan \phi - (n-2)p}$$
(6.32)

2. $\phi_{(n-1)B} < \phi \leq \phi_{(n-1)A}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

Molteplicità $n-1$ ¹¹

$$x_{max,(n-1)} = (n-1) \frac{p}{2} - \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right]$$

¹¹L'assenza di correlazione con η impone di utilizzare la notazione $x_{max,(n-1)}$ in luogo di $x_{n-1}(\eta_{max})$

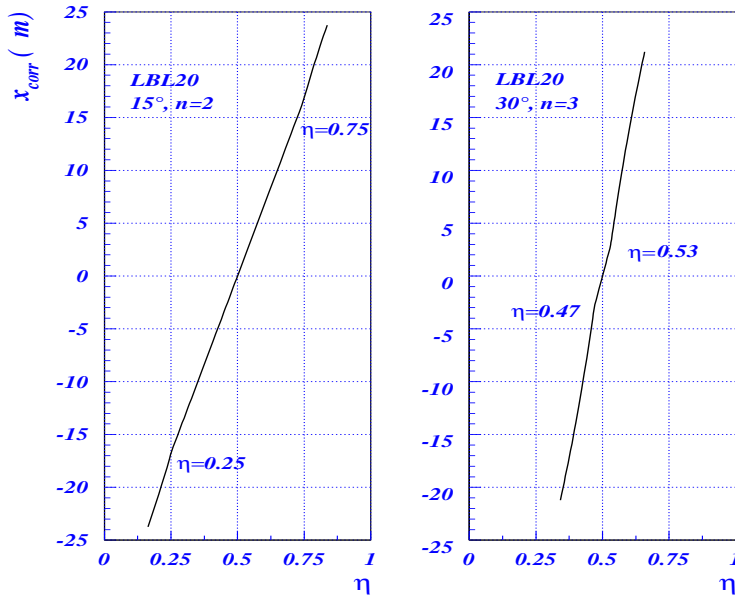


Figura 6.12: Grafici della relazione $x_{corr}(\eta)$ derivata dal modello. A sinistra è simulato il sensore LBL20 per molteplicità $n=2$ ed inclinazione di 15° . La regione angolare applicabile è $\phi_{1B} < \phi \leq \phi_{1A}$. Si osserva un comportamento quasi lineare nel quale il cambio di relazione si presenta a $\eta = 0.25$ e $\eta = 0.75$. A destra è illustrato l'andamento simulato per LBL20, con $n=3$ e $\phi=30^\circ$ ($\phi_{1A} < \phi \leq \arctan(2p/D)$). il cambio di espressione è a $\eta = 0.47$ e $\eta = 0.53$.

$$\eta_{max,(n-1)} = \frac{1}{2} \quad \text{unica } \eta \text{ ammessa, assenza di correlazione} \quad (6.33)$$

Molteplicità n

$$\begin{aligned} x_n(\eta_{max}) &= \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right] (n-2) \frac{p}{2} \\ \eta_{max,(n)} &= \frac{p}{p + t \sin \phi} \end{aligned} \quad (6.34)$$

La linearizzazione non semplifica solamente la forma delle funzioni $x_{corr}(\eta)$. Essa risolve in forma sintetica il complesso sistema di equazioni scritte al variare delle regioni angolari. Queste ultime sono ora due sole, confinate dagli angoli ϕ_{kA} e ϕ_{kB} , $k \geq 1$, i quali si ripetono ciclicamente. Le relazioni ottenute per x_{corr} sono quelle già ottenute per la popolazione dei cluster (equazioni 6.14) moltiplicate per $p/2$.

Nel formalismo del modello geometrico, a causa della presenza della soglia t , i valori estremanti di η sono limiti oltre i quali non sono previsti eventi. Nelle

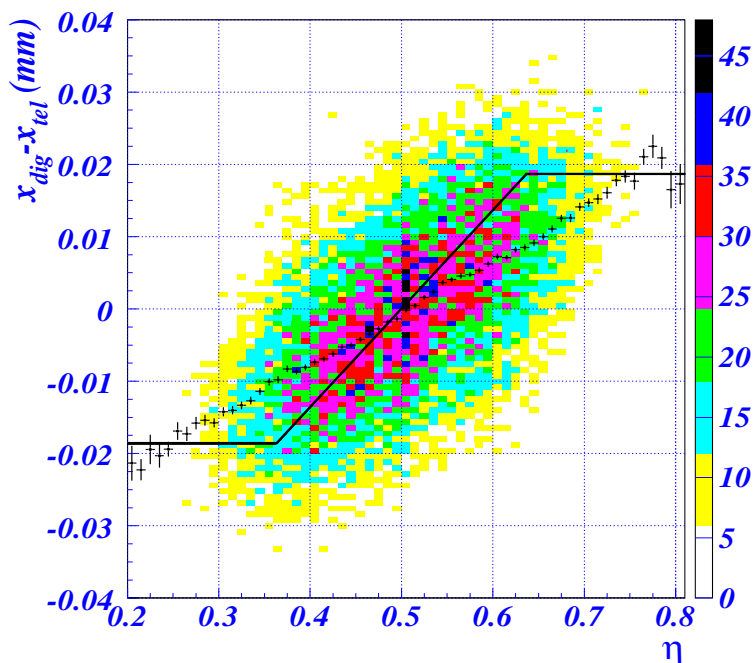


Figura 6.13: Popolazione degli eventi nel piano η vs. $x_{dig}-x_{tel}$. La curva continua rappresenta la relazione lineare dedotta dal modello. Al grafico della popolazione è sovrapposto il plot del valore medio dei residui in funzione di η (marcatori in nero).

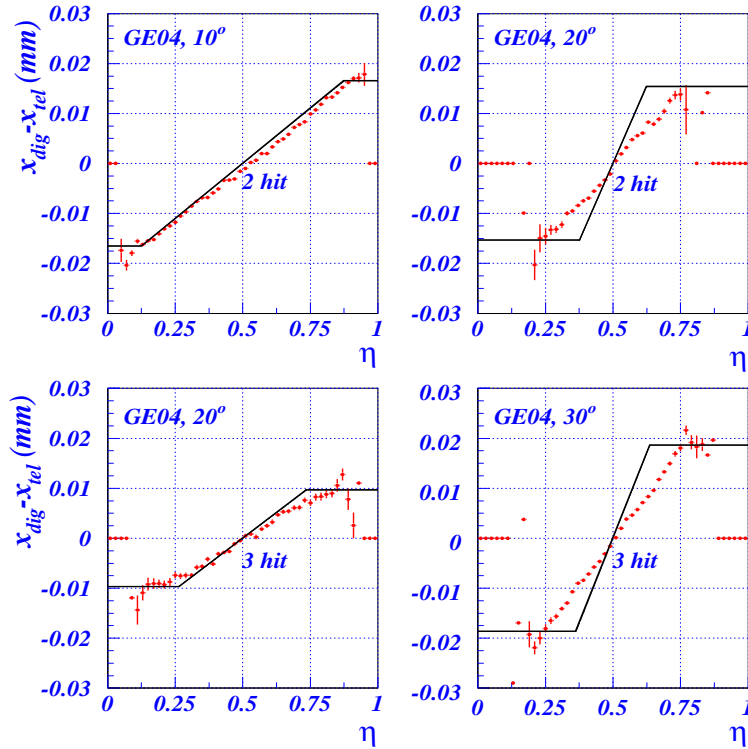


Figura 6.14: Residui digitali per il sensore GE04 (marcati in rosso) e algoritmo lineare dedotto dal modello geometrico (curva nera sovrapposta).

misurazioni condotte le fluttuazioni sul numero di coppie prodotte, quelle sulla soglia ed il rumore elettronico, fanno in realtà registrare cluster con η al di fuori dell'intervallo geometricamente permesso. Questo seppur limitato numero di eventi (nell'ordine di qualche punto percentuale sul totale della popolazione) viene inquadrato nella trattazione osservando che in tali regioni la posizione e la variabile η non sono, in pratica, correlate (figura 6.13). Conseguentemente il valor medio di x_{corr} è pressoché costante al variare di η . Per tale ragione, al di sopra di η_{max} ed al di sotto di η_{min} , la funzione di interpolazione lineare è posta uguale rispettivamente a $x_{corr}(\eta_{max})$ ed a $x_{corr}(\eta_{min})$.

Le funzioni lineari $x_{corr}(\eta)$ sono state confrontate con la curva dei residui digitali misurata per alcuni sensori non irraggiati. In figura 6.14 viene rappresentata la comparazione prodotta per il sensore GE04. Il grafico mostrato associa a tutti gli eventi con un'assegnata η il *valor medio* dei rispettivi residui digitali. Sia per il sensore GE04, che per gli altri dispositivi testati, si è osservato un certo disaccordo nelle previsioni di η_{max} , η_{min} e del coefficiente angolare della retta interpolante. Quest'ultimo appare sistematicamente superiore alla pendenza della curva dei dati. La deviazione dal comportamento sperimentale non è costante per tutte le coppie (n, ϕ) , segnalandosi come trascurabile in alcune circostanze (in figura 6.14 per $n=2$, $\phi=10^\circ$ e per $n=3$, $\phi=20^\circ$) ed evidente in altre (in figura 6.14 per $n=2$, $\phi=20^\circ$ e per $n=3$, $\phi=30^\circ$). Un comporta-

mento qualitativamente simile è stato riscontrato anche per gli altri sensori non irraggiati.

6.4.2 Correzioni al modello geometrico

La previsione prodotta dal modello geometrico, illustrata in figura 6.14, riproduce la posizione della particella incidente con miglior precisione rispetto all'algoritmo digitale. L'accordo con i dati, tuttavia, non è fedele per tutti gli angoli e per tutte le dimensioni del cluster. Si è quindi ritenuto appropriato apportare adeguate correzioni al modello per migliorarne la prestazione assoluta.

La spiegazione alle discrepanze osservate, e quindi la loro correzione, va ricercata nelle semplificazioni introdotte all'atto della definizione del modello, con particolare riferimento alla rinuncia a considerare le fluttuazioni del numero di coppie elettrone-buca prodotte. In figura 6.13 è riportata la distribuzione degli eventi nel piano η vs. $x_{dig}-x_{tel}$, a cui sono sovrapposti il plot del valore medio dei residui e la funzione $x_{corr}(\eta)$ del modello. Il sensore analizzato è ancora GE04 con fascio incidente a 30° .

Si osserva che la media dei residui, ad ogni assegnata η e lungo l'intero suo dominio, tende a essere mediana rispetto alle curve di isopopolazione della distribuzione. Per ciascun valore del rapporto fra le cariche estremali¹², il numero di eventi caratterizzati da un residuo digitale al di sopra del valore medio è all'incirca comparabile con il numero di eventi con residuo sotto la media. La circostanza è ben rappresentata in figura 6.15.

¹²Ovvero di η .

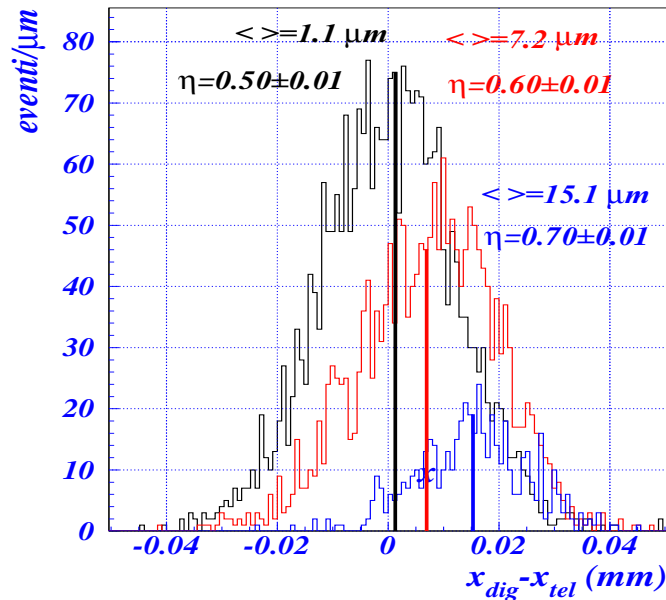


Figura 6.15: Distribuzione dei residui per eventi caratterizzati da differenti valori di η (0.5 ± 0.01 , 0.6 ± 0.01 , 0.7 ± 0.01). Le linee verticali continue individuano la posizione dei rispettivi valori medi.

La distribuzione dei residui per un prefissato valore di η , completamente simmetrica per $\eta=1/2$, manifesta due aspetti peculiari nel limite $\eta \rightarrow 1$. In primo luogo, le distribuzioni corrispondenti a differenti η terminano in prossimità di un *medesimo* valore di residuo digitale massimo. Ciò è dovuto al fatto che un ulteriore aumento del residuo porterebbe il cluster ad assumere la molteplicità contigua. Secondariamente, in conseguenza del primo aspetto, la forma delle distribuzioni diventa progressivamente più asimmetrica; la coda di eventi che si estende a $x_{dig}-x_{tel}$ negativi è molto più ampia di quanto non succeda verso i residui positivi.

Queste osservazioni fanno ritenere che la discrepanza fra andamento reale e previsione del modello sia dovuta ad un *effetto di bordo*: la distribuzione dei residui a η costante perde gli eventi di maggiore valore assoluto perché assorbiti da una molteplicità adiacente. Il valore medio è inferiore a quanto geometricamente atteso perché la trattazione geometrica non include la dispersione dei residui con una medesima η .

È significativo notare, allo scopo di definire la forma della correzione, che gli angoli e le molteplicità per le quali la deviazione dal modello è più evidente sono quelli in cui η_{min} e η_{max} teorici sono più vicini al valore centrale $\eta = 1/2$. È infatti la larghezza della distribuzione dei residui ad essere responsabile, tramite l'effetto di bordo, della differenza fra il suo valore medio e le previsioni del modello. Tale larghezza, in corrispondenza di valori geometrici di $\eta_{min,max}$ prossimi a ± 1 , è più piccola¹³ di quanto non si verifichi per $|\eta - 1/2|$ bassi. Ne è motivo il fatto che le lunghezze percorse nei pixel estremali, da parte di traiettorie con η geometrici lontani da $1/2$, siano molto diverse fra loro; è poco probabile che le fluttuazioni di Landau possano consentire ad una vasta porzione di traiettorie di dare vita a η estreme, ovviamente meno probabile che ottenere $|\eta - 1/2|$ piccoli da parte di eventi caratterizzati da percorsi estremali molto più simili fra loro. È stata cercata, di conseguenza, una correzione di forma $f = f(\eta_{max} - 1)$.

La determinazione quantitativa del termine di correzione per le relazioni lineari è stata condotta utilizzando una simulazione numerica.

6.4.3 Simulazione delle fluttuazioni di Landau

L'utilizzo di una *routine* che simuli il carattere statistico della produzione di coppie elettrone-buca è stato considerato per due motivi:

- Confermare che le discrepanze del modello siano realmente dovute ad un effetto di bordo, generato dalla dispersione del numero di portatori di carica creati.
- Simulare molti più dati di quelli disponibili dal testbeam per una determinazione più robusta della correzione.

Nonostante esistano diverse simulazioni Monte Carlo in grado di riprodurre il moto delle particelle all'interno di un rivelatore si è scelto di scrivere un apposito codice FORTRAN, ragionevolmente semplice ma specificatamente orientato al modello geometrico formulato, per calcolare la distribuzione dei residui in

¹³Normalizzata alla larghezza totale degli eventi con la molteplicità considerata.

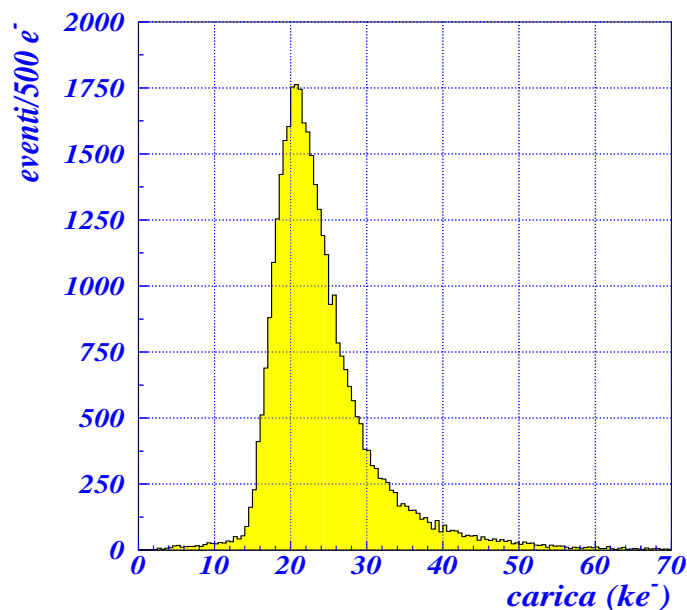


Figura 6.16: Carica raccolta da un singolo pixel del sensore GE04 con fascio ad incidenza normale. Il grafico è stato ricavato senza richiedere il taglio alle cariche elevate ed escludendo le traiettorie al di fuori della regione fiduciale.

funzione di η e la distribuzione dei valori sia in η (a residuo costante) che in $x_{dig}-x_{tel}$ (a η costante).

La simulazione numerica implementata adotta un approccio semi-empirico: essa non deduce le grandezze di interesse puramente da relazioni teoriche note. È, al contrario, basata sull'acquisizione sperimentale di un insieme sufficiente di dati relativi al sensore esaminato, nella fattispecie la distribuzione del numero di portatori di carica, per poi estrapolarne il valore al variare dei parametri incogniti. La routine compie le seguenti operazioni:

1. Determinazione, per il sensore studiato, della distribuzione di carica raccolta da un singolo pixel con fascio ad incidenza normale (figura 6.16).

Nel paragrafo 6.2.1 è stato appurato che l'energia persa, in media, per unità di percorso da parte di una particella carica, unitamente alla forma della sua distribuzione statistica, rimangono pressoché invariate nel range tipico di lunghezze¹⁴ che sono attraversate in un pixel. Si è quindi simulata la distribuzione della carica prodotta in ciascun pixel estremale tramite la contrazione, ovvero la dilatazione, della curva rappresentata in figura 6.16¹⁵. I fattori di compressione e dilatazione sono espressi dal rapporto fra la lunghezza geometrica percorsa nel pixel e lo spessore del medesimo.

La distribuzione della carica ad incidenza normale è stata ottenuta selezionando le traiettorie all'interno di una regione fiduciale. La sua estensione

¹⁴E di energie caratteristiche nel testbeam ed in ATLAS.

¹⁵La curva è stata ricavata per ciascun sensore non irraggiato.

rispetto a centro del pixel è $[-(p/2 - 2\Delta), +(p/2 - 2\Delta)]$, con 2Δ larghezza della regione di charge sharing¹⁶. Il taglio si rende necessario per minimizzare gli effetti di condivisione di carica e di produzione di raggi δ in prossimità del bordo del pixel.

2. Calcolo delle lunghezze attraversate nei pixel estremali in funzione del residuo digitale $x_{dig}-x_{tel}$ ¹⁷.

La determinazione è compiuta per ogni angolo e molteplicità in accordo al modello geometrico. Essendo lo scopo quello di riprodurre le fluttuazioni di carica nel sensore viene rimossa la lunghezza di soglia t ; in virtù delle fluttuazioni di Landau qualunque traccia che attraversi un pixel può, potenzialmente, produrre un evento registrato. La routine ha la possibilità di includere uno smearing gaussiano per tenere conto dell'incertezza del telescopio. Si è verificato che, per le valutazioni a cui essa è destinata, la mancata inclusione di questo termine non altera i risultati.

3. Assegnazione della distribuzione di carica ai pixel estremali (figura 6.17).

La distribuzione di carica ad incidenza normale viene normalizzata alla lunghezza percorsa nei pixel estremali. L'esistenza di valori di soglia e di taglio¹⁸ indipendenti dalla traiettoria percorsa implica che le distribuzioni ottenute abbiano in generale forme differenti, ovvero che non siano semplicemente una la riscalatura dell'altra.

4. Normalizzazione delle distribuzioni di carica.

Le distribuzioni ottenute servono per calcolare una probabilità e necessitano, quindi, di essere normalizzate. La normalizzazione deve essere imposta prima di compiere la selezione degli eventi sotto soglia poiché, in caso contrario, i percorsi estremali più corti assumerebbero un peso statistico maggiore, spostando verso di loro la media dei residui.

5. Calcolo della probabilità associata ad ogni coppia $(x_{dig}-x_{tel}, \eta)$

Il valore del residuo digitale si riflette sulle distribuzioni delle cariche ai pixel estremali in termini del rispettivo valore medio, quest'ultimo essendo determinato dalle lunghezze geometriche attraversate nel pixel.

La variabile η è legata al rapporto R fra le cariche ai bordi del cluster. Si può scrivere:

$$\eta = \frac{1}{1 + q_r/q_l} = \frac{1}{1 + R} \quad (6.35)$$

La probabilità di ottenere un assegnato valore di $\eta(R)$ è espressa dalla relazione:

$$prob[\eta(R)] = \int_I dx \int_0^{+\infty} f_r(x, q) \cdot f_l(x, Rq) dq =$$

¹⁶Il valore 2Δ , anziché Δ , è stato scelto per tenere conto dell'incertezza del telescopio il cui valore, come dimostrato nel capitolo 5, è $\sigma_{tel} \approx \Delta$.

¹⁷La coordinata del telescopio assume qui il significato di *valore vero* della posizione della particella.

¹⁸L'analisi, come indicato nel capitolo 3 è stata condotta utilizzando un taglio sulle cariche elevate del 30% superiore al valore medio.

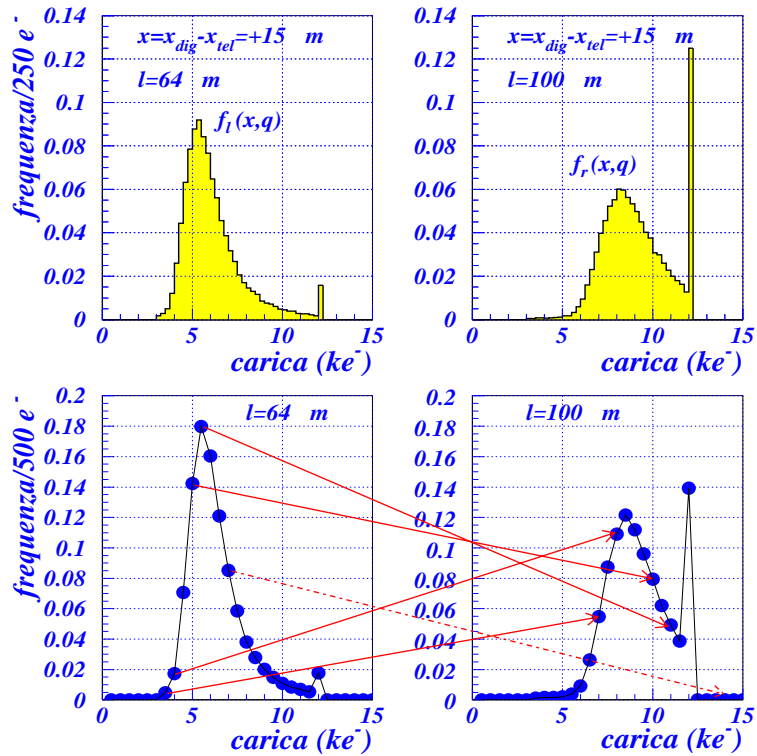


Figura 6.17: Distribuzioni simulate di carica per i pixel estremali di un cluster a 3 hit (in alto). Il sensore considerato è GE04 con fascio incidente a 30° . Il picco di popolazione a circa 12 ke^- è dovuto taglio al utilizzato in analisi. In basso: rappresentazione grafica, per gli stessi pixel, del procedimento di calcolo della frequenza relativa ad un assegnato valore di η . Nell'esempio scelto vale $R = 1/2$, $\eta = 0.67$.

$$= \int_I dx \int_{q \text{ soglia}}^{q \text{ taglio}} f_r(x, q) \cdot f_l(x, Rq) dq \quad (6.36)$$

nella quale, per brevità, si è utilizzata la variabile x a rappresentare $x_{dig} - x_{tel}$. Le funzioni $f_r(x, q)$ e $f_l(x, q)$ sono le distribuzioni normalizzate di carica estremale relative ad una traiettoria con residuo digitale x . Nella parte superiore della figura 6.17 ne è raffigurato un esempio, riferito ad un residuo di $+15 \mu\text{m}$ per il sensore GE04. La lunghezza geometrica percorsa nei pixel ai margini del cluster è di $64 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$, rispettivamente.

Per il programma utilizzato l'integrale si riduce ad essere una somma finita. Il secondo segno di uguaglianza nell'equazione 6.36 è dovuto all'introduzione del taglio sulle cariche elevate, della soglia del discriminatore ed alla semplificazione adottata nella simulazione che assume quest'ultima priva di dispersione. Il dominio di integrazione in x , denominato I , rappresenta l'insieme di tutti i possibili residui che sono in grado di generare il cluster della dimensione considerata. Nella routine di calcolo, omettendo il ter-

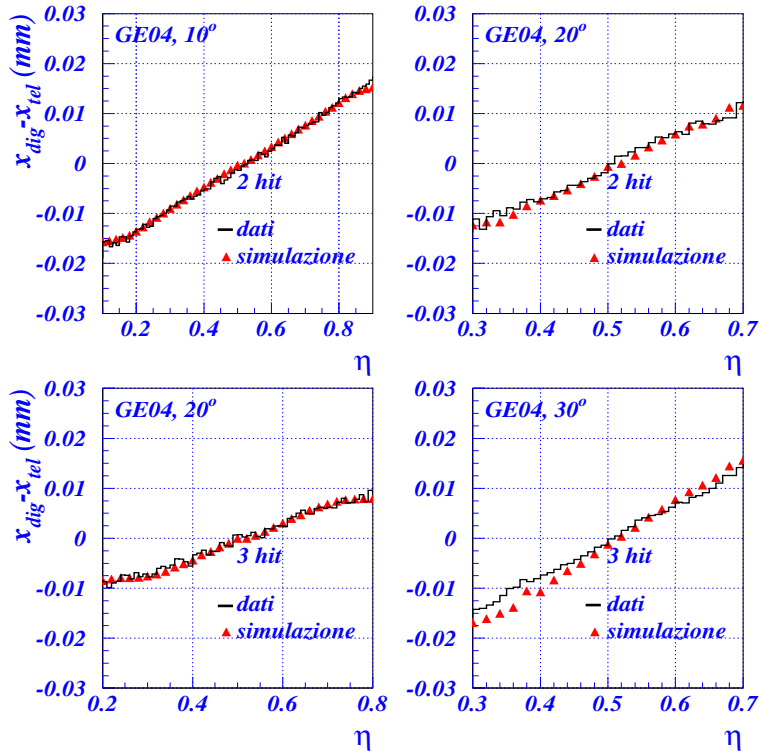


Figura 6.18: Residui digitali per il sensore GE04 (linea continua nera) a confronto con le previsioni della simulazione numerica *Landau.f* (marcatori in rosso).

mine di incertezza del telescopio, tale insieme è determinato in maniera geometrica. L'inclusione nell'analisi dell'indeterminazione sulla posizione della traiettoria, qualora fosse applicata, richiederebbe la convoluzione con una gaussiana sia della funzione caratteristica di I , che delle funzioni $f_r(x, q)$ e $f_l(x, q)$.

L'integranda $f_r(x, q) \cdot f_l(x, qR)$ è rappresentata graficamente nella parte inferiore di figura 6.17: per ottenere la frequenza statistica associata a $\eta(R)$, riferita ad un *assegnato residuo* x , è sufficiente moltiplicare fra loro le due frequenze estremali avendo cura di muoversi lungo le rispettive distribuzioni mantenendo costante, ed uguale a R , il rapporto fra cariche. La somma dei prodotti così ottenuti, eseguita sullo spettro delle possibili cariche, esprime la probabilità associata a $\eta(R)$ con x prefissato. In figura 6.17 il valore di R indicato è $1/2$, a cui corrisponde $\eta = 2/3$. La freccia tratteggiata, che associa la frequenza relativa alla carica $q_l = 7 ke^-$ a quella corrispondente a $q_r = 14 ke^-$, simboleggia che la probabilità di questa coppia è nulla, essendo il taglio usato in analisi collocato a circa $12 ke^-$.

6. Calcolo del valor medio $\langle x \rangle |_{(\eta)}$

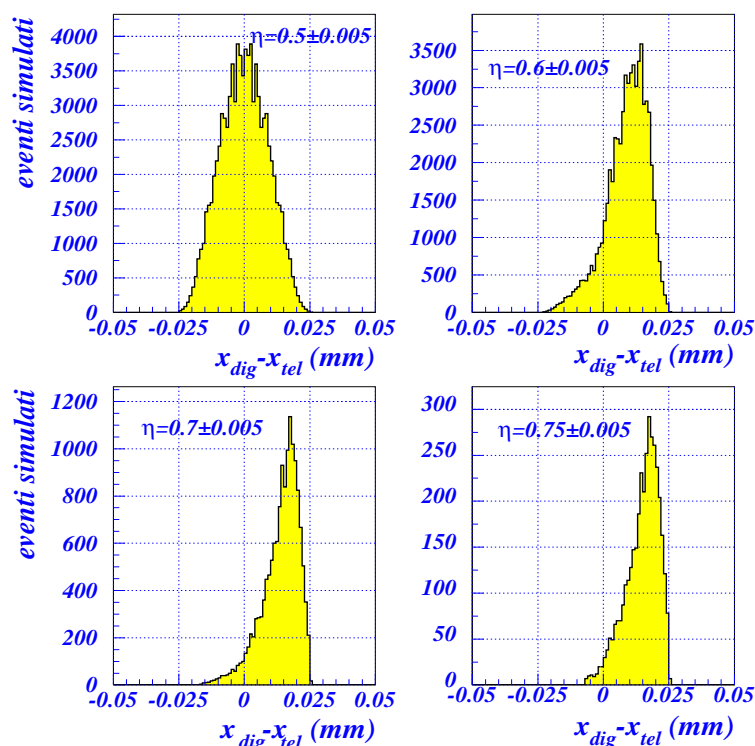


Figura 6.19: Distribuzione simulata dei residui a η costante. Lo stato calcolato è $\phi = 30^\circ$, $n=3$, per un sensore con le proprietà di GE04. Il massimo residuo calcolato geometricamente, come termine di paragone, è $18.3 \mu\text{m}$. La scala sull'asse delle ordinate espressa in unità arbitrarie ma le popolazioni mostrate nei quattro plot sono fra loro in proporzione reale.

Poiché la somma di tutti i prodotti $f_r(x, q) \cdot f_l(x, qR)$ esprime la probabilità relativa alla coppia $(x_{dig}-x_{tel}, \eta)$, essa rappresenta per definizione anche il peso che ogni residuo x ha nel concorrere a determinare il valore medio a η costante:

$$\langle x \rangle |_{(\eta)} = \int_I dx x \int_{q \text{ soglia}}^{q \text{ taglio}} f_r(x, q) \cdot f_l(x, Rq) dq \quad (6.37)$$

In figura 6.18 viene confrontato il plot della media dei residui in funzione di η con i dati simulati dal calcolo FORTRAN. L'accordo relativo al sensore GE04 è soddisfacente e si è confermato tale anche per tutti gli altri dispositivi non irraggiati analizzati. La distribuzione dei residui a η costante ottenuta con il calcolo numerico, rappresentata per il sensore GE04 in figura 6.19, riproduce con apprezzabile precisione l'andamento sperimentale esposto in figura 6.15. Dall'analisi della curva simulata si nota l'osservata tendenza all'assunzione di un aspetto asimmetrico al crescere di η . La larghezza assoluta della distribuzione è chiaramente inferiore a quella ottenuta dai dati, essendo stati trascurati, nella

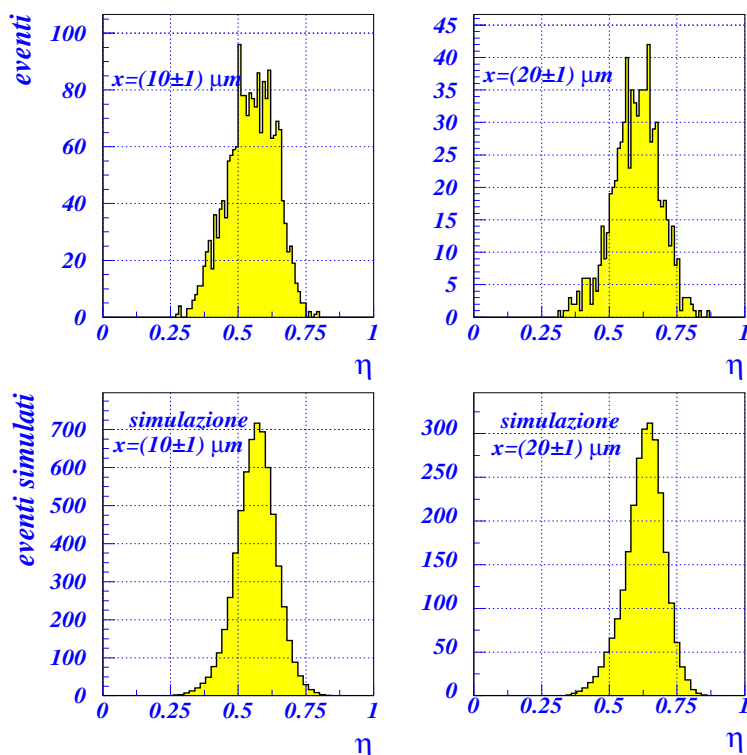


Figura 6.20: In alto: distribuzioni misurate di η a residuo costante (sensore GE04, angolo 30° , molteplicità $n=3$). In basso: simulazione delle stesse distribuzioni. La scala delle ordinate per i grafici simulati è in unità arbitrarie. Il valore geometrico di η_{max} è 0.63.

simulazione FORTRAN, l'incertezza del telescopio, i raggi δ e gli altri fenomeni non geometrici.

A completamento del quadro di risultati forniti dalla simulazione numerica, si riporta in figura 6.20 il confronto fra la previsione della distribuzione di η ottenuta a residuo costante (in basso) e l'andamento misurato (in alto).

6.4.4 Forma finale dell'algoritmo

L'inclusione delle fluttuazioni nella trattazione geometrica conduce ad un sostanziale accordo con le misurazioni condotte ed al verificarsi di un discreto numero di previsioni quantitative. Si può dunque affermare, con ragionevole confidenza, che la limitata fedeltà di previsione dell'algoritmo lineare è causata effettivamente dal supposto effetto di bordo.

I risultati ottenuti per GE04 sono corroborati da analoghe misurazioni compiute per gli altri dispositivi studiati. La simulazione numerica fornisce un robusto strumento per riprodurre, con buona precisione, i comportamenti sperimentali misurati. Tale circostanza ha suggerito di basare su di essa il processo di individuazione quantitativa delle correzioni da introdurre nell'algoritmo lineare.

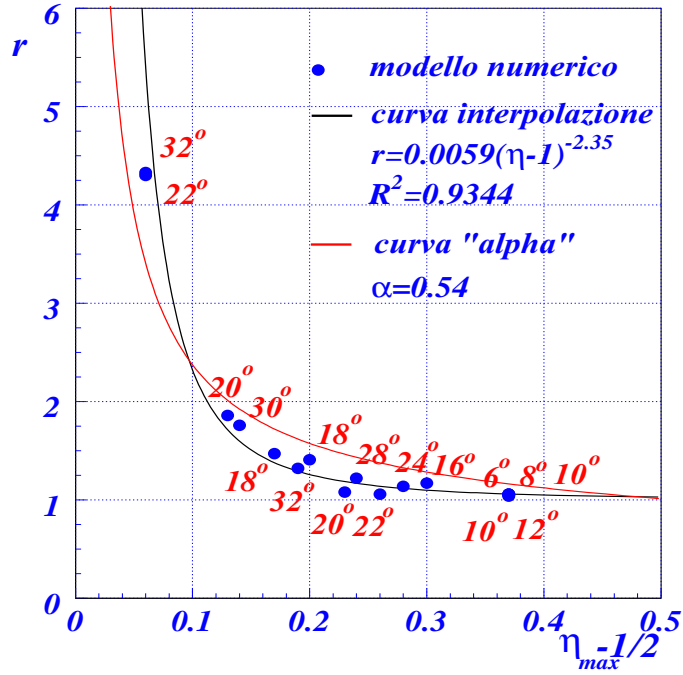


Figura 6.21: Correzione r al coefficiente angolare simulata con la routine *Landau.f*. Accanto ad ogni dato è indicato l'angolo a cui esso è stato ottenuto. La presenza di due dati con il medesimo angolo indica che essi sono stati ottenuti per entrambe le molteplicità ammesse. Le curve di interpolazione sono sovrapposte ai dati.

Le figure 6.14 e 6.13 mostrano che il coefficiente angolare della relazione lineare deve essere diminuito. Nell'ambito del formalismo dell'algorithmo lineare ciò può essere ottenuto sia riducendo i valori estremanti di $x_{dig} - x_{tel}$ che aumentando $|\eta_{min,max} - 1/2|$. Dalle citate figure si osserva che il massimo della quantità $|\langle x_{dig} - x_{tel} \rangle|$ non si discosta significativamente dalle previsioni del modello. In effetti tale grandezza è prevalentemente geometrica; le fluttuazioni di Landau o la dispersione della soglia, agendo in maniera essenzialmente simmetrica attorno al rispettivo valore medio, non incidono sul suo valore. All'opposto la figura 6.20, riferita al sensore GE04, indica con chiarezza che la stima geometrica $\eta_{max} = 0.63$ sottovaluta l'effettivo valore prodotto dalle fluttuazioni, pur essendo in accordo con la sua media.

La correzione all'algorithmo lineare prevede quindi di variare il coefficiente angolare agendo sulle η estremali. La conferma dell'azione dell'effetto di bordo ha suggerito di ricercare una relazione della forma:

$$r(\eta_{max}) = \frac{m_{geo}}{m_{reale}} = 1 + \frac{a}{(\eta_{max} - 1/2)^b} \quad (6.38)$$

dove r è il rapporto fra i coefficienti angolari ricavati dal modello (m_{geo}) e dalla migliore interpolazione lineare dei dati (m_{reale}). I coefficienti a e b provengono dal miglior fit con i dati; essendo quelli del testbeam in numero

insufficiente per produrre un'interpolazione accurata si è utilizzata la routine FORTRAN per generarne di nuovi.

La simulazione dei dati è stata implementata prendendo il sensore GE04 come campione di comportamento per la categoria dei dispositivi non irraggiati. Di conseguenza il valore in carica della soglia e lo spessore della zona svuotata sono stati mutuati dai dati relativi a questo sensore. La verifica della non arbitrarietà di questo procedimento, ovvero dell'universalità della relazione 6.38, si ottiene valutando direttamente le risoluzioni ottenute, per tutti i sensori, con l'algoritmo lineare corretto.

Sono stati simulati diciassette angoli di incidenza nell'intervallo 6° - 32° . Nella figura 6.21 è illustrata la distribuzione dei fattori $r(\eta_{max})$ di correzione ed il risultato dell'interpolazione prodotta.

Le correzioni simulate mostrano una chiara tendenza all'aumento con la diminuzione del valore geometrico di $|\eta_{max} - 1/2|$. I dati sono interpolati con ragionevole accuratezza dalla funzione che compare nella formula 6.38. Non vi è, invece, un'evidente correlazione fra correzione ed inclinazione del fascio. Si è ad ogni modo osservato che ad angoli attorno o inferiori a 15° gli eventi sono sempre caratterizzati da un elevato valore di η_{max} e, di conseguenza, da correzioni al modello molto contenute. Questa regione angolare riveste particolare importanza perché corrisponde agli angoli effettivi del fascio alle condizioni iniziali di lavoro di ATLAS (paragrafo 5.2).

Nella figura 6.21 compare una seconda curva di fit dei dati, denominata curva alpha per distinguerla dalla prima. Essa è l'espressione grafica di una correzione inseribile in maniera più naturale nel formalismo dell'algoritmo lineare. Per tale motivo, anche se l'accordo con i dati simulati è leggermente meno buono di quello dell'espressione 6.38, è stato deciso di utilizzare la correzione alpha per l'intera analisi che segue. La sua espressione analitica è:

$$r(\eta_{max}) = \frac{m_{geo}}{m_{reale}} = \frac{1}{(\eta - 1/2)} \left[\frac{1}{1 + \alpha/\eta(1 - \eta)} - \frac{1}{2} \right] \quad (6.39)$$

Tale forma viene ricavata osservando che l'effetto di bordo può essere riguardato come una sistematica sopravvalutazione del valore *reale* di η rispetto a quello ipotizzabile geometricamente (figura 6.13). Il fattore α introduce un termine efficace di conversione fra il rapporto delle lunghezze nei pixel estremali e quello delle relative cariche:

$$\eta_{max} = \frac{1}{1 + \alpha \frac{\lambda_l}{\lambda_r}} \quad (6.40)$$

nella quale $\lambda_{l,r}$ sono le lunghezze percorse nei pixel a bordo cluster in corrispondenza di una traiettoria a soglia¹⁹. Il fattore α varia nell'intervallo $0 \leq \alpha \leq 1$.

È naturale assumere che esso denoti una certa dipendenza da $\eta_{max} - 1/2$. In realtà il confronto con i dati misurati nel testbeam indica che tale dipendenza, ammessa la sua esistenza, è sufficientemente debole da consentire l'approssimazione $\alpha = \text{costante}$. La miglior stima di questa costante, $\alpha = 0.54$, è stata ricavata minimizzando la somma degli scarti quadratici medi relativi a ciascun sensore, angolo e molteplicità. Ad ogni addendo di tale somma è stato attribuito il medesimo peso statistico. Nel limite $\alpha=1$ la definizione di η torna a essere

¹⁹Quelle che generano, secondo il modello geometrico, il valore $\eta_{min,max}$

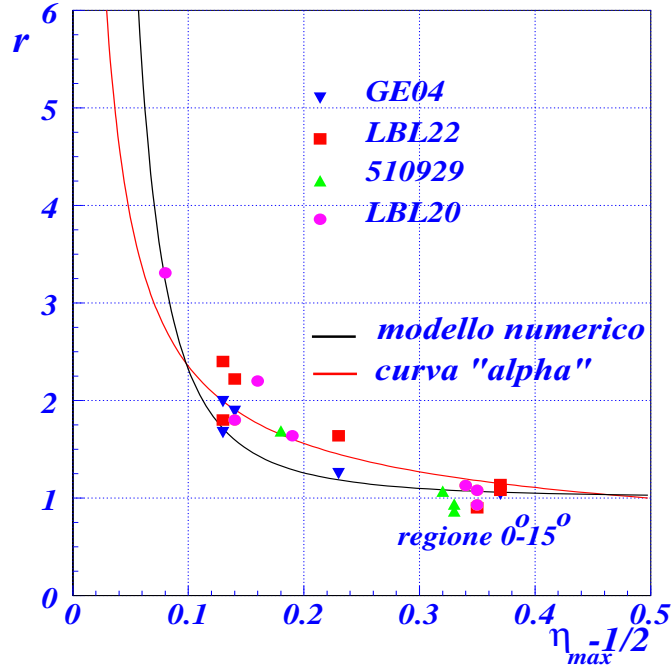


Figura 6.22: Correzione r al coefficiente angolare ricavata dai dati del testbeam per sensori non irraggiati (marcatori colorati). La regione $0.3 < \eta_{max} - 1 < 0.4$ è popolata solo da eventi con angoli fra 0° e 15° . Le curve di interpolazione sono sovrapposte ai dati.

quella geometrica; in tal caso vale, ovviamente, $r(\eta_{max}) = 1$. Il confronto fra le due curve di interpolazione ed i dati del testbeam per i quattro sensori non irraggiati analizzati è illustrato in figura 6.22.

L'introduzione del termine di correzione α è legata ad un fenomeno comune a tutti i sensori, l'effetto di bordo. È ragionevole assumere che la sua presenza, addirittura il suo *valore*, abbiano almeno in prima approssimazione un carattere universale. I risultati delle risoluzioni riportati nel successivo paragrafo convalidano l'affermazione per i sensori non irraggiati. Nel capitolo 8 viene mostrato che anche i dispositivi irraggiati manifestano un comportamento compatibile con il valore di $\alpha = 0.54$ appena dedotto.

In ragione della correzione legata alle fluttuazioni di Landau, le relazioni che definiscono l'algoritmo lineare di ricostruzione della posizione assumono, per i sensori non irraggiati, la forma definitiva:

1. $\phi_{(n-2)A} < \phi \leq \phi_{(n-1)B}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

Molteplicità $n-1$

$$x_{n-1}(\eta_{max}) = (n-1) \frac{p}{2} - \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right]$$

$$\eta_{max,(n-1)} = \frac{p}{p + \alpha [(D \tan \phi - (n-2)p - t \sin \phi)]} \quad (6.41)$$

Molteplicità n

$$\begin{aligned} x_n(\eta_{max}) &= \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right] (n-2) \frac{p}{2} \\ \eta_{max,(n-1)} &= \frac{D \tan \phi - (n-2)p - t \sin \phi}{D \tan \phi - (n-2)p - (1-\alpha)t \sin \phi} \end{aligned} \quad (6.42)$$

2. $\phi_{(n-1)B} < \phi \leq \phi_{(n-1)A}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

Molteplicità $n-1$

$$\begin{aligned} x_{max,(n-1)} &= (n-1) \frac{p}{2} - \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right] \\ \eta_{max,(n-1)} &= \frac{1}{2} \quad \text{unica } \eta \text{ ammessa, nessuna correlazione} \end{aligned} \quad (6.43)$$

Molteplicità n

$$\begin{aligned} x_n(\eta_{max}) &= \left[\frac{D \tan \phi}{2} - t \sin \phi \right] (n-2) \frac{p}{2} \\ \eta_{max,(n)} &= \frac{p}{p + \alpha t \sin \phi} \end{aligned} \quad (6.44)$$

6.5 Risultati

Le relazioni dedotte dal modello, corrette mediante l'inclusione delle fluttuazioni di Landau (equazioni 6.41 - 6.44), sono state inserite nella routine FORTRAN *optim.f*. Il compito di questo programma è quello di:

- definire gli angoli caratteristici a partire dalla conoscenza di D e t .
- individuare le formule applicabili per la determinazione di η_{max} e $x(\eta_{max})$ per entrambe le molteplicità.
- calcolare la funzione lineare interpolante e da essa la correzione alla posizione per ogni assegnato valore di η .
- descrivere la distribuzione dei residui e calcolare la risoluzione lineare.

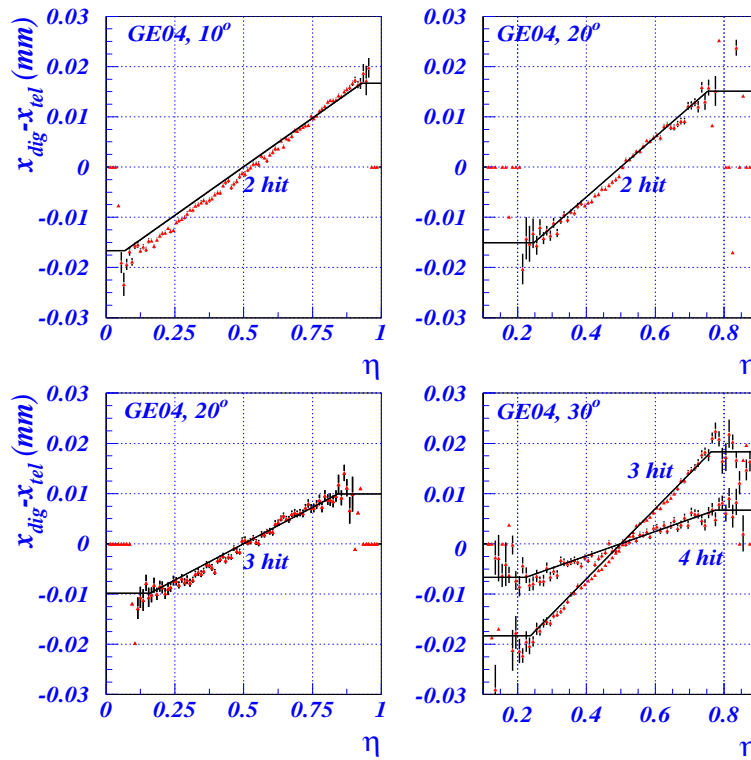


Figura 6.23: Residui digitali (marcatori in rosso) e correzioni lineari (linee in nero) per il sensore GE04.

In figura 6.23 viene rappresentata la comparazione fra la curva dei residui digitali al variare di η , ottenuta per il sensore GE04, e la correzione alla posizione calcolata con l'algoritmo lineare. È interessante confrontare i plot espressi all'interno di questa figura con quelli nelle figure 6.14 e 6.21.

Il buon accordo riscontrato determina un significativo miglioramento delle risoluzioni di questo sensore; in figura 6.24 le distribuzioni dei residui ottenute con algoritmo lineare, ricavate per le due molteplicità geometricamente ammesse, sono rapportate alle rispettive distribuzioni digitali.

Nella figura 6.25 sono illustrati l'andamento dei residui digitali e della correzione lineare per il modulo LBL22. Il comportamento che si osserva non si differenzia in maniera apprezzabile da quello relativo a GE04. In generale, tutti i dispositivi non irraggiati hanno palesato una correzione lineare sovrapponibile ai residui digitali.

La risoluzione lineare complessiva di un sensore è calcolata come la larghezza della distribuzione²⁰ dei residui relativi ad ogni singola molteplicità. Questi ultimi, per le molteplicità geometriche, sono costruiti tramite l'algoritmo lineare; per tutte le altre dimensioni di cluster il modello non è in grado di fornire una previsione e, pertanto, vengono utilizzati i residui digitali. Questa circostanza costituisce una differenza concettuale rispetto alla definizione di risoluzione ana-

²⁰Definita come σ della gaussiana interpolante.

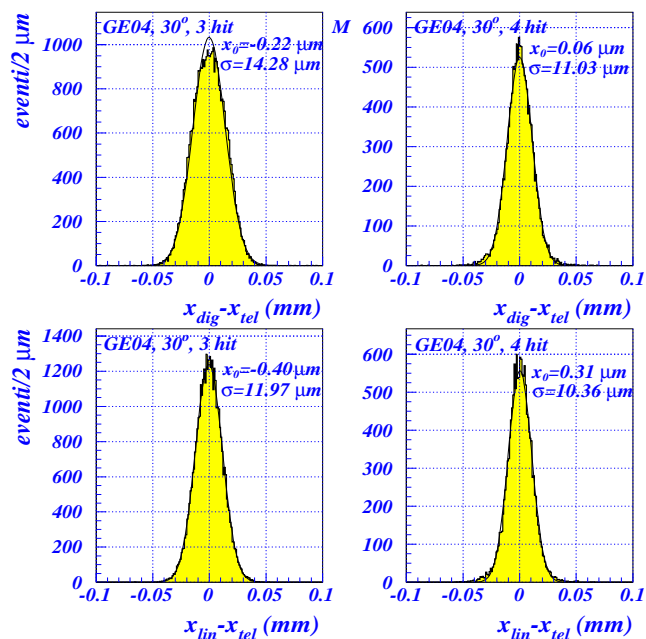


Figura 6.24: In alto: distribuzione dei residui digitali per le molteplicità $n=3$ e $n=4$ prodotte dal sensore GE04 con fascio a 30° . In basso: residui lineari ottenuti per le medesime molteplicità.

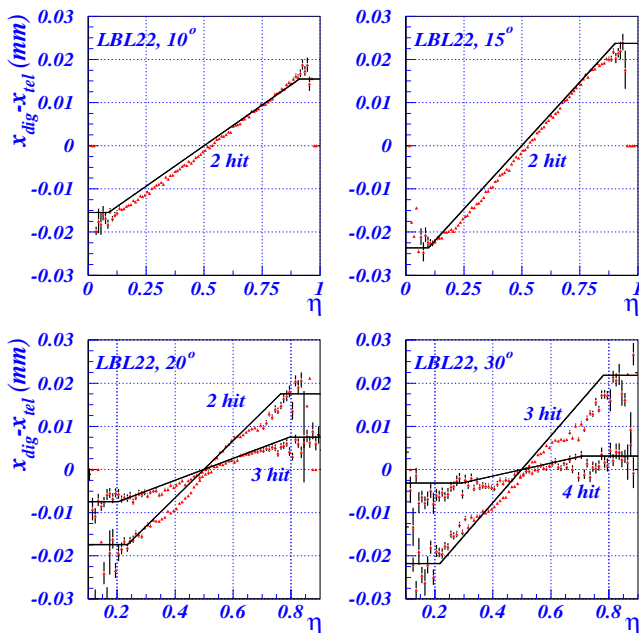


Figura 6.25: Residui digitali (marcatori in rosso) e correzioni lineari (linee in nero) per il sensore LBL22.

logica esposta nel precedente capitolo, nella quale l'algoritmo di ricostruzione della posizione è impiegato per tutte le molteplicità superiori ad uno. Anche per tale motivo le risoluzioni analogiche vanno considerate come valori limite verso cui le stime lineari possono tendere.

Per uniformità di trattazione rispetto all'algoritmo analogico e per verificare la validità di un'interpolazione lineare anche in questa regione si è scelto, ad incidenza normale, di applicare le relazioni del modello geometrico nonostante in tale condizioni il modello stesso non sia autoconsistente. La chiusura delle espressioni è ottenuta ponendo $x(\eta_{max})$ pari al prodotto fra la frazione, *misurata*, di doppi hit rispetto al totale della popolazione ed il semi-pitch (25 μm). Il valore geometrico di η è, in incidenza normale, $\eta_{max} = (D - t)/t$.

Le risoluzioni lineari sono state sottoposte a confronto con quelle digitali e, soprattutto, con quelle ricavate tramite algoritmo analogico. Nelle tabelle 6.4 - 6.7 sono riassunti i valori ricavati in corrispondenza dei diversi angoli di incidenza; l'incertezza del telescopio è sottratta.

In aggiunta alle risoluzioni, definite come al solito attraverso la larghezza σ della gaussiana interpolante, le tabelle riportano anche il valore x_0 del centro di tale funzione. Questo parametro va sommato in quadratura alla larghezza della gaussiana per valutare correttamente le doti di risoluzione del sensore. La quantità Δ che compare nell'ultima colonna delle tabelle è la differenza percentuale fra la risoluzione lineare e quella analogica. Essa è definita da

$$\Delta = (\sigma_{lin} - \sigma_{an}) / \sigma_{an} \cdot 100 \quad (6.45)$$

Dall'analisi dei dati si constata che per i sensori GE04, LBL20 e LBL22 la risoluzione lineare è in linea con quella analogica. L'affermazione è valida per tutti gli angoli sondati. La differenza relativa fra le due risoluzioni è contenuta entro il 2%, sia in analisi senza detrazione dell'incertezza telescopio che al netto di essa. In quest'ultimo caso si registra un lieve incremento della forbice causato dalla diminuzione dei valori delle risoluzioni.

Il modulo 510929 si comporta in generale come gli altri sensori non irraggiati, ad eccezione dei due angoli (10° e 15°) in corrispondenza dei quali esso esprime i propri minimi di risoluzione analogica. Il modulo 510929 ha evidenziato le risoluzioni analogiche più basse fra i dispositivi analizzati, circostanza che tende ad enfatizzare ogni discrepanza, seppur piccola, introdotta dall'algoritmo lineare. Le relative risoluzioni, ai minimi citati, si mantengono comunque inferiori al 8% (incertezza del telescopio non sottratta) ed al 15% (incertezza sottratta).

6.6 Conclusioni

Il modello geometrico di produzione dei cluster ha generato delle previsioni di distribuzione della popolazione compatibili con le misurazioni condotte. Il formalismo che da esso deriva in merito alla relazione fra correzione alla posizione digitale del cluster e variabile η , viene notevolmente semplificato dal processo di linearizzazione. L'accordo fra le funzioni lineari di interpolazione, dedotte attraverso tale procedimento, ed i dati dei sensori non irraggiati può essere significativamente migliorato introducendo opportune correzioni che simulino la presenza delle fluttuazioni di Landau, non previste nel modello. È stato possibile introdurre e giustificare il termine correttivo utilizzato attraverso una simulazione numerica in FORTRAN appositamente creata. Una delle possibili

Sensore	ϕ	σ	x_0	σ	x_0	σ	x_0	Δ
		dig. (μm)	dig. (μm)	anal. (μm)	anal. (μm)	lin. (μm)	lin. (μm)	
GE04	0°	11.81	-0.40	11.67	-0.39	11.67	-0.25	0.0
GE04	10°	10.49	-0.28	6.11	-0.31	6.17	-0.49	+1.2
GE04	20°	10.04	-0.17	7.71	-0.10	7.83	-0.22	+1.6
GE04	30°	12.29	-0.15	9.77	-0.09	9.77	-0.21	+0.0

Tabella 6.4: Risoluzioni digitali, analogiche e lineari ricavate per il sensore GE04 con la detrazione dell'incertezza del telescopio. Le risoluzioni sono riferite alla larghezza della gaussiana interpolante, il cui centro è indicato con x_0 . Per la definizione del parametro Δ si rimanda al testo.

Sensore	ϕ	σ	x_0	σ	x_0	σ	x_0	Δ
		dig. (μm)	dig. (μm)	anal. (μm)	anal. (μm)	lin. (μm)	lin. (μm)	
LBL22	0°	12.18	0.09	12.11	0.14	12.12	0.18	+0.1
LBL22	5°	10.59	0.06	10.22	0.04	10.23	-0.05	+0.1
LBL22	10°	10.06	-0.40	7.17	-0.37	7.19	-0.55	+0.4
LBL22	15°	14.04	-0.99	7.62	-0.93	7.67	-1.01	+0.8
LBL22	20°	11.78	-0.67	9.23	-0.66	9.32	-0.77	+1.1
LBL22	30°	13.96	-1.20	12.01	-1.14	12.01	-1.41	+0.2

Tabella 6.5: Risultati per il sensore LBL22.

Sensore	ϕ	σ	x_0	σ	x_0	σ	x_0	Δ
		dig. (μm)	dig. (μm)	anal. (μm)	anal. (μm)	lin. (μm)	lin. (μm)	
510929	0°	10.72	0.00	10.64	0.14	10.68	-0.12	+0.4
510929	5°	8.92	0.00	8.63	0.24	8.67	-0.17	+0.4
510929	10°	7.93	-0.05	4.72	0.19	5.44	0.00	+15.2
510929	15°	11.96	-0.10	4.08	0.11	4.58	-0.16	+12.3
510929	30°	12.18	0.09	7.74	0.34	7.78	-0.07	+0.4

Tabella 6.6: Risultati per il sensore 510929.

Sensore	ϕ	σ	x_0	σ	x_0	σ	x_0	Δ
		dig. (μm)	dig. (μm)	anal. (μm)	anal. (μm)	lin. (μm)	lin. (μm)	
LBL20	0°	11.59	-0.17	11.39	-0.15	11.42	-0.02	+0.3
LBL20	5°	10.47	-0.38	10.11	-0.38	10.14	-0.05	+0.2
LBL20	10°	9.69	-0.10	6.70	0.12	6.72	-0.12	+0.3
LBL20	15°	13.93	-1.22	6.92	-1.05	7.00	-1.37	+1.9
LBL20	20°	11.65	0.56	8.78	0.60	8.91	-0.43	+1.4
LBL20	30°	13.85	-1.94	11.86	-1.88	11.88	-2.15	+0.5

Tabella 6.7: Risultati per il sensore LBL20.

forme della correzione, in grado di inserirsi in modo matematicamente naturale nelle relazioni lineari di interpolazione, ha dimostrato di essere sufficientemente precisa ed universale per un utilizzo esteso a tutti i sensori non irraggiati studiati.

La forma corretta delle relazioni lineari di interpolazione permette di ottenere risoluzioni praticamente identiche, nella maggior parte delle combinazioni sensore-angolo, a quelle analogiche. Anche laddove l'accordo con i dati è meno buono le differenze si mantengono a livelli soddisfacenti (inferiori al 8% in assenza di detrazione dell'incertezza del telescopio) e, comunque, tali da rappresentare un notevole miglioramento rispetto all'algoritmo digitale di ricostruzione della posizione.

Nella sua forma finale l'algoritmo lineare assume le sembianze di quattro coppie di equazioni di primo grado, ciascuna di esse relativa alla determinazione dei parametri $(\eta_{max}, x_{\eta_{max}})$, valide a seconda dell'angolo considerato e della molteplicità del cluster. Tali equazioni, facilmente inseribili in una routine di calcolo, contengono due parametri dipendenti dal sensore, D e t , la cui miglior stima ha dato prova di essere in accordo con il presunto valore delle grandezze che nel modello essi rappresentano: lo spessore della zona svuotata ed il percorso medio corrispondente alla soglia del discriminatore.

In considerazione dei risultati in risoluzione ottenuti, della minor complicazione tecnica nell'operare con l'algoritmo lineare rispetto che con le matrici di $(n+1 \times l \times m)$ coefficienti dell'algoritmo analogico, della possibilità di fornire previsioni ad angoli non investigati nel testbeam²¹, l'utilizzo dell'algoritmo lineare per sensori non irraggiati appare avere possibilità di applicazioni concrete.

²¹Sebbene l'algoritmo lineare si basi su relazioni dedotte *non* a partire dai dati del testbeam ma su di essi semplicemente verificate, una comparazione sperimentale ad un numero rappresentativo di angoli è auspicabile.

Capitolo 7

Effetti quantitativi dell'irraggiamento sui sensori a pixel

Il rivelatore a pixel di ATLAS, a causa della sua prossimità alla regione di interazione, è destinato ad assorbire il flusso di radiazioni più elevato di qualunque altro dispositivo presente nell'esperimento (figura 7.1).

L'architettura del rivelatore a pixel, che prevede l'impiantazione di celle di tipo n^+ in un substrato di silicio drogato n , è stata scelta per permettergli di operare oltre i livelli di irraggiamento che ne determinano l'inversione di tipo¹. È quindi importante studiare l'effetto indotto della radiazione sulle grandezze caratteristiche che ne determinano la prestazione assoluta.

I danni prodotti sui pixel dalla radiazione, già affrontati nel capitolo 2, sono inquadrati in due categorie: *surface damage* e *bulk damage*. La prima obbliga all'adozione di appropriate tecniche di isolamento dei pixel ma non influenza in maniera decisiva le prestazioni del sensore (se si eccettua l'introduzione di un'ulteriore sorgente di rumore provocata dall'accumulazione di cariche positive per ionizzazione sullo strato di SiO_2 ed all'interfaccia Si/SiO_2 [44]); per tale motivo non viene qui trattata.

Il *bulk damage*, la produzione di difetti nel reticolo cristallino del silicio generata dall'energia non ionizzante ceduta dalla radiazione, è invece responsabile dei fenomeni di riduzione dell'efficienza di raccolta di carica attraverso:

- Attenuazione del flusso dei portatori di carica per intrappolamento nella struttura reticolare modificata (*charge trapping*).
- Diminuzione dello spessore della regione svuotata.

Il *bulk damage* causa anche un aumento della corrente di fuga del sensore. Questo effetto è eliminabile quasi totalmente riducendo la temperatura dei pixel e non viene affrontato in questa sede.

¹Si tratta della mutazione del substrato da semiconduttore di tipo n a semiconduttore di tipo p . Questo cambiamento è determinato dall'introduzione di nuovi centri di tipo accettore dovuti al danneggiamento prodotto dalla radiazione. Verso il termine di questa seconda fase della propria attività i pixel saranno caratterizzati da un regime di svuotamento parziale.

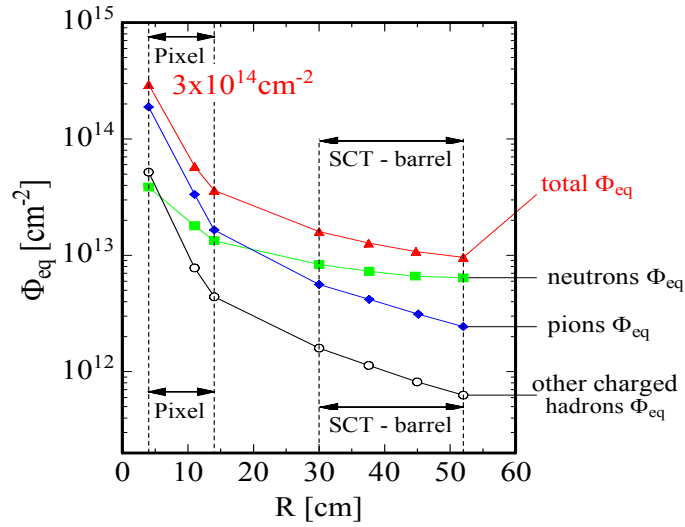


Figura 7.1: Livello annuale di radiazione nell'Inner Detector in funzione della coordinata radiale. La fluenza (asse delle ordinate) è espressa in termini di flusso equivalente di neutroni da 1 MeV. I valori sono riferiti alla luminosità nominale di LHC ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$).

La riduzione della carica determina conseguenze negative sia in termini di risoluzione spaziale del sensore che di efficienza. La dimensione dei cluster che si registra nei dispositivi irraggiati si abbassa (figura 7.2), determinando la diminuzione del numero di eventi per cui è possibile operare un'interpolazione basata sull'informazione in carica. Il segnale raccolto da ciascun pixel è inoltre più piccolo: anche quando l'interpolazione è possibile, l'incidenza delle fluttuazioni statistiche e del rumore assume un maggior peso. La perdita di eventi dovuti al mancato superamento della soglia hardware o l'errata attribuzione temporale causata da un timewalk eccessivo, a sua volta determinato da una carica piccola e quindi lenta a superare la soglia del discriminatore, incidono direttamente sull'efficienza.

Nel capitolo 6 è stato osservato che la ricostruzione spaziale dell'evento a partire dalla carica raccolta dai pixel estremali può essere realizzata attraverso un modello geometrico basato sulla conoscenza di due parametri: l'estensione D della regione svuotata ed il percorso t equivalente alla soglia in carica. Il lavoro presentato nel successivo capitolo è volto a verificare se anche i sensori irraggiati possano essere trattati attraverso una simile costruzione. È quindi necessario quantificare la misura in cui l'irraggiamento altera la carica registrata dai pixel e caratterizzare, per quanto possibile in una forma elementare, tale da poter essere inserita nel formalismo del modello geometrico, la variazione dei suoi parametri fondamentali (D, t).

Il presente capitolo è dedicato alla determinazione quantitativa delle grandezze che descrivono gli effetti dell'irraggiamento sulla raccolta in carica, quali la depletion depth D e la *lunghezza di attenuazione* λ associata alla charge trapping. I risultati ottenuti saranno impiegati per modificare il modello geometrico

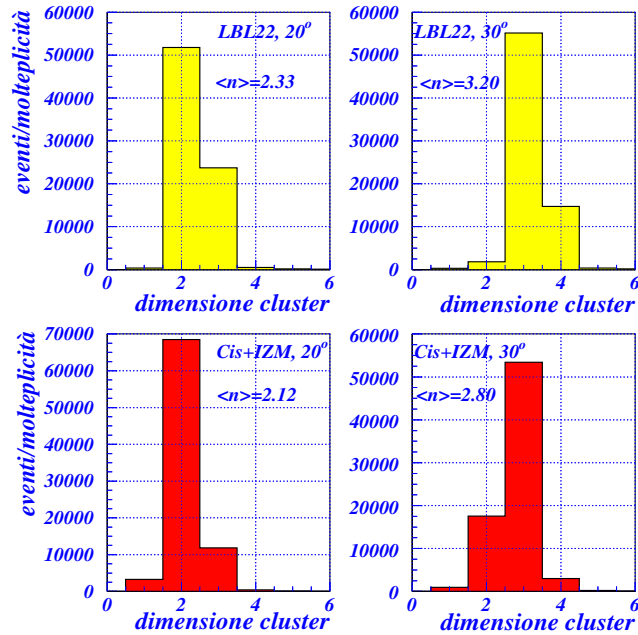


Figura 7.2: Distribuzioni della dimensione dei cluster per sensore non irraggiato (in alto) ed un dispositivo sottoposto a $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ (in basso).

allo scopo di renderlo applicabile a pixel sottoposti in precedenza a radiazione.

7.1 Determinazione della charge trapping

7.1.1 Caratteristiche del fenomeno

Le coppie elettrone-buca prodotte nel sensore al passaggio di una particella carica migrano verso le opposte estremità della regione svuotata sotto l'azione del campo elettrico polarizzante. Durante il proprio moto esse subiscono collisioni con il reticolo cristallino, il cui effetto è quello di limitare la rispettiva velocità media di drift determinando la mobilità del portatore di carica (capitolo 2). In un sensore non irraggiato la possibilità che i portatori vengano intrappolati dalla struttura reticolare lungo il proprio tragitto è trascurabile. Questo implica che il segnale registrato da un pixel, a parità di lunghezza della traiettoria, non dipenda dalla profondità di quest'ultima. La *Charge Collection Efficiency* (CCE), il rapporto fra la carica generata e quella registrata, assume valore unitario lungo tutto il volume depleto.

In figura 7.3 è rappresentato il tipico profilo di carica raccolta in un sensore non irraggiato al variare della profondità della traccia. Questa è definita come la distanza dalla superficie del dispositivo del punto medio del segmento di traiettoria che attraversa il pixel. Le zone in cui la carica è variabile sono quelle nelle quali il pixel è attraversato parzialmente dalla particella. Nella regione centrale (il fascio in figura incide a 30°) l'attraversamento è completo e la carica

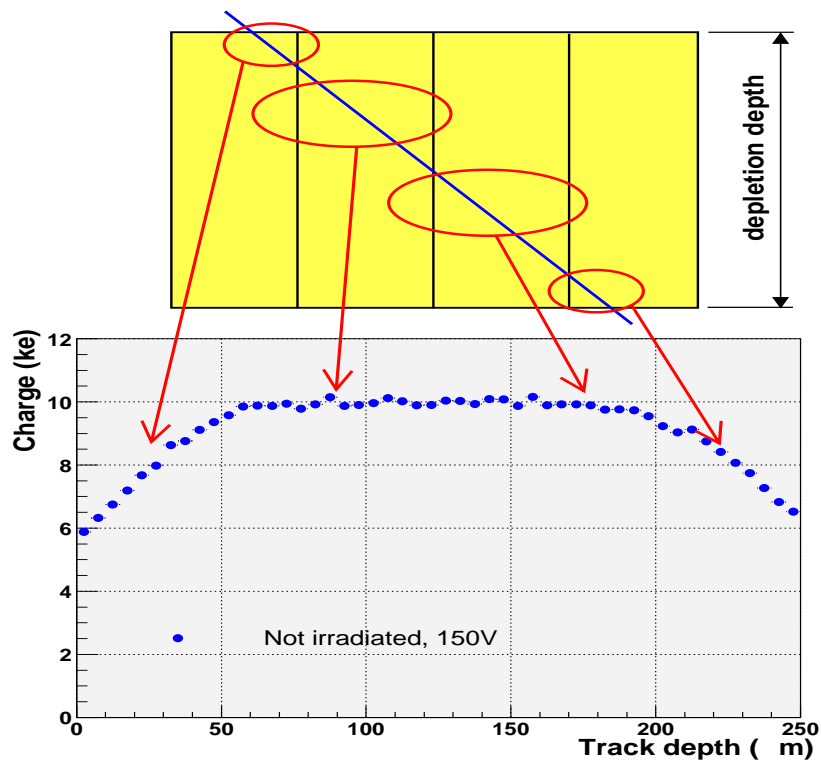


Figura 7.3: Carica raccolta al variare della profondità della traiettoria per un sensore non irradiato con fascio incidente a 30° [55].

è costante su profondità nell'intervallo ($45 \mu\text{m}, 205 \mu\text{m}$). Il plot è stato ottenuto da un lavoro di analisi dettagliata del fenomeno di charge trapping ([55]).

Nei dispositivi irradiati la struttura reticolare subisce il dislocamento degli atomi di silicio a causa degli urti da parte delle particelle incidenti. Si originano interstizi (il posizionamento di un atomo dislocato in una regione dove la struttura originaria non ne prevede la presenza) e lacune (l'assenza di un centro reticolare). Il danno introdotto dalla singola particella può essere di natura puntuale, su un solo nodo del reticolo, o diffuso in cluster di atomi dislocati. Questi ultimi sono prodotti dal rinculo di un atomo di silicio quando ad esso viene trasferita un'energia tipicamente superiore a 5 KeV [31]. I difetti puntuali, di norma originati a trasmissioni di energie dell'ordine dei 25 eV, danno luogo a livelli discreti nel gap fra la banda di valenza e di conduzione. I cluster possono invece modificare localmente la struttura delle bande energetiche.

Il carattere del difetto dipende essenzialmente dal tipo di particella incidente. Fotoni ed elettroni non sono di norma in grado di trasferire elevate energie al singolo atomo di silicio. Di conseguenza essi producono quasi esclusivamente difetti puntuali. Adroni e ioni incidenti possono al contrario generare cluster [31]. Lo schema tipico dei difetti puntuali e dei cluster è rappresentato in figura 7.4.

L'alterazione della struttura energetica del materiale è responsabile della variazione della concentrazione efficace di doping, della creazione di livelli di ge-

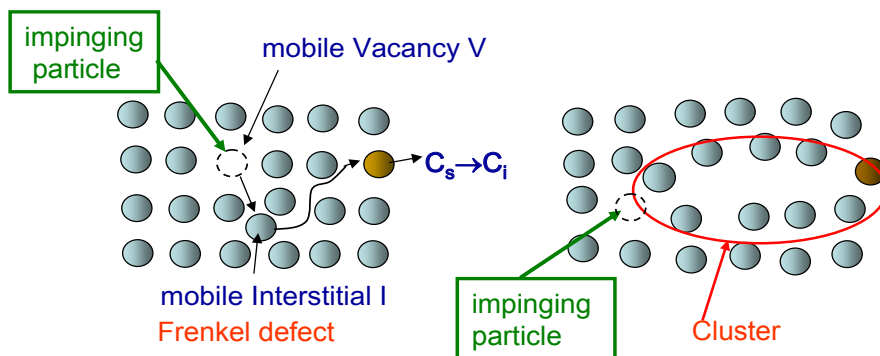


Figura 7.4: Rappresentazione di un'alterazione reticolare di tipo puntuale (a sinistra) e di un cluster (a destra).

nerazione e ricombinazione delle coppie (che induce una crescita della corrente di fuga) e della creazione di centri di intrappolamento delle cariche. Quando alcuni dei nuovi livelli energetici sono collocati in prossimità delle bande di conduzione e di valenza del materiale (figura 7.5) si può infatti verificare la cattura di elettroni e buche lungo il proprio tragitto verso l'elettrodo di raccolta. Se l'intrappolamento si prolunga per un tempo più lungo della finestra temporale di elaborazione del segnale si verifica una diminuzione della CCE [71]. La figura 7.6 mostra la distribuzione carica-profondità per un sensore irraggiato. La curva di figura 7.3 è sovrapposta per riferimento.

Per le traiettorie superficiali non si registra in pratica attenuazione della ca-

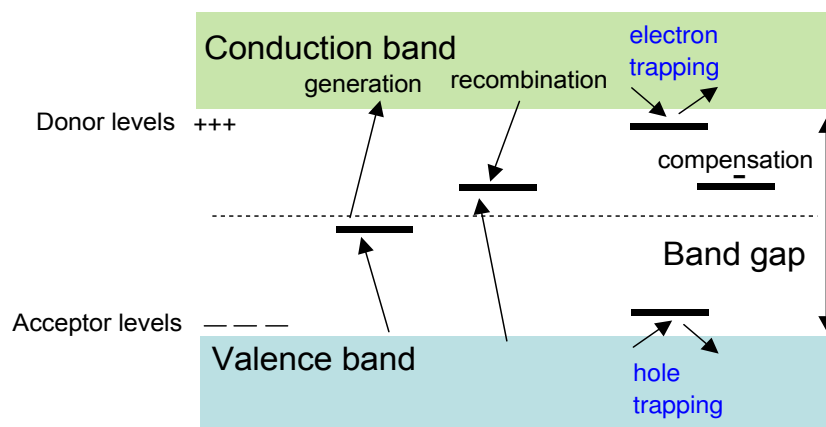


Figura 7.5: Livelli di energia per una giunzione $p-n$ sottoposta ad irraggiamento. Oltre ai livelli responsabili dell'intrappolamento sono rappresentati quelli che determinano dei fenomeni di ricombinazione/generazione che conducono all'aumento della corrente di fuga.

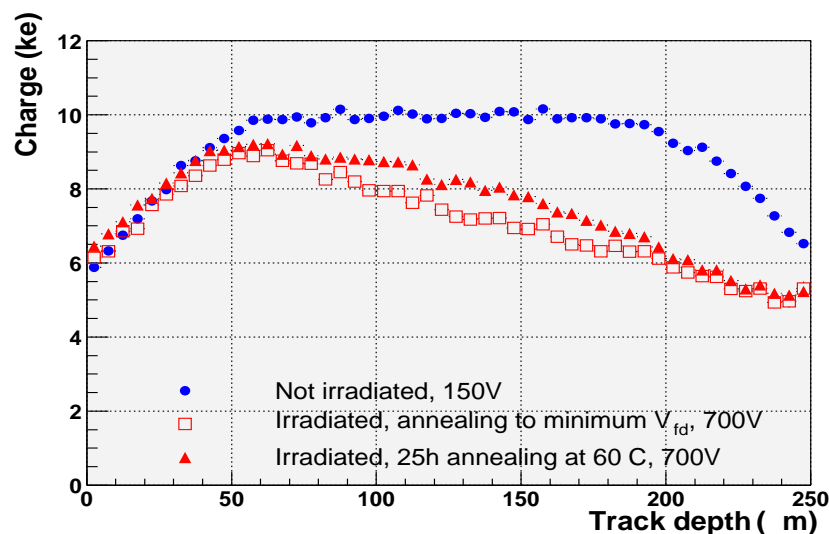


Figura 7.6: Carica raccolta al variare della profondità della traiettoria per un sensore irraggiato (marcatori in rosso) a due differenti condizioni di annealing. L'angolo di incidenza è 30° . I dati per il dispositivo non irraggiato sono riportati per comparazione (marcatori in blu) [55].

rica. A profondità di $50 \mu\text{m}$ la deviazione rispetto al comportamento in assenza di irraggiamento comincia ad essere evidente. La diminuzione della CCE procede per il solo effetto della charge trapping fino a quando le traiettorie tornano ad attraversare solo parzialmente il pixel; per i sensori irraggiati rappresentati in figura questo si verifica a circa $150 \mu\text{m}$ di profondità.

Nella figura 7.6 le serie di dati che rappresentano il comportamento del medesimo sensore irraggiato sono due. Esse sono state misurate a differenti condizioni di *annealing*, la variazione nel tempo degli effetti della radiazione manifestati dal sensore una volta terminato l'irraggiamento (capitolo 2). Dal grafico si osserva che la CCE in corrispondenza della miglior condizione di annealing per la depletion depth (ovvero quando la tensione di completo svuotamento V_{fd} è al minimo², alla fine del periodo in cui domina il *beneficial annealing*), è peggiore di quella che si riscontra a tempi più lunghi (25 h a 60°). Il valore di 25 h a 60° non è scelto a caso: esso corrisponde alle aspettative di annealing nel corso di 10 anni di operatività di LHC. I dispositivi sottoposti a questo periodo di annealing manifestano una charge trapping inferiore anche rispetto a quelli che non hanno affatto subito annealing (figura 7.7).

Il miglioramento della CCE all'aumentare del periodo di annealing non è caratteristica comune a tutti sensori al silicio; esso è una conseguenza della scelta effettuata per la raccolta del segnale nei pixel di ATLAS. L'elettrodo di misura è posto a potenziale più positivo³, verso di esso migrano gli elettroni.

²Per effetto della diminuzione della concentrazione di doping efficace. Per sensori non ossigenati e ossigenati con tecnica DOFZ (utilizzati in ATLAS) il minimo si presenta attorno a 10^2 minuti a 60° [31], [44]

³In realtà il potenziale è nullo, essendo $-V_{bias}$ la tensione applicata nella regione dell'impiantazione di tipo *p*.

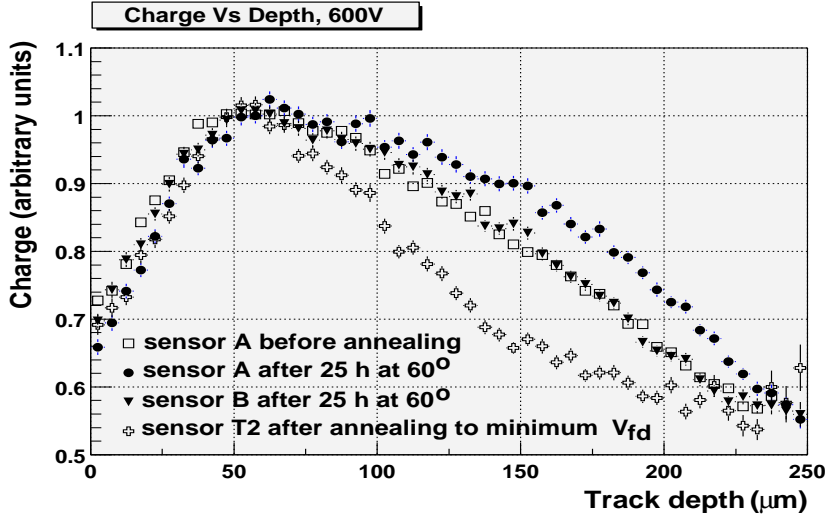


Figura 7.7: Distribuzioni carica-profondità a differenti condizioni di annealing. Il sensore A manifesta una migliore efficienza di raccolta dopo 25 h a 60° rispetto che in assenza di annealing.

Come è stato spiegato nel capitolo 2, indipendentemente da tale scelta, sia gli elettroni che le buche contribuiscono in linea di principio alla formazione del segnale; in termini pratici, tuttavia, solo i primi sono importanti a causa del piccolo valore del rapporto fra la larghezza del pixel e lo spessore del sensore. In una simile geometria il potenziale di Ramo del pixel ha un gradiente non nullo per una frazione molto limitata dello spessore, dell'ordine di grandezza della sua larghezza. Il segnale sul pixel è generato solo dalle cariche che si muovono in questa regione; gli elettroni, indipendentemente dalla profondità a cui sono prodotti, sono sempre in grado di raggiungere la regione a gradiente di Ramo non nullo in un tempo (pochi ns per percorrere l'intero spessore) molto inferiore al peaking time del peamplificatore (25 ns) [44]. Le buche, al contrario, si muovono evacuando la regione in cui il potenziale di Ramo ha gradiente non nullo. Questo implica che solo quelle prodotte molto vicino al pixel possono contribuire apprezzabilmente al segnale; in tutte le altre condizioni sono solo gli elettroni ad essere misurati.

La figura 7.8 [72] illustra la dipendenza del parametro più rappresentativo del fenomeno della charge trapping, il *trapping time* τ o tempo di intrappolamento, dal periodo di annealing. Il trapping time è definito come il tempo caratteristico dell'attenuazione del flusso di portatori di carica lungo il loro moto:

$$Q_{(e,h)}(t) = Q_{0(e,h)} \exp(-t/\tau_{(e,h)}) \quad (7.1)$$

ove $Q_{(e,h)}(t)$ e $Q_{0(e,h)}$ rappresentano la carica trasportata dagli elettroni o dalle buche al tempo zero ed al tempo t , rispettivamente. L'inverso di $\tau_{(e,h)}$ esprime la probabilità di intrappolamento nell'unità di tempo. Dalla figura si osserva che la frequenza di intrappolamento per gli elettroni diminuisce con l'aumentare del tempo di annealing mentre, all'opposto, aumenta per le buche.

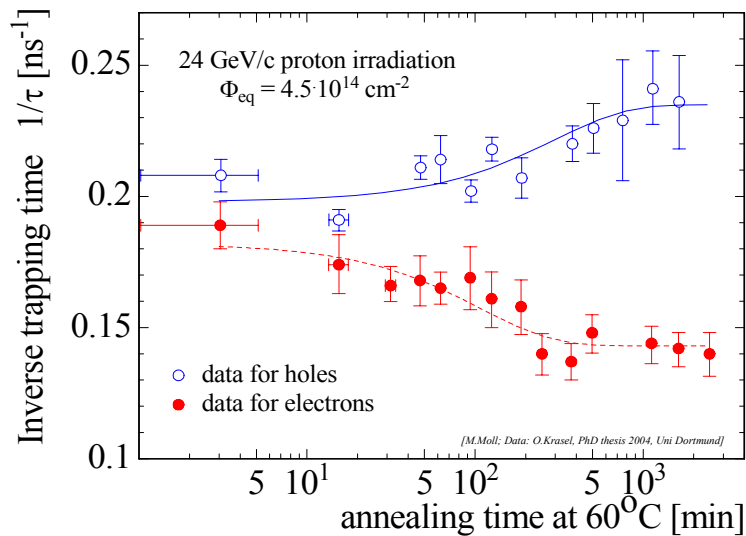


Figura 7.8: Dipendenza della probabilità di intrappolamento per unità di tempo $1/\tau_{(e,h)}$ di elettroni e buche dal periodo di annealing. I sensori analizzati sono stati sottoposti ad irraggiamento con fascio di protoni da 24 GeV/c.

La carica rappresentata nelle distribuzioni delle precedenti figure è in sostanza determinata dal comportamento degli elettroni: questo spiega perché l'annealing fa aumentare la CCE dei pixel di ATLAS.

Esistono due principali metodologie di misurazione del tapping time: la *Transient Current Technique* (TCT) e l'analisi dei plot carica-profondità basati sui dati acquisiti nel testbeam.

Transition Current Technique

La TCT si basa sull'analisi della forma, risolta nel tempo, della corrente transitoria generata dal moto dei portatori di carica. Essa si differenzia dalle tecniche di rivelazione tradizionalmente utilizzate nella fisica delle alte energie, basate sull'integrazione della corrente tramite un preamplificatore il quale produce un output proporzionale alla carica raccolta dall'elettrodo di misura. Per implementare la TCT è necessario disporre di un'elettronica particolarmente veloce (tempi caratteristici dell'ordine di qualche ns) e di una sorgente ionizzante dotata di un'energia calibrata per generare i portatori di carica alla profondità voluta (laser o materiale radioattivo). Questa seconda condizione è imposta dall'esigenza di studiare la corrente prodotta dal moto di una sola delle due specie di portatori; si produce la ionizzazione del materiale in prossimità di un elettrodo in modo che uno dei due portatori cessi praticamente subito di dare un contributo alla corrente.

La tecnica TCT consente di ricavare informazioni sul campo elettrico effettivo all'interno del materiale, sulla mobilità dei portatori di carica, sul loro intrappolamento, sulla concentrazione di doping efficace e sulla profondità di svuotamento. Le misurazioni devono essere condotte con sensore sovra-depleto, ovvero in modo che la tensione di polarizzazione applicata sia superiore alla ten-

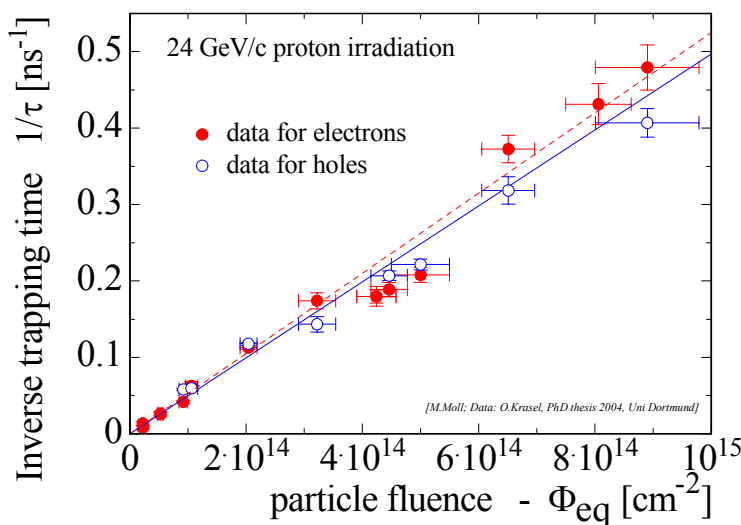


Figura 7.9: Relazione fra inverso del trapping time e fluenza equivalente. I dati sia per gli elettroni che per le buche sono ben approssimati da una relazione di tipo lineare. In apparenza, entro i limiti sperimentali, la legge lineare è identica per i due portatori. L'irraggiamento è stato prodotto con protoni da 24 GeV/c.

sione di svuotamento V_{fd} . Questo aspetto limita il campo di fluenze che possono essere investigate dalla TCT⁴ ed obbliga, al massimo livello di irraggiamento consentito da V_{fd} , a concentrare l'analisi su bassi tempi di annealing.

Nonostante queste limitazioni numerose misurazioni TCT sono state condotte per determinare il trapping time di giunzioni di silicio ossigenato. In generale esse hanno evidenziato l'esistenza di una relazione lineare fra probabilità di intrappolamento e fluenza $1/\tau = \beta(t, T) \Phi$ ([73], [74], [72]).

La quantità $\beta(t, T)$ è denominata fattore di danneggiamento ed è una funzione del tempo e della temperatura che caratterizzano il processo di annealing. In figura 7.9 è riprodotta la dipendenza dell'inverso del trapping time dal grado di irraggiamento ottenuta dalle misurazioni TCT presentate in [72]. In tabella 7.1 sono riassunti i relativi risultati della determinazione di $\beta(t, T)$. I sensori oggetto della misurazione sono fette di silicio con substrato ossigenato di tipo n costruiti da CiS, spessore variabile fra 250-300 μm , sottoposti ad irraggiamento sia con protoni che con neutroni ad una scansione di fluenze equivalenti variabili fra $2.2 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq}\text{cm}^{-2}$ e $8.9 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}\text{cm}^{-2}$. Le misurazioni sono state effettuate dopo annealing a 60° al minimo di V_{fd} .

È interessante osservare la differenza di comportamento prodotto da irraggiamento con adroni carichi o neutri⁵. In questo secondo caso i valori di trapping time per elettroni e buche sono fra loro non consistenti (di oltre 3 deviazioni standard). Per i protoni non sembra esserci differenza di probabilità di trapping fra i due portatori.

⁴Fino ad oggi si è giunti a fluenze di $10^{15} \text{ n}_{eq}\text{cm}^{-2}$.

⁵Il fascio di protoni utilizzato per irraggiare i sensori ha un'energia di 24 GeV e proviene dal protosincrotrone CERN PS. I neutroni provengono dal reattore di TRIGA, Lubiana (Slovenia)

Irraggiamento	portatore	β (10^{-16} cm ² ns ⁻¹)
protoni	elettroni	5.13 ± 0.16
protoni	buche	5.04 ± 0.18
neutroni	elettroni	3.84 ± 0.31
neutroni	buche	5.10 ± 0.39

Tabella 7.1: Valori dei coefficienti di proporzionalità β fra probabilità di trapping e fluensa. I dati sono ottenuti con tecnica TCT e riferiti sia ad elettroni che a buche, in presenza di irraggiamento prodotto da protoni e neutroni.

Analisi basate sul testbeam

Anche l'analisi della correlazione carica-profondità, basata sui dati ricavati dal testbeam e mostrata nelle figure 7.3, 7.6 e 7.7, permette di ricavare informazioni sul flusso di portatori intrappolato nei dispositivi irraggiati. Questo metodo non necessita di un sensore completamente svuotato e, per tale motivo, si presta particolarmente bene alle misure di charge trapping ad elevate fluense. È qui descritto un originale procedimento adottato in [55].

La carica misurata per i pixel di ATLAS, come visto, è essenzialmente determinata dal contributo degli elettroni. La pendenza delle distribuzioni di carica è quindi legata al trapping time τ_e di questi portatori ma la sua deduzione diretta dai grafici delle distribuzioni non è banale. Il modo in cui l'intrappolamento influisce sul segnale misurato dipende da diverse variabili, fra le quali la forma esatta del potenziale di Ramo, la dimensione finita del pixel, le fluttuazioni di energia depositata, la soglia del discriminatore.

Per estrarre il tempo di intrappolamento il comportamento del sensore viene simulato⁶ assumendo come parametro libero τ_e ed il rapporto τ_e/τ_h . L'adozione di quest'ultima grandezza come parametro di fit è resa necessaria dalla difficoltà di estrarre separatamente i due tempi di trapping dalla distribuzione di carica. La simulazione prevede di seguire il moto delle unità elementari di carica (25 elettroni), fino al raggiungimento dell'elettrodo o all'intrappolamento, attraverso la discretizzazione del dominio spazio-temporale. Alla fine di ciascun passo di durata t sono calcolati la diffusione laterale r.m.s (σ) e la probabilità di intrappolamento P :

$$\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2\mu_0 \frac{kT}{q} \frac{l}{\mu E}}$$

$$P(\text{trapping}) = e^{-t/\tau} = e^{-l/\mu\tau E}$$
(7.2)

Nelle relazioni scritte μ_0 è la mobilità dell'elettrone nell'ipotesi di basso campo elettrico e $l = t\mu E$ è la lunghezza della discretizzazione spaziale lungo la traiettoria del portatore. Il campo elettrico all'interno del materiale è perturbato dagli stessi nuovi livelli indotti dalla radiazione e di difficile determinazione. La simulazione adotta l'approssimazione, valida ad elevati valori di tensione di bias ($|V_{\text{bias}}| > 700$ V) per via della saturazione della velocità di drift, di un campo elettrico uniforme nel sensore.

⁶Ad esempio tramite il pacchetto GEANT4, nel lavoro a cui si fa riferimento.

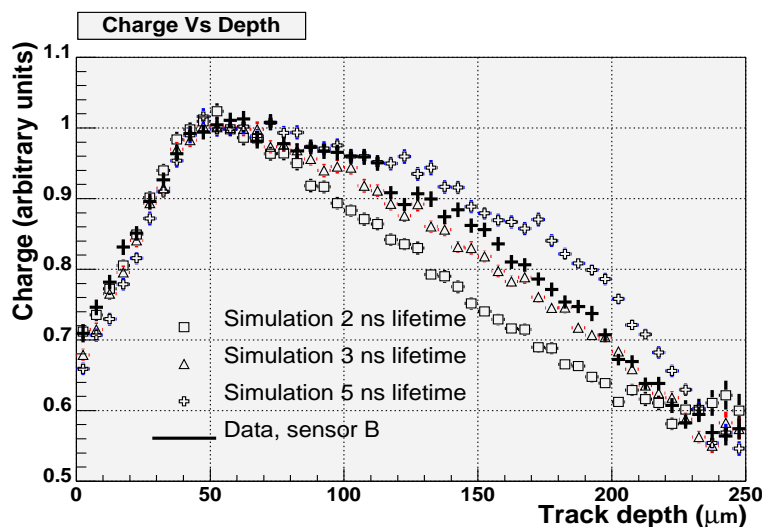


Figura 7.10: Simulazioni di raccolta di carica utilizzate nell'estrazione del trapping time.

Le distribuzioni ottenute attraverso la simulazione, relative a differenti valori del parametro τ_e , sono mostrate in figura 7.10. Queste simulazioni vengono comparate con i dati ricavati dal testbeam attraverso il valore della variabile $\langle Qd \rangle$, la quale viene scelta perché molto sensibile alla variazione di pendenza della distribuzione carica-profondità. Il miglior accordo determina il valore misurato di τ_e . Poiché in una certa misura contribuisce alla distribuzione anche τ_h , la simulazione viene prodotta per differenti valori del rapporto τ_e/τ_h .

I valori di τ_e e β_e determinati per alcuni chip di ATLAS provati nei run di Luglio ed Agosto 2002 (substrato ossigenato, spessore 250 μm , isolamento tramite tecnica *P-spray*, irraggiati a $1.1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ con protoni da 24 GeV) sono riportati in tabella 7.2. In essa si trova conferma dell'effetto benefico dell'annealing per gli elettroni (in entrambe l'ipotesi di rapporto τ_h/τ_e l'aumento di trapping time fra le due condizioni di annealing è di quasi 2 deviazioni standard). La seconda incertezza indicata sul valore finale di τ_e rappresenta l'incidenza dell'errore sistematico compiuto nell'approssimazione di campo elettrico uniforme. Esso viene valutato come differenza fra il trapping time ottenuto a -700 V ed a -600 V .

Annealing	τ_h/τ_e	τ_e (ns)	β_e ($10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ ns}^{-1}$)
25 h a 60°	1	$4.1 \pm 0.2 \pm 0.6$	2.2 ± 0.4
minimo di V_{fd}	1	$2.3 \pm 0.2 \pm 0.8$	4.0 ± 1.4
25 h a 60°	2	$3.6 \pm 0.3 \pm 0.7$	2.5 ± 0.5
minimo di V_{fd}	2	$2.0 \pm 0.2 \pm 0.8$	4.6 ± 1.9

Tabella 7.2: Valori di trapping time e del fattore di danneggiamento β ricavati dal testbeam per gli elettroni. I sensori sono chip prototipo di ATLAS analizzati nel corso del 2002.

Riferendosi ai dati di β ricavati per gli elettroni, per sensori sottoposti ad irraggiamento con protoni e soggetti ad annealing fino al minimo di V_{fd} , le misurazioni ricavate dai dati del testbeam e quelle condotte con la tecnica TCT mostrano di essere compatibili fra loro.

7.1.2 Strategia di misurazione adottata

Le tecniche di misurazione di trapping time illustrate nella precedente sezione non sono state utilizzate nell'ambito del lavoro presentato in questa Tesi. Lo scopo perseguito nelle attività sperimentali è stato quello di valutare, anche in forma approssimata, una relazione in grado di descrivere il profilo della carica in funzione della profondità di passaggio della traiettoria. Tale relazione è finalizzata ad essere inserita nel modello di ricostruzione della posizione per i sensori irraggiati allo scopo di simulare la dipendenza fra la lunghezza del tratto percorso dalla particella, la profondità della traiettoria e la carica raccolta.

La strategia di misurazione considerata fa riferimento alla figura 7.11. Viene analizzato il segnale raccolto da ogni singolo pixel del cluster con fascio incidente a 20° e 30° . Questi valori si sono dimostrati il miglior compromesso fra due opposte esigenze. Ad angoli maggiori il percorso della particella all'interno del pixel e la relativa carica generata diminuiscono, quest'ultima fino a diventare comparabile con la soglia; ad angoli inferiori il pixel raccoglie una carica rilasciata lungo una regione troppo ampia, pari a quasi tutto il volume sensibile. Tale circostanza rende impossibile un'identificazione pulita, e su un intervallo di profondità rappresentativo, del fenomeno di trapping.

Profondità ed errori sistematici

La profondità della traiettoria è ancora definita come distanza fra il punto mediano del segmento di traccia percorso in un pixel e la superficie del medesimo (figura 7.11). La scelta di considerare il punto mediano è dettata dalla presenza di pixel, quelli estremali, attraversati solo parzialmente dalla particella.

Il calcolo della profondità comporta la determinazione della distanza lungo l'asse x fra il punto di ingresso nel sensore x_0 ed il punto mediano relativo al segmento percorso nell'ultimo pixel del cluster. Vale la relazione:

$$d_i = \frac{x_i - x_0}{\tan \phi} \quad i = 1, 2, 3... \quad (7.3)$$

nella quale x_i è la coordinata del centro di massa della traiettoria passante per lo i -esimo pixel del cluster. Il valore x_0 viene calcolato a partire da x_c , la posizione ricostruita dal telescopio a cui la particella attraversa il piano mediano del volume depleto:

$$x_0 = x_c - D/2 \tan \phi \quad (7.4)$$

ove D è l'estensione della zona sensibile. La convenzione sul segno di x e ϕ implica che in figura 7.11 valga $\phi > 0$.

I dispositivi per cui il fenomeno di trapping è presente sono tipicamente anche quelli sotto-depleti (nei quali la regione di svuotamento ha estensione D inferiore allo spessore D_0). Questa circostanza induce un errore sistematico sul calcolo di x_0 , il quale va corretto per misurare con esattezza la profondità d della traiettoria. Non essendo nota a priori l'estensione della zona svuotata il

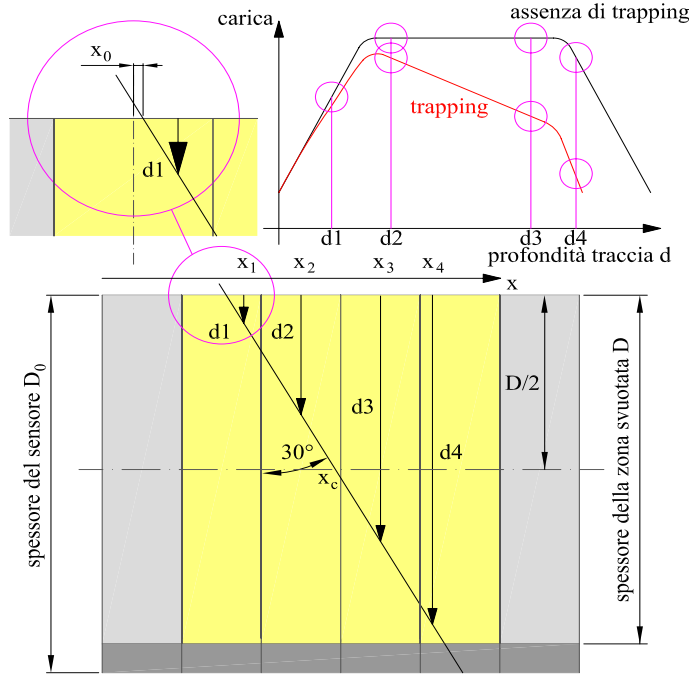


Figura 7.11: Schematizzazione del passaggio di una particella nel volume sensibile del sensore. Le profondità di attraversamento del pixel sono definite a partire dai punti medi dei segmenti di traiettoria da essi sottesi. La carica raccolta dal singolo pixel in funzione della profondità assume una forma di tipo trapezoidale. Il trapping deforma tale profilo.

programma di ricostruzione del testbeam H8 [48] fornisce un valore del punto di ingresso dato da:

$$x'_0 = x'_c - D_0/2 \tan \phi \quad (7.5)$$

dove x'_c è la coordinata ricostruita dal telescopio riferita al centro *del sensore*; l'algoritmo di allineamento determina la posizione del sensore rispetto al telescopio, definendo quindi il valore x'_c per ogni evento accettato, imponendo che la differenza fra x'_c ed il centro geometrico del relativo cluster sia, *in media*, nulla (capitolo 3).

La differenza Δx fra le due posizioni calcolate del punto di ingresso è pertanto:

$$\Delta x = x'_0 - x_0 = (x'_c - x_c) - \frac{D_0 - D}{2} \tan \phi \quad (7.6)$$

la quale è non nulla anche ponendo uguale a zero la quantità $\delta x = x'_c - x_c$, ovvero trascurando eventuali errori sistematici nella determinazione del centro del cluster dovuti allo svuotamento parziale⁷. L'errore nella determinazione di x_0 si propaga alla profondità d attraverso il termine $\Delta x / \tan \phi$.

⁷A causa della charge trapping traiettorie aventi una differente profondità, seppur incidenti in maniera uniforme rispetto alla coordinata locale del pixel, generano cluster con una

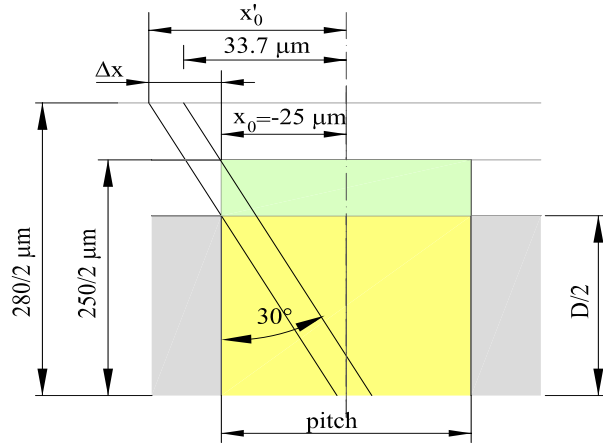


Figura 7.12: Ricostruzione del punto di ingresso nel sensore fornito dal programma del testbeam (x'_0). Le traiettorie passanti per il bordo del pixel attraversano la superficie alla coordinata reale $x_0 = -25 \mu m$.

Attraverso il calcolo di Δx si può quindi neutralizzare l'errore sistematico sulla profondità imponendo un'uguale traslazione del sensore lungo l'asse x . A tale scopo si adotta il procedimento descritto nel paragrafo 5.4 (figura 5.18) per la quantificazione della risoluzione del telescopio. La carica raccolta dal primo pixel del cluster è posta in relazione con il valore della coordinata locale x'_0 definita dal programma di ricostruzione del testbeam⁸. La posizione a cui il segnale va in saturazione ed assume un valore costante è quella in cui il segmento di traiettoria sotteso dal pixel raggiunge la sua massima lunghezza. In tale circostanza la particella passa per il bordo fra due pixel consecutivi e la sua coordinata locale, in accordo al programma di ricostruzione, vale⁹:

$$x'_0 = -25 \mu m \phi/|\phi| - \frac{(D_0 - D)}{2} \tan \phi \quad (7.7)$$

ove D_0 è lo spessore del sensore assunto di default ($280 \mu m$). Per dispositivi non irraggiati da $250 \mu m$, con fascio a 30° , è atteso $|x'_0| = 33.7 \mu m$. Nel sistema di riferimento locale del sensore irraggiato, che tiene conto della reale estensione della regione svuotata, il punto di saturazione ha evidentemente coordinata $x_0 = -25 \mu m \phi/|\phi|$ (figura 7.12).

In figura 7.13 sono raffigurate due distribuzioni di carica (una per un dispositivo irraggiato, l'altra per un sensore non irraggiato) che sono state utilizzate per calcolare la correzione Δx dovuta allo svuotamento parziale. Le distribuzioni sono state interpolate con la funzione riportata nella formula 5.7, la quale

distribuzione del centro di massa non simmetrica rispetto al frame del sensore. Questa asimmetria agisce lungo una direzione privilegiata, espressa dal segno dell'angolo della traiettoria. Le valutazioni quantitative di questo effetto, compiute nel successivo capitolo, e l'approccio stesso del programma di ricostruzione, il quale ridefinisce la posizione del sensore seguendo la misura delle posizioni dei cluster, rendono il valore di δx trascurabile rispetto a Δx .

⁸Per convenienza si ridefinisce l'origine dell'asse x' nel centro del primo pixel del cluster. Il punto di entrata è di conseguenza espresso in termini di coordinata locale.

⁹Trascurando δx .

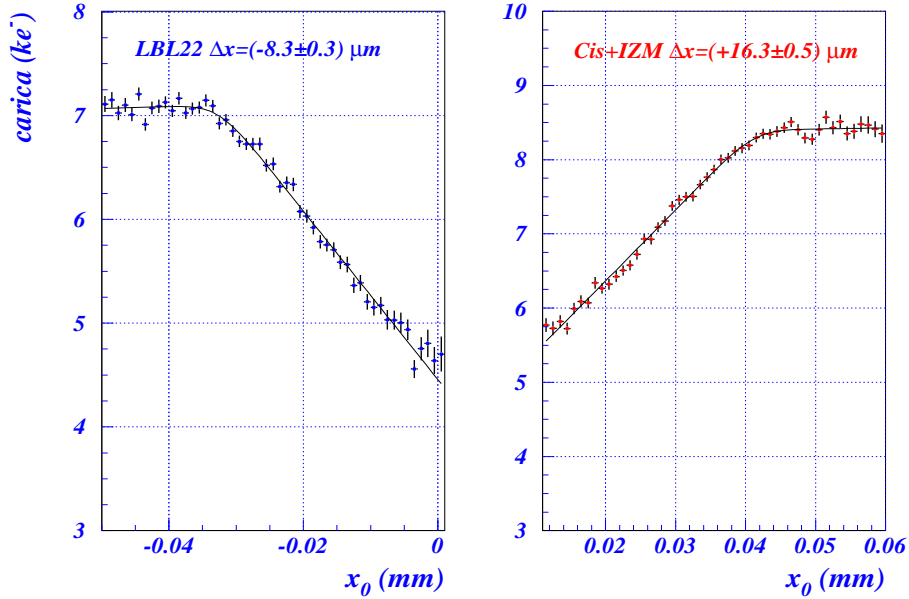


Figura 7.13: Distribuzione di carica raccolta dal primo pixel di un cluster in funzione della coordinata locale della traccia. A sinistra è rappresentato un sensore non irraggiato; a destra un dispositivo sottoposto ad una fluensa di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$.

riproduce l'intersezione fra due rette posta in convoluzione con una gaussiana di smearing che rende conto dell'incertezza del telescopio. Per il dispositivo non irraggiato considerato (LBL22) la misurazione di x'_0 è in sostanziale accordo con il valore atteso $-33.7 \mu\text{m}$ (vale $x'_0 = (-33.3 \pm 0.3) \mu\text{m}$ e $\Delta x = (-8.3 \pm 0.3) \mu\text{m}$). Questo indica lo stato di completo svuotamento del sensore in esame.

Il chip irraggiato IZMc, il cui valore x'_0 è positivo perché l'angolo del fascio è -30° , manifesta al contrario una differenza dalla coordinata prevista ($+33.7 \mu\text{m}$) di oltre 15 deviazioni standard ($x'_0 = (+41.3 \pm 0.5) \mu\text{m}$ e $\Delta x = (+16.3 \pm 0.5) \mu\text{m}$); esso è evidentemente sotto-depleto ed inserendo nell'equazione 7.6 il valore di depletion depth misurato nel successivo paragrafo ($223 \pm 6 \mu\text{m}$) l'uguaglianza viene soddisfatta nei limiti degli errori sperimentali. Dalla discussione proposta appare chiaro che la determinazione di Δx dia informazioni piuttosto precise sulla reale estensione D della zona svuotata.

La correzione Δx è stata calcolata per ciascun sensore ed utilizzata per traslare il riferimento delle coordinate locali di una quantità $x'_0 \rightarrow x'_0 - \Delta x$. Il metodo per determinare Δx qui descritto è valido se il primo pixel del cluster è attraversato per tutta la sua larghezza quando la traiettoria passa per $x_0 = -25 \phi/|\phi| \mu\text{m}$; per i sensori considerati, ad angoli di 30° , questo è sempre verificato.

Avendo neutralizzato, con il procedimento sopra descritto, l'errore sistematico su x_0 derivante dallo svuotamento parziale è ora possibile misurare la profondità della traiettoria tramite l'equazione 7.3. Tale relazione va tuttavia modificata in corrispondenza dell'ultimo pixel del cluster. Esso, come il primo,

può registrare un attraversamento solo parziale della particella. Quando ciò avviene la profondità della traiettoria, secondo la definizione data, dipende dal valore reale di depletion depth D . Indicata con n la molteplicità del cluster e facendo riferimento alla figura 7.11 vale:

$$d = \frac{(n - 3/2)p - x_0}{2 \tan \phi} + D/2 \quad (7.8)$$

nella quale d è la profondità media della traiettoria passante per l'ultimo pixel. La parte terminale delle distribuzioni carica-profondità, di circa $50 \mu\text{m}$ di estensione con fascio incidente a 30° , è interamente costruita adottando il valore espresso nella relazione sopra descritta. In tale regione la profondità è stata dedotta utilizzando i valori di depletion depth riportati nel successivo paragrafo.

Modalità di estrazione di λ

Esistono diverse possibili scelte di grafici da utilizzare per individuare il tipo di dipendenza fra carica e profondità di creazione delle coppie elettrone-buca. L'opzione più ovvia è quella di confrontare tratti di traiettoria della medesima lunghezza a diverse profondità. Questo viene realizzato selezionando le letture dei pixel centrali del cluster (a 30° i sensori senza particolari problemi di resistenza alla radiazione originano cluster di 3 hit). In figura 7.14 è illustrato il grafico carica-profondità in accordo a tale strategia. Il plot per il sensore esaminato, AMS310b, è posto a confronto con quello di un dispositivo non irraggiato (GE04). Ad entrambi i grafici è sovrapposta una funzione di fit; la forma di quella relativa al chip irraggiato permette di avanzare delle ipotesi sulla legge matematica più adeguata per descrivere gli effetti di trapping.

Ai fini pratici la natura della funzione interpolante è suggerita dalla stessa equazione 7.1, sebbene l'effettiva relazione fra flusso di portatori e profondità sia resa matematicamente più complessa dall'andamento reale del potenziale di Ramo V_W . Il segnale registrato dal pixel, trascurando il contributo delle buche, si può infatti scrivere come:

$$q(t) = e \int_0^t \exp\left(\frac{-t'}{\tau_e}\right) \vec{\nabla} V_w(\vec{r}(t')) \cdot \vec{v}_e(\vec{r}(t')) dt' \quad (7.9)$$

Si è quindi deciso di interpolare i dati attraverso una funzione della forma:

$$q(d) = q(0) \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \quad (7.10)$$

che esprime la carica raccolta per unità di segmento di traiettoria quando essa è generata ad una profondità d . Nella formula appaiono due costanti del sensore: $q(0)$ è la carica misurabile quando la particella passa in superficie, idealmente identica a quella raccolta ad una qualunque profondità per lo stesso dispositivo non irraggiato; λ viene chiamate *lunghezza di attenuazione o lunghezza d'intrappolamento* e definisce la scala spaziale del fenomeno di trapping. In figura 7.14 le funzioni interpolanti, per entrambi i grafici, sono della forma espressa nell'equazione 7.10¹⁰.

¹⁰Per il sensore non irraggiato λ è molto maggiore dello spessore. La funzione interpolante è in pratica una costante.

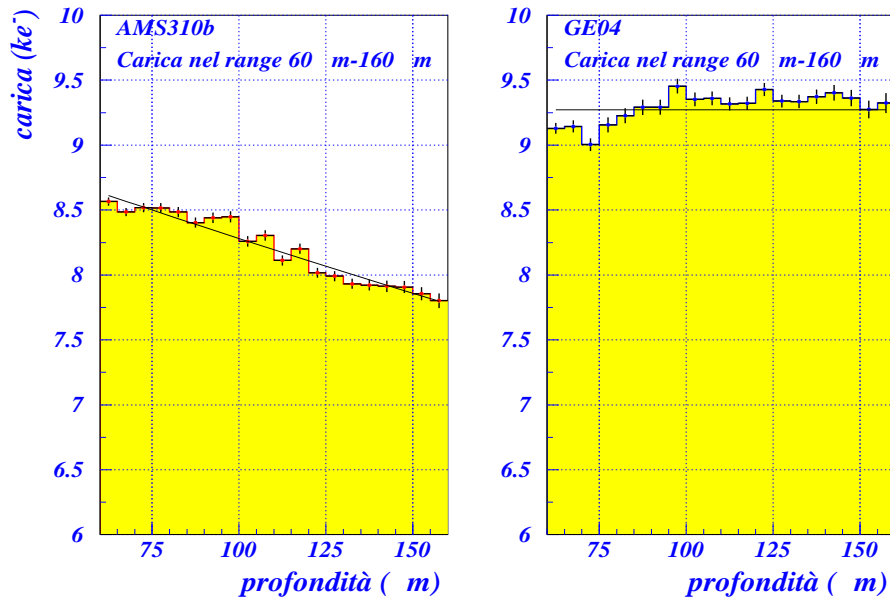


Figura 7.14: Carica raccolta al variare della profondità per i pixel centrali di cluster a 3 hit. Il grafico a sinistra è riferito al sensore irraggiato AMS310b.

La variazione della carica raccolta dai pixel centrali è apparsa non del tutto adeguata per caratterizzare matematicamente il fenomeno. Due sono i motivi: il primo riguarda la limitatezza del dominio di profondità che può essere investigato, fra $p/(2 \tan \phi)$ ($45 \mu\text{m}$ a 30°) e $D - (p/2 \tan \phi)$ (tipicamente $180 \mu\text{m}$ - $190 \mu\text{m}$ a 30° per un sensore di $230 \mu\text{m}$ di depletion depth). Il secondo è attinente al tipo di impiego che dei risultati estratti ci si propone di fare. Il fattore di attenuazione serve essenzialmente a simulare la variazione della lunghezza di soglia t in funzione della profondità (capitolo 8). La carica raccolta dai pixel centrali è ben lontana dalla soglia (a 30° vale in media circa $9\text{-}10 \text{ ke}^-$ per sensori non irraggiati, $7\text{-}8.5 \text{ ke}^-$ per quelli irraggiati). In accordo agli scopi del lavoro presentato si vuole ottenere un coefficiente di attenuazione *efficace*, in grado di riprodurre la carica in prossimità della lunghezza soglia.

Per tali motivi si è scelto di analizzare i grafici di figura 7.15. Essi rappresentano la carica raccolta da un qualunque pixel attivato e, di conseguenza, il dominio delle profondità non viene limitato. La forma della distribuzione è di tipo trapezoidale, chiaramente derivante dall'andamento rappresentato in figura 7.3 per dispositivi non irraggiati. Alla funzione di fit è stata imposta la forma di un trapezio *isoscele* modulato, alle varie profondità, dal fattore $\exp(-d/\lambda)$. La simmetria del trapezio è una condizione necessaria per normalizzare le cariche misurate alla medesima lunghezza di traiettoria. Le porzioni di distribuzione prima e dopo i due punti angolosi¹¹ rappresentano la regione di attraversamento parziale del primo e dell'ultimo pixel del cluster, rispettivamente. In queste due zone i segmenti di traiettoria sottesi variano con la profondità seguendo la me-

¹¹La presenza del secondo punto angoloso è riscontrabile a 30° solo per charge trapping non estreme, tali cioè da attenuare le cariche al di sotto della soglia prima del suo raggiungimento.

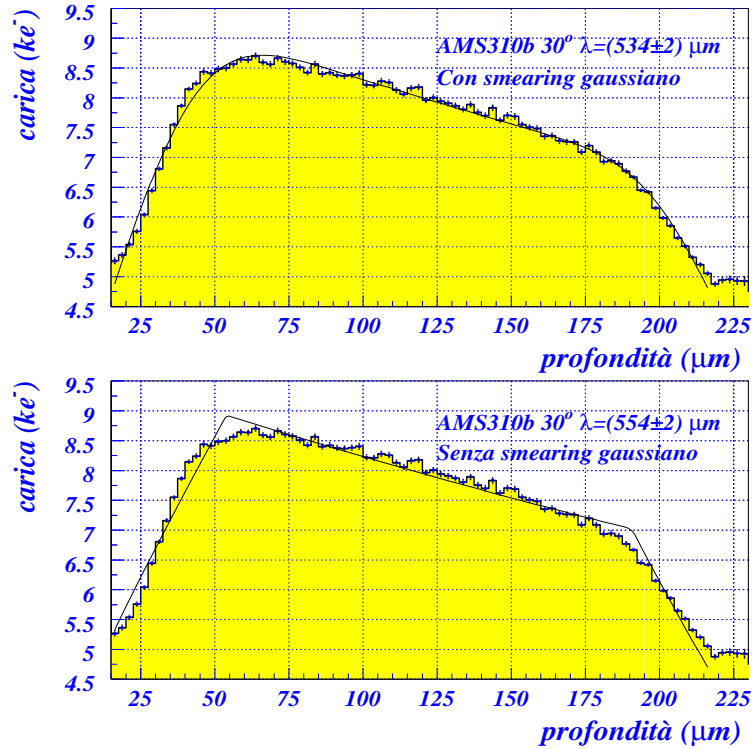


Figura 7.15: In alto: distribuzione carica del pixel-profondità per il sensore irraggiato AMS310b con fascio incidente a 30° . Ad essa è sovrapposta la funzione di fit di equazione 7.11. In basso: confronto fra la stessa distribuzione ed una funzione d'interpolazione privata della dispersione gaussiana. Gli errori su λ sono solo quelli statistici provenienti dal fit.

desima legge; tale deve essere anche l'andamento della carica se non si considera il trapping.

Nella parte superiore di figura 7.15 la funzione interpolante della distribuzione contiene una dispersione gaussiana. Lo smearing, ottenuto per convoluzione con una distribuzione normale di larghezza σ , è stato aggiunto allo scopo di migliorare la convergenza con i dati e riprodurre le fluttuazioni statistiche che influenzano la distribuzione, in primo luogo dovute alla propagazione sulla profondità dell'incertezza del telescopio. La forma analitica della funzione di fit è:

$$\begin{aligned}
 d < d_{k2} : \quad f(d) &= \left[\Gamma(\Psi_1, \Omega_1) + \frac{m(d + d_{k1}) + 2q}{2} \right] \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \\
 d \geq d_{k2} : \quad f(d) &= \left[\Gamma(\Psi_2, \Omega_2) + \frac{m(d_{k2} + 2d_{k1} - d) + 2q}{2} \right] \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \\
 \text{ove} \quad \Gamma(\Psi_i, \Omega_i) &= (-1)^{i+1} \frac{m\sigma}{\sqrt{2\pi}} \exp(-\Psi_i^2) + \Omega_i \operatorname{erf}(\Psi_i) \quad i = 1, 2
 \end{aligned}$$

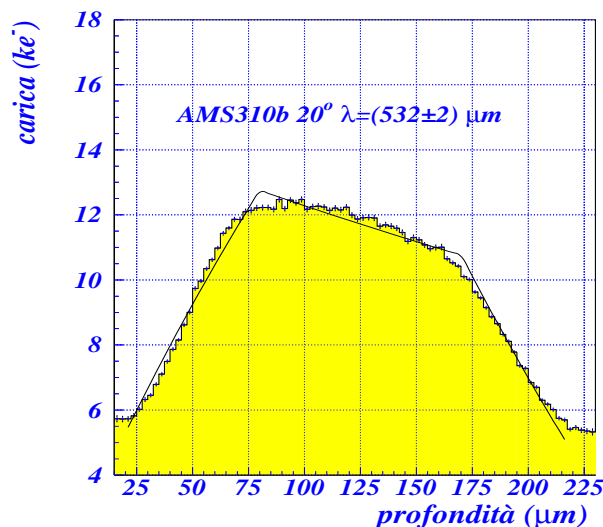


Figura 7.16: Distribuzione carica-profondità per il sensore AMS310b con fascio incidente a 20°. La carica media, rispetto al plot a 30°, aumenta per effetto della maggior lunghezza percorsa dalla particella nel pixel. L'intervallo di profondità mantiene, tuttavia, la medesima estensione.

$$\begin{aligned}\Psi_i &= \frac{d_{ki} - d}{\sqrt{2}\sigma} & i = 1, 2 \\ \Omega_i &= \frac{m(d - d_{ki})}{2} & i = 1, 2\end{aligned}\tag{7.11}$$

I parametri liberi sono la pendenza m e l'ordinata all'origine q del primo tratto¹² di distribuzione, le profondità $d_{k1,k2}$ alle quali si osservano i punti angolosi, la larghezza della gaussiana e la lunghezza di attenuazione λ . L'accordo tra funzione di fit e curva dei dati è piuttosto buono e può essere sfruttato per ricavare ulteriori informazioni quali, ad esempio, la depletion depth. Come verrà illustrato nel successivo paragrafo la posizione dei punti angolosi è correlata all'estensione della zona svuotata.

Alla distribuzione inferiore mostrata in figura è sovrapposta una funzione interpolante calcolata senza considerare la dispersione gaussiana (la cui espressione analitica si ottiene dall'equazione 7.11 nel limite $\sigma \rightarrow 0$). L'accordo è lievemente meno buono che in precedenza ma la discrepanza fra funzione di fit e dati non supera mai il 6% in termini relativi; il valore di λ da essa estratto differisce di meno del 4% rispetto al valore calcolato con lo smearing gaussiano. Poiché nell'ambito del modello geometrico la variazione di carica con la profondità viene simulata senza considerare le fluttuazioni di Landau si è scelto di calcolare la lunghezza di attenuazione dalla funzione di fit priva di smearing.

La funzione d'interpolazione è stata determinata imponendo l'accordo con i dati lungo quasi tutta la zona svuotata. Sono state escluse solamente le regioni

¹²Il coefficiente angolare dell'ultimo tratto, essendo partiti da un trapezio isoscele, è $-m$.

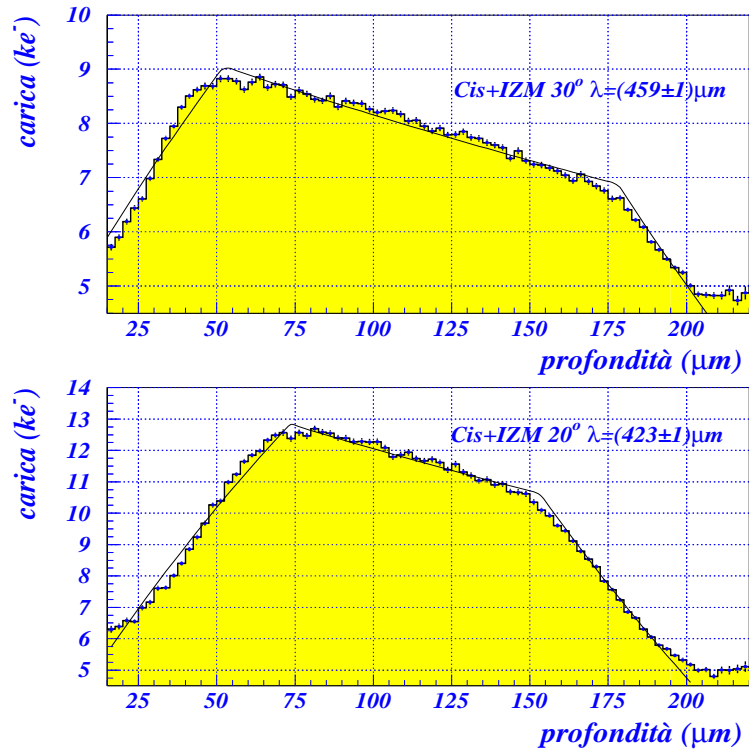


Figura 7.17: Distribuzioni di carica per il sensore IZMc con fascio incidente a 30° (in alto) ed a 20° (in basso).

nell'intorno $(0, t/2 \cos \phi)$ e $(D - t/2 \cos \phi, D)$, immediatamente a ridosso dei confini del volume depleto. La ragione di questa scelta è che gli eventi a tali profondità sono rigettati dal modello geometrico poiché tagliati al percorso di soglia t^{13} . Per i sensori irraggiati analizzati in questa Tesi il dominio della funzione di interpolazione si estende quindi fino a $15 \mu\text{m}$ - $20 \mu\text{m}$ dai limiti della zona svuotata, oltre i quali la statistica degli eventi è piuttosto povera.

Il metodo di estrazione di λ non è previsto essere particolarmente sensibile alla lunghezza media del percorso della particella, ovvero all'angolo di incidenza al quale sono ottenute le distribuzioni in figura 7.15. I motivi risiedono in una blanda pendenza della funzione esponenziale, essendo λ superiore allo spessore del sensore, e nel limitato effetto della soglia che si riscontra mantenendo l'analisi nel dominio sopra specificato. È tuttavia opportuno confrontare i risultati ad angoli differenti per avere prova della consistenza del valore ottenuto (nel modello geometrico la stima di λ viene applicata a traiettorie con qualunque angolo). In figura 7.16 è rappresentato il risultato ottenuto a 20° per il sensore AMS310b. La misura di λ è compatibile con quanto registrato a 30° , essendo la differenza inferiore al 5% sul valore assoluto del parametro.

¹³La lunghezza di soglia per dispositivi irraggiati può essere determinata in modo indiretto, dal miglior accordo con la distribuzione della popolazione dei cluster (paragrafo 6.3), o in maniera diretta, come illustrato nel successivo capitolo.

Ai fini della ricostruzione spaziale con algoritmo lineare la grandezza di interesse fisico è in realtà la misura della carica al variare della profondità, non la lunghezza d'intrappolamento. La prima è poco sensibile a fluttuazioni del parametro λ , a causa dell'elevato valore di quest'ultimo rispetto alla scala di lunghezze delle traiettorie percorse nei pixel. Si è calcolato che deviazioni sul valore della lunghezza di attenuazione del 20% corrispondono, a 10° (ovvero all'angolo che enfatizza la dipendenza fra posizione della particella e carica registrata), ad un'incertezza sulla coordinata trasversale della traiettoria di $3.0 \mu\text{m}$. A 20° e 30° l'incertezza scende a $1.1 \mu\text{m}$ e $1.4 \mu\text{m}$, rispettivamente. L'effetto è ampiamente dominato dalla risoluzione del telescopio (per i run irraggiati studiati nel presente lavoro la risoluzione del telescopio è nell'intervallo¹⁴ fra $4.7 \mu\text{m}$ e $6.7 \mu\text{m}$). Nonostante la limitata importanza di piccole variazioni di λ , allo scopo di migliorare la precisione lungo un intervallo angolare più ampio, si è comunque optato per esprimere il suo valore finale come risultato congiunto delle misurazioni ottenute a due differenti incidenze.

In figura 7.17, a fini comparativi, è rappresentata la distribuzione carica-profondità per il sensore IZMc.

Risultati

La tabella 7.3 riassume il risultato della misurazione condotta sui sensori irraggiati. Per i moduli 510910 e 510689 il valore finale è risultato della combinazione fra la misurazione a 30° e quella a 15° , mancando per essi dati a 20° .

Sensore	Soglia (e^-)	Angoli di misura	λ (μm)
AMS310b	3000	20° e 30°	$(543 \pm 11) \mu\text{m}$
IZMc	3000	20° e 30°	$(441 \pm 18) \mu\text{m}$
510910	4000	15° e 30°	$(291 \pm 8) \mu\text{m}$
510689	4000	15° e 30°	$(390 \pm 10) \mu\text{m}$

Tabella 7.3: Lunghezze di attenuazione λ per i sensori irraggiati analizzati. Il valore finale rappresentato nell'ultima colonna è risultato congiunto delle misurazioni effettuate agli angoli indicati.

I dispositivi testati nel corso del 2002 (AMS310b e IZMc, dotati di elettronica FE-I e caratterizzati da una soglia nominale $3000 e^-$) hanno manifestato una minor charge trapping rispetto a quelli analizzati nel 2004 (moduli 510910 e 510689, elettronica di tipo FE-I3, soglia nominale $4000 e^-$). Nel successivo paragrafo viene mostrato che anche in termini di depletion depth i primi si sono segnalati migliori dei secondi. La gerarchia dei valori di λ determinati per AMS310b e IZMc è in accordo con quella ottenuta da misurazioni di trapping time effettuate su di essi.

Le misurazioni della lunghezza di attenuazione sono state condotte alla massima tensione operativa prevista in ATLAS (-600 V). A campi elettrici inferiori la velocità di drift degli elettroni si discosta dal valore di saturazione e tende a diventare proporzionale al campo elettrico ($v_e \rightarrow \mu_e E$). Questa circostanza induce a supporre una dipendenza fra la charge trapping e la tensione di bias,

¹⁴I risultati della misurazione sono presentati in tabella 5.18.

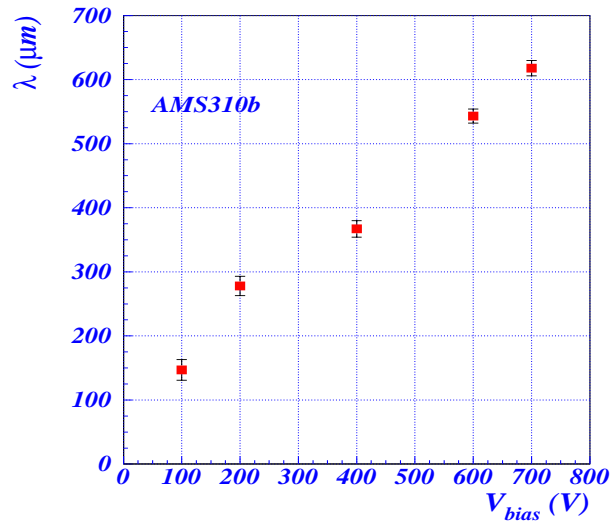


Figura 7.18: Relazione fra lunghezza di attenuazione e tensione di polarizzazione. Al crescere del campo elettrico gli effetti di trapping diminuiscono. La relazione è in prima approssimazione di tipo lineare con la tensione.

poiché dalla seconda dipende la velocità di migrazione degli elettroni. In figura 7.18 è rappresentata la misura di tale correlazione. Per il sensore AMS310b si è registrata una progressiva riduzione della lunghezza di attenuazione al diminuire del campo elettrico nel materiale. L'andamento $\lambda-V_{bias}$ appare, in prima approssimazione, di tipo lineare.

7.2 Determinazione della depletion depth

7.2.1 Zona svuotata e condizioni operative

La riduzione dell'estensione della zona svuotata è una seconda, indesiderata, conseguenza del bulk damage prodotto da alti livelli di radiazione. I risultati delle misurazioni condotte nel presente lavoro e quelli reperiti in letteratura dimostrano che questo fenomeno è in realtà quantitativamente più importante del trapping ([44]). Esso costituisce il limite più serio alla vita operativa dei pixel più prossimi alla regione di interazione di ATLAS (il B-layer).

La produzione di difetti reticolari dovuti al trasferimento di energia non ionizzante, all'origine anche del fenomeno di trapping, genera nuovi livelli energetici accettori nel gap fra le bande di conduzione e valenza del silicio (figura 7.5). Questo modifica la concentrazione *efficace* di doping, dalla quale dipende la tensione di polarizzazione necessaria per svuotare il sensore o, equivalentemente, l'estensione della zona depleta a parità di V_{bias} . Vale la relazione [75]:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}|V_{bias}|}{eN_{A,D}}} \quad \text{se } |V_{bias}| < |V_{fd}| \quad (7.12)$$

ove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto, ϵ_{Si} è quella relativa del silicio, d

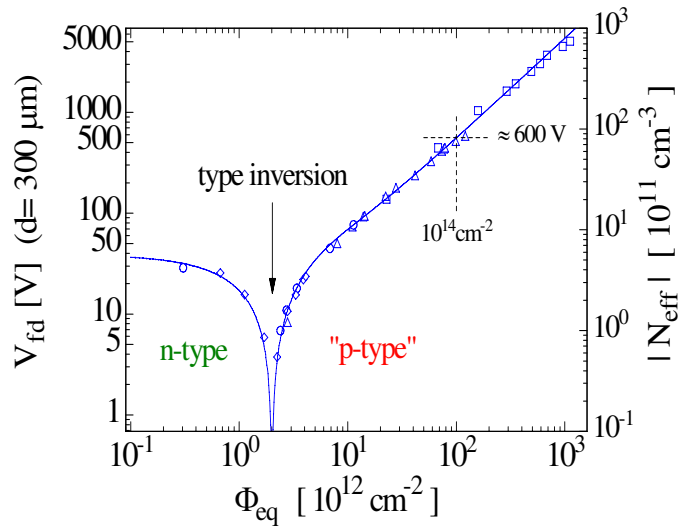


Figura 7.19: Variazione della concentrazione efficace di doping e della tensione di svuotamento per una giunzione non ossigenata. Il punto di minimo di V_{fd} demarca l'inversione di tipo del sensore.

l'estensione della regione depleta e $N_{A,D}$ la concentrazione rispettivamente di accettori o donori, a seconda del tipo di sensore. La relazione scritta ha validità per tensioni di polarizzazione V_{bias} inferiori a quella di completo svuotamento della giunzione V_{fd} . Da essa deriva il legame fra dimensione della zona svuotata e concentrazione di doping.

I pixel di ATLAS hanno un substrato di tipo n : la radiazione induce un aumento del numero di centri che si comportano come accettori ai quali si accompagna la contestuale soppressione dei donori originali [31]. Tale circostanza determina un'iniziale riduzione della concentrazione efficace di doping. A fluenze superiori i livelli accettori diventano dominanti e si verifica l'inversione di tipo ($n \rightarrow p$). In figura 7.19 è illustrata la variazione della concentrazione efficace di doping e della tensione di svuotamento al crescere della fluenza. Il dispositivo rappresentato è una giunzione con substrato n non ossigenato; i dati sono stati ricavati immediatamente dopo l'irraggiamento e sono corretti per escludere l'annealing verificatosi durante il periodo di esposizione alla radiazione [31]. Dalla figura si individua molto chiaramente la condizione di fluenza alla quale si minimizza la tensione di svuotamento. Rispetto al dispositivo per cui sono illustrati i dati i pixel di ATLAS si differenziano per l'adozione della tecnica di ossigenazione DOFZ¹⁵, la quale produce evidenti benefici in termini di radiation hardness rispetto a radiazioni adroniche cariche¹⁶. Grazie a questo accorgimento la concentrazione efficace di doping e, quindi, la tensione di svuotamento a tutte le fluenze successive all'inversione si riduce drasticamente (figura 2.4).

L'inversione di tipo del substrato provoca lo spostamento della giunzione $p-n$. Inizialmente essa è posizionata sulla superficie del sensore opposta all'elettronica

¹⁵Diffusion Oxygenated Flat Zone.

¹⁶Per irraggiamento con neutroni non si osservano differenze apprezzabili.

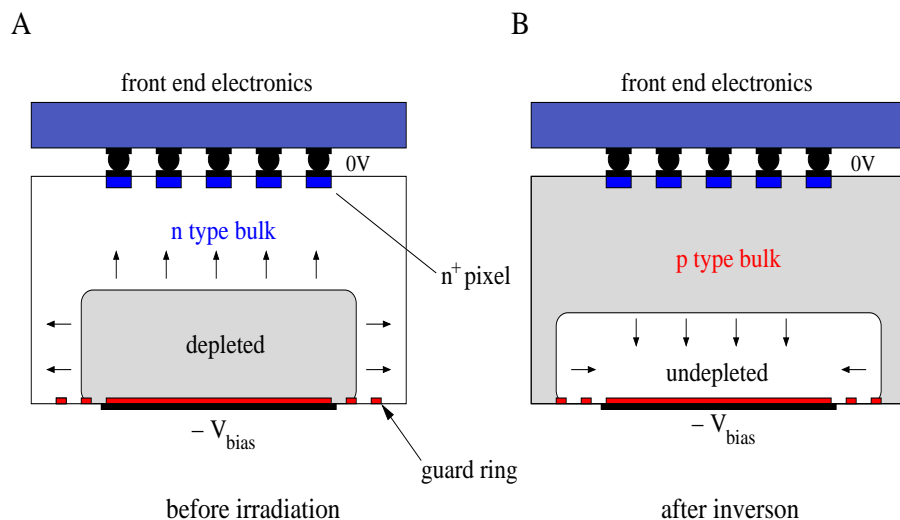


Figura 7.20: Rappresentazione del profilo della zona depleta prima dell'irraggiamento e dopo inversione di tipo. Le frecce esprimono la direzione di crescita del volume svuotato all'aumentare della tensione di polarizzazione.

di front-end (*backplane*), alla frontiera fra substrato e regione drogata di tipo p . La presenza di impiantazioni di tipo n^+ permette di ricreare, a seguito di inversione di tipo, la zona svuotata in prossimità della superficie anteriore. La figura 7.20 illustra con chiarezza il fenomeno [34]. Le frecce riferite ai confini della zona depleta esprimono la sua direzione di crescita all'aumentare di $|V_{bias}|$.

L'estensione della zona depleta, al pari del fenomeno di charge trapping, dipende da durata e modalità del processo di annealing. Nel corso dell'annealing all'interno del sensore si verificano interazioni e riaggiustamenti a livello reticolare, fortemente dipendenti dalla temperatura, che producono una variazione nel tempo della concentrazione efficace di doping N_{eff} . Nel capitolo 2 è stata illustrata la parametrizzazione dei tre principali termini variazione della concentrazione di doping dovuta ad irraggiamento: il danneggiamento a breve termine N_A , che origina il cosiddetto *annealing benefico*, il danneggiamento stabile N_C ed il danneggiamento a lungo termine N_Y , dal quale scaturisce l'*annealing inverso*.

In figura 7.21 è schematizzata l'incidenza dei tre termini di danneggiamento. La quantità ΔN_{eff} esprime la differenza fra la concentrazione efficace di doping prima e dopo l'irraggiamento; N_{C0} è la frazione di concentrazione legata alla rimozione dei livelli donori originali riscontrabile a grandi fluenze e concorre, insieme al contributo proporzionale al flusso di radiazione $g_c \Phi_{eq}$, alla determinazione del termine stabile N_C . Quest'ultimo non dipende dall'annealing. I termini N_A e N_Y sono interamente proporzionali alla fluenza e dipendono dalla durata dell'annealing.

La figura è stata ricavata sperimentalmente per una giunzione al silicio con grado di ossigenazione standard (concentrazione inferiore a 10^{16} cm^{-3}), resistività di $25 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ e sottoposta ad una fluenza di $1.4 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq} \text{ cm}^{-2}$. L'a-

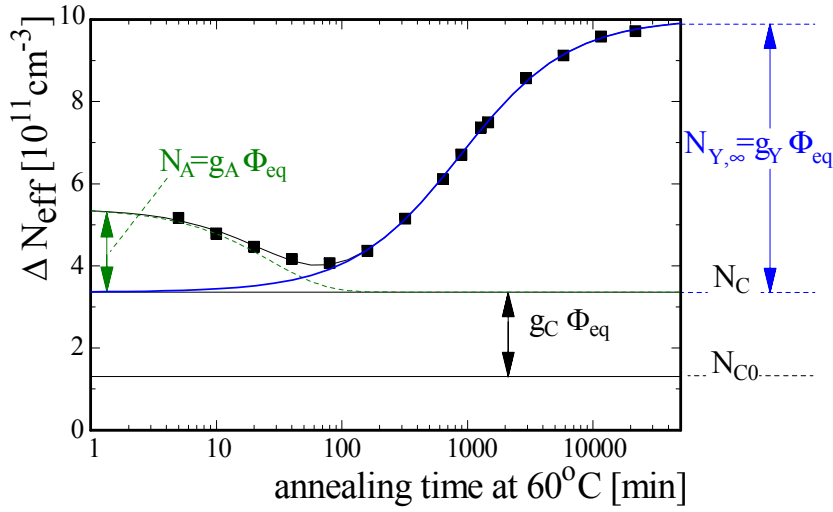


Figura 7.21: Variazione della concentrazione efficace di doping nel corso del processo di annealing. La grandezza complessiva è composta dalla somma di tre termini, due dei quali (N_A e N_Y , riferimento al testo) variano in funzione della durata e della storia termica del processo.

spetto qualitativo da essa descritto, l'elemento di interesse in questa trattazione, è comunque comune a dispositivi ed a fluenze differenti. Due conclusioni principali possono essere tratte.

In primo luogo la concentrazione efficace di doping aumenta linearmente con la fluenza. Questa circostanza, valida sotto qualunque condizione di annealing, spiega il motivo per cui la tensione di polarizzazione deve essere innalzata nel corso della vita operativa di ATLAS.

La seconda considerazione riguarda l'insorgenza di un valore minimo di N_{eff} dopo un tempo finito. In virtù dell'equazione 7.12 anche la tensione di svuotamento V_{fd} , per ogni assegnato stato di irraggiamento, assume un valore minimo dopo lo stesso periodo. Tale circostanza è conseguenza dell'effetto combinato di decadimento del contributo a breve termine e di imposizione di quello a lungo termine (esaurimento dell'annealing benefico, instaurazione dell'annealing inverso). Per le condizioni indicate in figura (temperatura di annealing costante a 60°) V_{fd} raggiunge il minimo dopo circa 10^2 minuti. Per annealing condotto a temperatura ambiente il minimo è ottenuto dopo circa 10 giorni [44]. Questo aspetto conferma che l'annealing dipende sensibilmente dalla temperatura. Nel corso di 10 anni di funzionamento del rivelatore a pixel di ATLAS l'annealing complessivo è previsto essere equivalente a 1500 minuti a 60° .

L'estensione della zona depleta svolge un ruolo centrale sia per le prestazioni del sensore che per la sua stessa integrità. La depletion depth determina la dimensione del cluster e la quantità di carica raccolta dai pixel, le quali sono essenziali per l'efficienza e la risoluzione spaziale del dispositivo. Inoltre prima che si verifichi l'inversione di tipo, con giunzione posizionata in corrispondenza dell'impiantazione di tipo p , è necessario che il sensore sia completamente

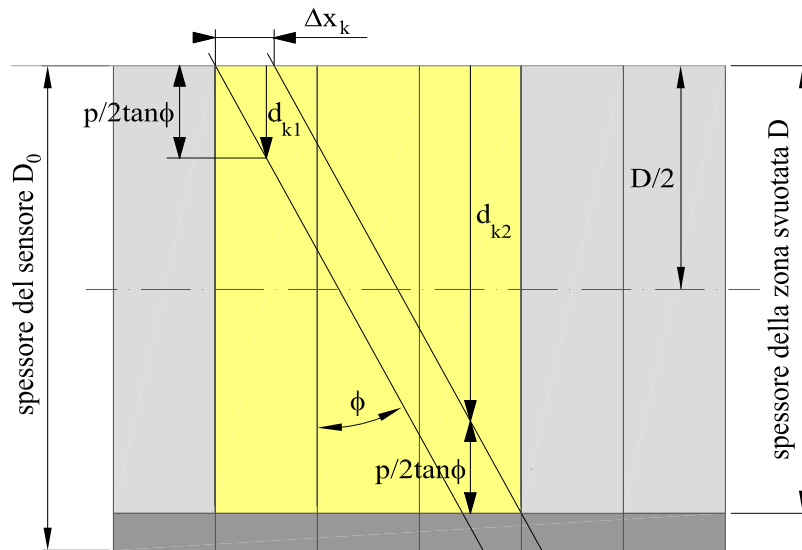


Figura 7.22: Schema di calcolo della depletion depth. Le traiettorie indicate rappresentano il punto di transizione fra un attraversamento parziale e totale rispettivamente del primo e dell'ultimo pixel del cluster. In corrispondenza di tali posizioni le distribuzioni di carica registrano un punto angoloso.

svuotato lungo tutto il proprio spessore per evitare che la regione fra i pixel sia caratterizzata dalla presenza di cariche libere. Questa circostanza introdurrebbe la possibilità che i medesimi possano essere corto-circuitati elettricamente.

7.2.2 Metodo di misurazione

Esistono differenti tecniche di misurazione della profondità di svuotamento, principalmente basate sulla determinazione della dimensione del cluster al variare della profondità della traiettoria [44], [47]. La dimensione del cluster è tuttavia influenzata dall'attenuazione della carica raccolta e dipende quindi, in una certa misura, dall'effetto della charge trapping. Il risultato è che il valore di depletion depth ottenuto con le tecniche tradizionali può risultare accoppiato al fenomeno di intrappolamento dei portatori; le stime dell'estensione della zona svuotata che ne seguono potrebbero essere sistematicamente inferiori al reale valore.

Nella presente sezione si vuole presentare un originale, per quanto semplice, procedimento di calcolo della depletion depth fondato sull'analisi del profilo della carica raccolta.

Le distribuzioni in figura 7.15 mettono in evidenza la presenza di due repentine variazioni di pendenza (punti angolosi). Essi corrispondono alla transizione fra un attraversamento parziale e totale¹⁷ del pixel. La differenza delle profondità a cui i punti angolosi si presentano è legata allo spessore della zona svuotata. Osservando la figura 7.22 si può scrivere:

¹⁷Ovvero di lunghezza massima ed indipendente dalla posizione della traiettoria.

$$D = |d_{k2} - d_{k1}| + \frac{p}{\tan \phi} \quad (7.13)$$

Le profondità d_{k2} e d_{k1} vengono determinate come parametri liberi della funzione di fit richiamata in equazione 7.11. Va osservato che la profondità d_{k2} non è indipendente dalla depletion depth, essendo per definizione ricavata a partire da essa. Per tale motivo la corretta distribuzione carica-profondità deve essere ottenuta attraverso un processo di tipo iterativo $D(n) \rightarrow d_{k2}(n) \rightarrow D(n+1)$.

Allo scopo di evitare di utilizzare l'approccio iterativo, sorgente potenziale di errori sistematici sulla stima di D , si è optato per una variante del procedimento appena descritto. In essa l'informazione sulla posizione dei punti angolosi è ottenuta in maniera più diretta: si misura la differenza fra le coordinate locali $\Delta x_k = |x_{k2} - x_{k1}|$ a cui le traiettorie hanno la posizione indicata nella figura 7.22. Per ottenere distribuzioni di carica più pulite è risultato conveniente analizzare individualmente eventi con una medesima dimensione di cluster. La depletion depth D è osservata soddisfare la relazione:

$$D = \frac{n_{\max} p \pm \Delta x_k}{\tan \phi} \quad (7.14)$$

Nella formula descritta il valore di Δx_k è sommato o sottratto a seconda che il punto angoloso relativo al primo pixel del cluster si presenti ad una coordinata locale maggiore o minore di quella dell'ultimo pixel. I punti angolosi possono entrambi verificarsi in presenza di una medesima molteplicità n , ovvero appartenere a cluster di dimensione differente; il metodo di calcolo vale comunque in generale, a patto di utilizzare nella relazione la massima molteplicità n_{\max} fra i due cluster.

Entrambe le strategie proposte hanno il vantaggio di basarsi su una differenza di coordinate locali. Questo elimina l'influenza sulla misura di D di tutti gli errori sistematici introdotti nella stima della posizione x'_0 (figura 7.12).

Le tecniche proposte sono inoltre insensibili ad una potenziale ulteriore sorgente di errore sistematico, tipica dei metodi basati sulla relazione fra la dimensione del cluster e la profondità della traiettoria: la definizione di quest'ultima¹⁸. Nelle misurazioni tradizionali la profondità viene di norma calcolata come la distanza fra la superficie ed il punto di intersezione fra la traiettoria e l'asse mediano del pixel [47]. In figura 7.11 è rappresentata invece la modalità di calcolo della profondità adottata nella misurazione degli effetti di trapping. Appare evidente la differenza fra le due definizioni: la profondità valutata con metodi tradizionali è sistematicamente superiore alla definizione di figura 7.11 di una quantità che varia fra 0 e $p/(2 \tan \phi)$. Per neutralizzare la sovrastima si è soliti introdurre la correzione alla depletion depth $D' = D - [(p/(2 \tan \phi) - t \cos \phi)]$ [44], la quale comporta la determinazione sperimentale di t e, quindi, una nuova fonte di errore¹⁹. Questa correzione, peraltro, assume implicitamente che i segmenti di

¹⁸Le misurazioni di charge trapping non possono prescindere dalla misurazione della profondità di passaggio della particella. Si evita l'introduzione di errori sistematici attraverso la differente definizione di profondità e l'uso dei risultati di depletion depth ottenuti in questo paragrafo.

¹⁹La determinazione di t implica principalmente due diversi errori. Il primo è di natura statistica. Il secondo, sistematico, dovuto al fatto che la misura di t , ottenuta in superficie, è diversa dal valore che assume in profondità (a causa della charge trapping).

traiettoria sotto la soglia t non possano generare un segnale sul pixel, circostanza che introduce una certa incertezza legata alle fluttuazioni di carica.

È bene comunque segnalare che metodi tradizionali utilizzati, a dispetto delle considerazioni esposte, forniscono risultati in sufficiente accordo con i valori riportati in questo lavoro.

7.2.3 Risultati

Per valutare la consistenza del metodo adottato sono state dapprima condotte misurazioni di depletion depth per sensori non irraggiati. Il risultato atteso è lo spessore dei medesimi. In figura 7.23 è mostrata la distribuzione di carica in prossimità delle coordinate locali a cui si riscontrano i punti angolosi per il modulo LBL22.

La posizione dei punti angolosi è stata misurata attraverso la funzione di interpolazione descritta nella formula 5.7. Essa è stata adottata sia per i dispositivi non irraggiati che per quelli irraggiati.

La depletion depth dei sensori non irraggiati si è mostrata in buon accordo con lo spessore nominale ($250 \mu\text{m}$), indipendentemente dall'anno di analisi nel testbeam (2002, 2003 e 2004), dal fornitore del sensore, dal bump bonder, dal tipo di elettronica e dalla configurazione del dispositivo (chip singoli o interi moduli). I valori misurati sono elencati in tabella 7.4.

Come atteso tutti i dispositivi sono completamente svuotati ad una tensione di polarizzazione -150 V . Le incertezze indicate sono ritenute solo di natura statistica e derivano dagli errori di interpolazione delle funzioni di fit rispet-

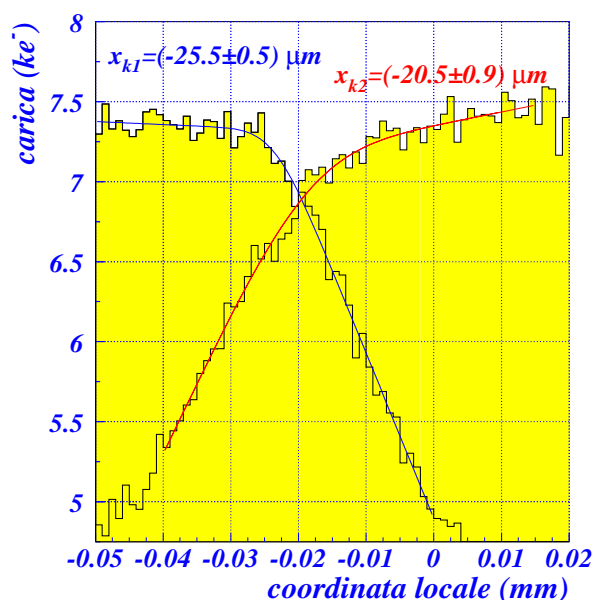


Figura 7.23: Carica raccolta dal primo pixel del cluster (a sinistra) e dall'ultimo pixel del cluster (a destra) in prossimità della posizione di massima raccolta (punti angolosi).

Sensore	Anno	Fluenza [$n_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$]	V_{bias} [V]	D_0 [μm]	Depletion [μm]	N_{eff} [10^{12}cm^{-3}]
GE04	2002	0	-150	250	248 ± 4	
LBL20	2003	0	-150	250	249 ± 4	
LBL22	2003	0	-150	250	251 ± 3	
510929	2004	0	-150	250	255 ± 3	
AMS310b	2002	10^{15}	-600	250	227 ± 5	15.3 ± 0.7
IZMc	2002	10^{15}	-600	250	223 ± 6	15.9 ± 0.9
510910	2004	10^{15}	-600	250	187 ± 9	22.6 ± 2.2
510689	2004	10^{15}	-600	250	150 ± 3	35.1 ± 1.4

Tabella 7.4: Tabella riepilogativa delle misurazioni di depletion depth. L'ultima colonna propone il valore di concentrazione efficace di doping dedotta a partire dalle depletion misurate. Il valore non è calcolato per i sensori non irraggiati poiché privo di significato (i dispositivi sono sovra-depleti).

to alla distribuzione carica-posizione locale. Il contributo dominante proviene verosimilmente dall'incertezza del telescopio: le distribuzioni sono relative al valore *medio* di carica raccolta, circostanza che dovrebbe attenuare l'effetto delle fluttuazioni di soglia, delle fluttuazioni di calibrazione ToT e del rumore elettronico.

Nel corso delle misurazioni di D si è constatato, confrontando la carica raccolta in incidenza normale con quella a fascio inclinato, che l'angolo reale del modulo 510929 corrispondente alla condizione nominale 30° è di soli 26.4° . La carica media raccolta per unità di lunghezza in un sensore irraggiato ha valore costante ed indipendente dall'angolo. Il rapporto fra la carica raccolta dal pixel a 0° e 30° nominali è pertanto uguale al rapporto $D/(p/\sin\phi)$ fra i relativi percorsi, da cui si evince il valore effettivo di ϕ . I dati sono stati corretti di conseguenza.

Il grafico della distribuzione di carica per il chip irraggiato AMS310b è mostrato in figura 7.24. Dal plot si nota con chiarezza l'aumento dell'incertezza sulla posizione del punto angolare più in profondità. Le ragioni sono attribuibili a tre cause, tutte derivanti dalla charge trapping: la variazione meno netta fra la carica raccolta nel tratto di attraversamento completo ed in quello parziale del pixel, un segnale più basso in valore assoluto e l'ulteriore termine di incertezza introdotto dal trapping dei portatori.

I risultati ottenuti per i chip del 2002 (AMS310b e IZMc), composti da sensori provenienti da due differenti produttori (Tesla e Cis) e con elettronica impiantata da due differenti bump-bonder (AMS e IZM), sono fra loro simili. Entro i limiti delle relative incertezze la depletion depth è la medesima. Entrambi i dispositivi sono parzialmente svuotati se sottoposti ad una fluenza di $10^{15} n_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ e ad una tensione di polarizzazione di -600 V.

I moduli irraggiati analizzati nei run del 2004 sembrano soffrire maggiormente degli effetti della radiazione. Il dispositivo 510910 (sensore CiS, bonder AMS) ha evidenziato una radiation hardness migliore rispetto al modulo 510689 (sensore ON, bonder AMS) ma entrambi manifestano un volume depleto di estensione sensibilmente inferiore allo spessore. Questa circostanza, unita ad una soglia di valore nominale più elevato ($4000 e^-$), riduce drasticamente l'ammontare di carica raccolta e genera sia cluster di dimensione media più

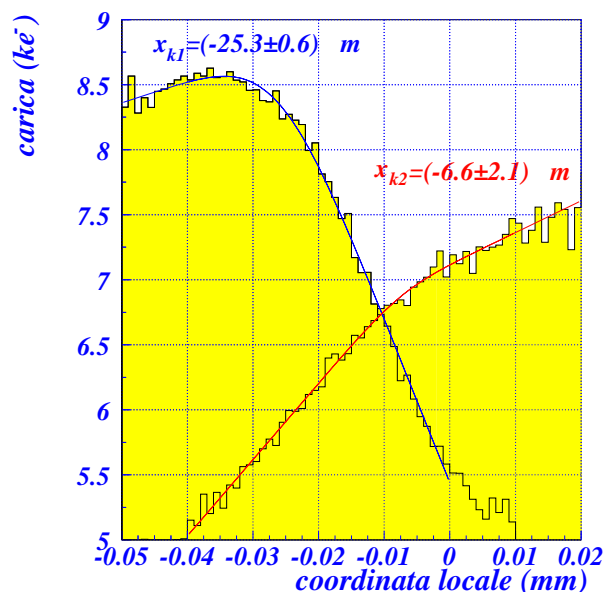


Figura 7.24: Stesso grafico di figura 7.23 per il sensore irraggiato AMS310b. Si noti l'aumento dell'errore relativo alla stima del punto angoloso più profondo (a destra).

piccola (tabella 5.1) che risoluzioni analogiche meno buone (figura 5.30). Misurazioni di efficienza condotte ad incidenza normale [51], pur confermando nella sostanza l'accettabilità delle prestazioni offerte, hanno assegnato ai moduli in oggetto un ranking al di sotto della media di dispositivi irraggiati dello stesso tipo ($\epsilon = 97.4\%$ per 510910 e $\epsilon = 96.4\%$ per 510689, contro un valore medio su 7 moduli irraggiati²⁰ di $(97.8 \pm 0.7)\%$ ed un obiettivo fissato dal TDR del rivelatore a Pixel del 97% [33]).

I risultati della determinazione del coefficiente di attenuazione λ , relativamente ai moduli 510910 e 510689, sembrano smentire le indicazioni ricavate dalla depletion depth: il secondo esprime una lunghezza di attenuazione maggiore del primo. In realtà il modulo 510689 ha un'efficienza di raccolta di carica inferiore, come constatato analizzando l'altezza del segnale ad incidenza normale. La carica media degli eventi che sopravvivono alla soglia varia meno velocemente con la profondità per effetto della soglia stessa. Ne consegue un valore di λ maggiore di quello registrato per il modulo 510910²¹.

I valori di depletion depth di tutti i dispositivi illustrati in tabella 7.4, per garantire la consistenza del metodo e dei risultati, sono stati ottenuti effettuando almeno due misurazioni ad angoli differenti.

Dipendenza dalla tensione di polarizzazione

²⁰I moduli, testati nel corso del 2004, sono prodotti di diverse combinazioni di sensori ON-CiS con bonder AMS-IZM.

²¹Questa circostanza fa comprendere che λ non è un buon indicatore di radiation hardness a valori di CCE molto bassi. La depletion depth è più affidabile.

L'estensione della zona depleta è prevista dipendere in maniera sensibile dalla tensione di polarizzazione V_{bias} (relazione 7.12) fino al raggiungimento del valore di saturazione V_{fd} (tensione di svuotamento). È stata effettuata una scansione in tensione per il chip AMS310b con lo scopo di valutare quantitativamente gli effetti di tale dipendenza, il risultato della quale è riassunto in tabella 7.5 e rappresentato in figura 7.25. Per il sensore in oggetto si è osservata una sostanziale saturazione della depletion depth a tensioni di poco inferiori a -600 V. I corrispondenti valori di D sono comunque più piccoli dello spessore nominale (di oltre 4 deviazioni standard). Anche se esiste la possibilità che lo spessore del sensore sia realmente inferiore ai $250 \mu\text{m}$ da specifica (le tolleranze costruttive sono $\pm 10 \mu\text{m}^{22}$), è molto probabile che il dispositivo sia parzialmente, anche se quasi completamente, svuotato.

Già a partire da -400 V la zona depleta è sufficientemente profonda da garantire, a 20° , la completa scomparsa degli hit singoli (in altri termini la dimensione media del cluster è maggiore di 2). Questo porta alla piena sfruttabilità dell'algoritmo analogico di ricostruzione della posizione, con conseguenze benefiche in termini di risoluzione spaziale. In tabella sono indicati come riferimento le dimensioni del cluster a 30° .

A valori inferiori di tensione la depletion depth crolla in maniera evidente rendendo impraticabile, in termini di efficienza e risoluzione spaziale, l'utilizzo del sensore in accordo alle prescrizioni espresse nel TDR del rivelatore a Pixel. Va rimarcato che la profondità della zona svuotata agisce limitando la carica raccolta fino all'angolo $\phi = \arctan(p/D)$: la diminuzione di D incrementa la frazione di eventi per i quali questa limitazione ha effetto.

In entrambe le tabelle 7.4 e 7.5 l'ultima colonna riporta il valore della con-

²²Le misurazioni sui sensori non irraggiati sembrano indicare tolleranze in realtà più strette.

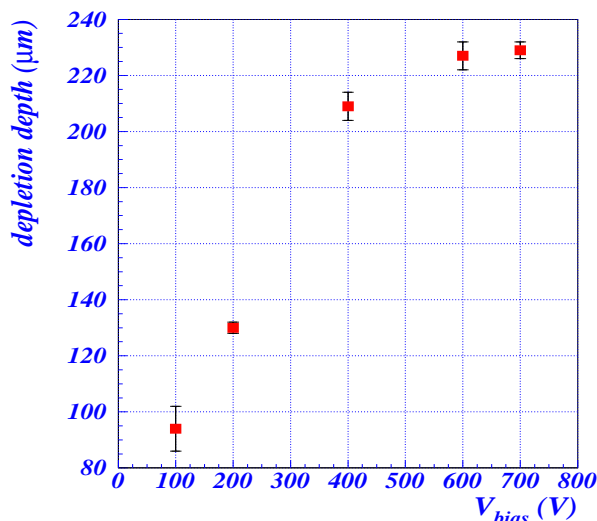


Figura 7.25: Grafico della dipendenza fra depletion depth e tensione di bias per il chip AMS310b. È abbastanza evidente la saturazione che si verifica fra i -500 V ed i -600 V, seppure a valori non compatibili con lo spessore del dispositivo.

V_{bias} [V]	Depletion [μm]	Dimensione cluster a 30°	N_{eff} [10^{12}cm^{-3}]
-700	229 ± 3	3.035	17.6 ± 0.5
-600	227 ± 5	2.992	15.3 ± 0.7
-400	209 ± 5	2.680	12.1 ± 0.6
-200	130 ± 2	1.490	15.6 ± 0.5
-100	94 ± 8	1.114	14.9 ± 2.5

Tabella 7.5: Estensione del volume depleto al variare della tensione di polarizzazione. La dimensione media del cluster con fascio a 30° esprime l'effetto sulla charge sharing del restringimento della zona sensibile del sensore. I dati sono riferiti al chip AMS310b.

centrazione efficace di doping. Essa è calcolata dalla formula 7.12 sostituendo al valore della depletion depth i risultati delle misurazioni presentate in questo paragrafo:

$$N_{\text{eff}} = \frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}|V_{\text{bias}}|}{eD^2} \quad \text{se } |V_{\text{bias}}| < |V_{\text{fd}}| \quad (7.15)$$

Il maggior valore di concentrazione di doping riscontrato per i moduli 510910 e 510689 rispetto ai chip del 2002 è conseguenza diretta della minore estensione della zona svuotata. Esso segnala in modo alternativo (ma non indipendente) la peggior resistenza alla radiazione dei primi.

Un valore uniforme di N_{eff} lungo il volume del sensore impone che la depletion depth, al variare dalla tensione di polarizzazione, sia sempre esattamente proporzionale alla radice quadrata di quest'ultima. La scansione in tensione della profondità di svuotamento consente quindi di ricavare indicazioni precise sulla distribuzione dei centri con comportamento di tipo accettore²³.

Dalla figura 7.26 si osserva una tendenza all'aumento di N_{eff} a piccoli valori di tensione di bias. Questo induce a supporre che il numero di centri con comportamento di tipo accettore subisca un incremento in prossimità del pixel (dove, dopo l'inversione, si colloca la giunzione $p-n$). Nel passaggio da -400 V a -200 V l'incremento è marcato, essendo pari a 5.8 deviazioni standard. La limitata precisione della misura di depletion depth a -100 V non consente di confermare, in termini certi, il medesimo andamento fino a tale valore di tensione. Le stime di N_{eff} a -600 V e -700 V possono essere influenzate dall'approssimarsi del regime di saturazione (completo svuotamento) e, per tale motivo, il loro incremento può non essere significativo.

Si osserva, infine, che le concentrazioni efficaci di doping misurate non possono essere in nessun caso inferiori a quella prodotta dalla componente stabile di radiation damage N_C (figura 7.21). La presenza del contributo a breve termine N_A ed a lungo termine N_Y fanno di essa un limite inferiore. Questa circostanza fornisce un mezzo per valutare la consistenza dei risultati ottenuti. Ad elevate fluenze la componente stabile è approssimata dalla relazione $N_C = g_C\Phi_{eq}$. Utilizzando il valore indicato in [31] $g_C = 5.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, relativo a sensori

²³L'informazione è chiaramente di natura efficace (non puramente geometrica) perché il metodo di misurazione pesa l'effetto combinato di difetti reticolari e campo elettrico effettivo nel materiale.

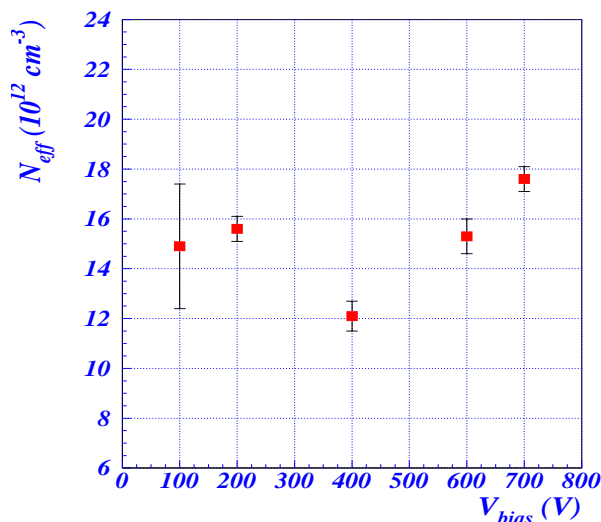


Figura 7.26: Concentrazione efficace di doping calcolata a partire dalle misure di depletion depth. Il sensore considerato è il chip AMS310b.

ossigenati irraggiati con protoni da 24 GeV, si ottiene $N_C = 5.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ alla fluensa di $10^{15} \text{ neq cm}^{-2}$, compatibile con quanto illustrato in tabella 7.4 e 7.5.

7.3 Conclusioni

Gli effetti della radiazione determinano un peggioramento dell'efficienza di carica raccolta e delle caratteristiche del sensore da essa dipendenti, quali risoluzione spaziale ed efficienza, attraverso due meccanismi: la riduzione dell'estensione del volume svuotato e l'intrappolamento dei portatori di carica.

L'origine di entrambi i fenomeni è riconducibile al trasferimento di energia non ionizzante alla struttura reticolare del silicio, con la conseguente formazione di difetti e l'alterazione dei livelli energetici accessibili ai portatori di carica. L'impatto quantitativo sulle prestazioni del sensore è funzione della quantità di energia non ionizzante scambiata con il materiale (espressa in termini di flusso equivalente di neutroni da 1 MeV) e della storia termica del dispositivo durante e dopo l'irraggiamento (annealing). Per i pixel di ATLAS, il cui segnale raccolto è formato da elettroni, l'annealing ha sempre un'influenza benefica sulla charge trapping. A seconda del tempo e della temperatura a cui si verifica gli effetti sulla depletion depth (o, equivalentemente, sulla tensione di svuotamento) possono essere positivi o negativi.

È stata definita la charge trapping e sono state indicate due tecniche comunemente adottate per la sua caratterizzazione quantitativa: la Transition Current Technique e la misurazione del profilo della distribuzione carica-profondità della traiettoria. Un terzo metodo, sviluppato per produrre risultati facilmente utilizzabili nell'ambito del modello geometrico illustrato nel successivo capitolo, è stato adottato per caratterizzare quantitativamente un insieme di dispositivi irraggiati. Il procedimento simula un'attenuazione esponenziale del flusso di

portatori con la profondità. La relativa lunghezza di attenuazione, alla fluensa investigata di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$, è circa il doppio della depletion depth per tutti i dispositivi analizzati. I risultati ottenuti evidenziano una diminuzione della CCE alla massima profondità del 24% per AMS310b, del 30% per IZMc, del 27% per modulo 510910 e del 22% per il modulo 510689.

Si è osservato un sistematico incremento della CCE con l'aumentare della tensione di polarizzazione, attribuibile presumibilmente alla maggiore velocità di drift dei portatori che originano il segnale (nel caso di ATLAS, essendo il pixel a potenziale più positivo, gli elettroni). L'aumento di velocità diminuisce il tempo di permanenza in prossimità dei livelli d'intrappolamento, riducendo in ultima analisi la probabilità di trapping. La dipendenza fra lunghezza di attenuazione e tensione di polarizzazione è, in prima approssimazione, lineare.

Alla luce dei risultati ottenuti la charge trapping non può essere trascurata nella costruzione del modello geometrico dei sensori irraggiati.

La depletion depth è stata investigata attraverso un'originale strategia di misura, pensata per escludere dai risultati l'influenza della charge trapping, già trattata separatamente. La misura della profondità di svuotamento per dispositivi non irraggiati si dimostra in perfetto accordo con lo spessore del sensore. Questo fornisce indicazioni positive sulla consistenza del metodo. Tutti i dispositivi studiati sono stati irraggiati ad una fluensa di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ e sottoposti ad un periodo di annealing di 25 h a 60° , il quale è previsto fornire effetti equivalenti al periodo complessivo di operatività del rivelatore a pixel (10 anni).

I chip sottoposti a testbeam nel 2002 sembrano caratterizzati da una superiore tolleranza alla radiazione rispetto ai due moduli del 2004. Per i primi la depletion depth registrata a -600 V è $227 \pm 5 \mu\text{m}$ (AMS310b) e $223 \pm 6 \mu\text{m}$ (IZMc). La misura prodotta per il modulo 510910 è $187 \pm 9 \mu\text{m}$; $150 \pm 3 \mu\text{m}$ per il dispositivo 510689. Il peggior comportamento di questi due particolari moduli trova riscontro in misurazioni di efficienza reperibili in letteratura [51]. Peraltro dalle stesse misurazioni si evince che altri moduli, simili nella costruzione e sottoposti al medesimo irraggiamento ed annealing, producono prestazioni superiori. Non è completamente chiaro se i due esemplari analizzati presentassero problemi di elettronica o di bonding, tali da influenzare la raccolta di carica e di conseguenza le misurazioni esposte nel presente capitolo, dalle quali i valori di D e λ sono stati dedotti.

La dipendenza della profondità di svuotamento dalla tensione di polarizzazione, valutata nel dettaglio per il chip AMS310b, indica che a -600 V il dispositivo è quasi completamente svuotato. Allo stesso tempo si osserva che a tensioni al di sotto di -400 V , alla fluensa di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$, la dimensione media dei cluster diminuisce al punto da influire sulla risoluzione spaziale analogica. Per questo sensore il calcolo della concentrazione efficace di doping N_{eff} a partire dalla depletion depth mostra indizi di un incremento del numero di centri di tipo accettore in prossimità del pixel.

Capitolo 8

Algoritmo lineare per la ricostruzione spaziale nei pixel irraggiati

Lo studio degli effetti quantitativi dell'irraggiamento sui parametri che determinano l'efficienza di raccolta di carica (la depletion depth D e la lunghezza di attenuazione λ), ha descritto le origini del peggioramento di risoluzione che il rivelatore a pixel di ATLAS subisce lungo la propria vita operativa.

In questo capitolo i dispositivi irraggiati sono modellati attraverso la diminuzione dello spessore del volume sensibile e la dipendenza della carica raccolta dalla profondità. Vengono nel seguito evidenziate le principali deviazioni qualitative dal comportamento dei sensori non irraggiati e, attraverso l'uso dei valori di (D, λ) ricavati in precedenza, si valuta l'accordo fra la posizione ricostruita con il modello geometrico modificato e la posizione della traiettoria misurata con il telescopio. Il risultato ottenuto, posto in relazione con quelli provenienti da strategie differenti (digitale ed analogica), fornisce indicazioni circa l'applicabilità del modello in presenza di irraggiamento.

8.1 Adeguamento dei postulati del modello

L'algoritmo lineare di ricostruzione ricavato nel capitolo 6 è basato sul calcolo della carica generata nei pixel del cluster in funzione della posizione della traiettoria. Il segnale raccolto nei dispositivi irraggiati è alterato dagli effetti indotti dalla radiazione. Per rendere conto di tale mutamento è necessario, con riferimento alla costruzione esposta nel paragrafo 6.2.2, procedere alle seguenti correzioni:

1. L'estensione del volume sensibile è sistematicamente inferiore allo spessore del sensore. Essa è calcolabile, ad esempio, con tecniche analoghe a quelle descritte nel paragrafo 7.2.

La depletion depth è un parametro mutevole nel corso della vita del rivelatore a pixel, sebbene le misurazioni condotte in questo ed altri lavori [47] mostrino per i moduli di ATLAS una variazione abbastanza contenuta. I

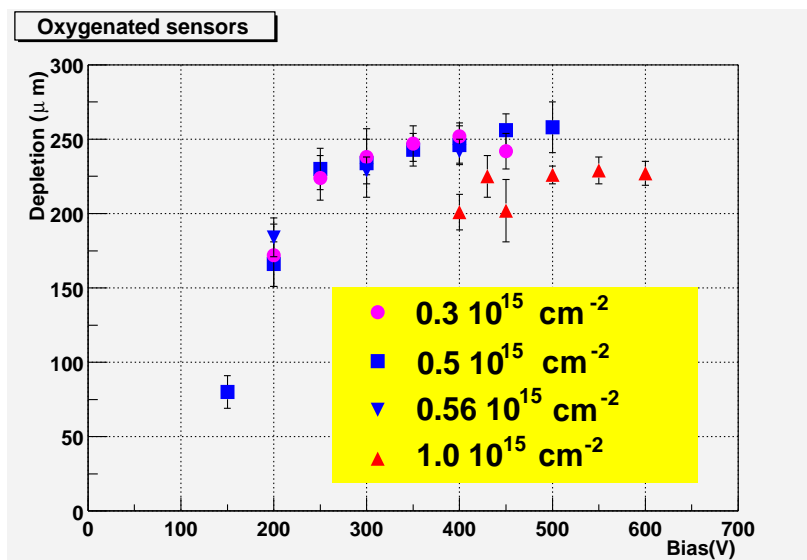


Figura 8.1: Profondità di svuotamento per sensori da $250 \mu\text{m}$ a diverse condizioni di irraggiamento e di campo polarizzante. I dati provengono da misurazioni del 2000 e del 2001 e vanno considerati come limiti inferiori di depletion depth [44].

dispositivi irraggiati con substrato ossigenato, se non affetti da problemi di bonding o di elettronica, evidenziano una depletion depth variabile fra l'85% ed il 100% dello spessore ad una fluenza di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ e ad una tensione di -600 V .

In figura 8.1 è rappresentato l'andamento di D al variare delle condizioni di irraggiamento e della tensione di polarizzazione [44]. I dati sono riferiti a sensori con substrato ossigenato di $250 \mu\text{m}$ di spessore, analizzati negli anni 2000 e 2001. Va notato che le misurazioni effettuate in questo periodo hanno sofferto di problemi di elettronica, i quali hanno condotto ad un'elevata inefficienza dei sensori; poiché la dimensione del cluster è ridotta dalle inefficienze, i valori di depletion depth ricavati devono essere considerati come limiti inferiori. Il campo di fluenze sondato è equivalente all'intervallo fra 1 e 3 anni di operatività del B-layer alla luminosità nominale di $10^{34} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-2}$ ed alle condizioni di impiego previste in [33] (100 giorni/anno di presenza del fascio). In tali ipotesi il B-layer è sottoposto ad una fluenza annuale pari a $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$. Il Pixel Detector Technical Design Report richiede che tutti i componenti siano in grado di sopportare una fluenza di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$.

Durante il funzionamento di ATLAS La depletion depth può essere monitorata in tempo reale per mezzo degli stessi eventi fisici. Opportune parametrizzazioni di D in funzione della fluenza e della tensione di bias applicata, ottenute sperimentalmente o ricavate da simulazioni Monte Carlo, costituiscono un'alternativa alla misura diretta del parametro.

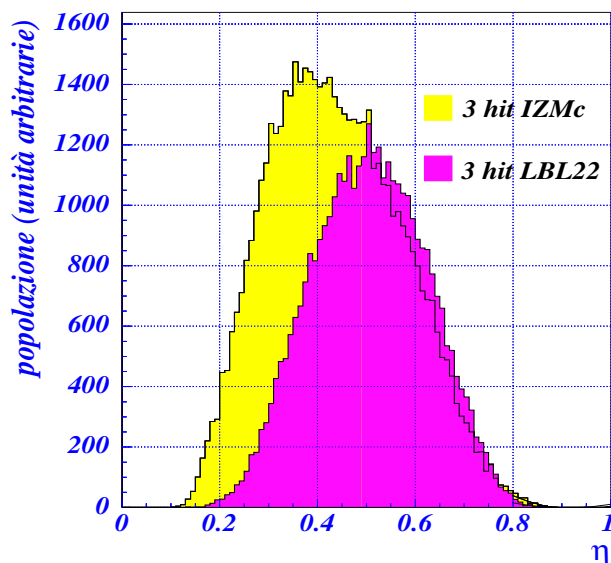


Figura 8.2: Distribuzione del parametro η per il modulo LBL22 (non irraggiato) ed il chip IZMc (irraggiato). I dati sono relativi a cluster composti da 3 hit con fascio incidente a 30° . La distribuzione per il sensore irraggiato non è più simmetrica attorno al valore $\eta=1/2$.

2. La carica media raccolta non è più proporzionale alla lunghezza della traiettoria nel pixel ma dipende anche dalla sua profondità.

È una conseguenza diretta del fenomeno di trapping. Indicata con $dq/dx(0)$ la carica media per unità di lunghezza misurata in corrispondenza di un attraversamento sulla superficie del sensore¹ e con x la lunghezza percorsa vale la relazione:

$$q(x, d) = \left[\frac{dq}{dx}(0) \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \right] x \quad (8.1)$$

nella quale $q(x, d)$ è la carica media registrata in corrispondenza di un segmento di traiettoria di lunghezza x e profondità d . Il valore $dq/dx(0)$ non è misurabile direttamente per l'esistenza della soglia in carica posta dal discriminatore; esso viene ricostruito da misure condotte più in profondità, per le quali la carica media raccolta è molto maggiore della soglia stessa. La dipendenza della carica dalla profondità di attraversamento della particella introduce, sia nel testbeam che in ATLAS², una correlazione fra l'ordine di attraversamento dei pixel estremali ed il segnale che essi registrano. Il pixel attraversato più in superficie dal fascio raccoglie, a

¹In senso stretto la carica media raccolta per unità di lunghezza a profondità indefinitamente piccole diverge per l'effetto combinato della soglia e delle fluttuazioni di energia (la carica media misurata è relativa ad eventi che superano la soglia del discriminatore: essi hanno carica finita anche quando la lunghezza del percorso tende a zero). La relazione scritta ha significato fisico a partire da profondità dell'ordine di $t/2 \cos \phi$, ove t è la lunghezza di soglia.

²In virtù dell'angolo di tilt.

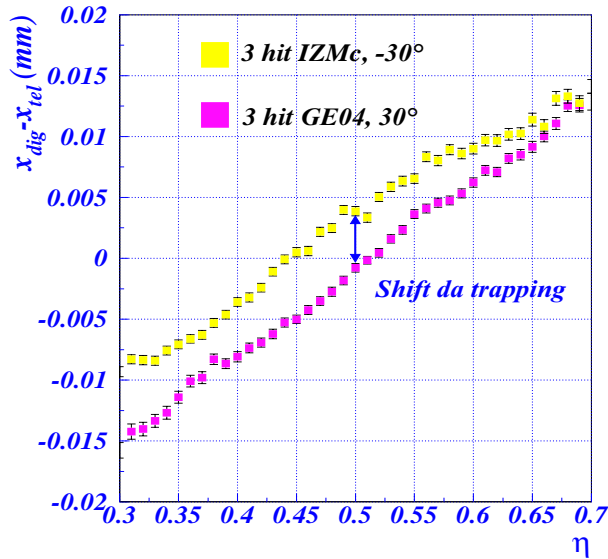


Figura 8.3: Nei sensori irraggiati il grafico dei residui digitali in funzione di η subisce una traslazione dovuta all'effetto di trapping. Lo shift può verificarsi verso valori positivi o negativi dei residui a seconda del segno dell'angolo di incidenza; nel barrel di ATLAS il segno è costante.

parità di segmento sotteso, una carica maggiore. Tale correlazione rimuove la simmetria della distribuzione del parametro η , tipica dei sensori non irraggiati. Poiché l'algoritmo analogico si basa sul calcolo dell'integrale di tale distribuzione, tramite l'equazione 5.3, il fenomeno è atteso avere implicazioni sul relativo valore di risoluzione. In figura 8.2 sono poste a confronto le popolazioni di η per un dispositivo irraggiato e non.

La distribuzione dei residui digitali in funzione della variabile η non passa più per l'origine del plot (il punto $[1/2, 0]$): ad una raccolta egualitaria di carica nei pixel estremali ($\eta = 1/2$) corrisponde un maggior percorso geometrico nel pixel a traccia più profonda e, quindi, uno spostamento della traiettoria rispetto al centro geometrico del cluster. Questa circostanza è importante ai fini della risoluzione perché si propaga in generale a tutte le η permesse ed induce una traslazione sistematica del valore dei residui (figura 8.3). La direzione dello shift dipende dal segno dell'angolo del fascio (il dispositivo irraggiato in figura ha fascio incidente a -30° secondo la convenzione adottata nel testbeam). L'entità della traslazione, fra i $2 \mu\text{m}$ ed i $5 \mu\text{m}$ per i dispositivi analizzati, in funzione di sensore ed angolo, non è trascurabile se comparata ai minimi di risoluzione analogica intrinseca³ misurati ($4\text{-}8 \mu\text{m}$, paragrafo 5.6). L'effetto deve quindi essere corretto dal modello geometrico modificato.

Osservando infine i valori di η ai due estremi della distribuzione in figura 8.2 si nota che per il dispositivo irraggiato η_{max} e η_{min} non sono più

³Cioè al netto dell'incertezza del telescopio, che non ha effetto sulla *traslazione* di una distribuzione.

legati dalla relazione $\eta_{min} = 1 - \eta_{max}$. Anche questa è una conseguenza banale del trapping che, incidendo sul valore coefficiente angolare della retta intepolante, ha riflessi importanti nella ricostruzione della posizione espressa dall'algoritmo lineare.

3. La lunghezza di soglia t non è più costante ma dipende dall'ordine di attraversamento del pixel estemale considerato e dall'angolo della traiettoria.

Il parametro t , costante nel modello per i sensori non irraggiati, diviene una funzione della profondità d come conseguenza della relazione 8.1. Nel limite $d \rightarrow 0$ il suo valore tende ad una costante del sensore denominata t_0 . Si può scrivere:

$$t(d) = t_0 \exp \frac{d}{\lambda} \quad (8.2)$$

Il pixel attraversato più in profondità dalla particella è caratterizzato da una lunghezza di soglia maggiore del suo omologo estemale. L'angolo d'incidenza influisce sulla definizione di d ed è quindi variabile indipendente di t .

8.2 Forma delle relazioni

La semplice diminuzione del valore di depletion depth, manifestata dai dispositivi sottoposti ad elevate fluenze, non varia di per sé la forma delle relazioni ottenuta nei paragrafi 6.3 e 6.4.1. Queste ultime esprimono tuttavia una totale simmetria nella raccolta di carica da parte del primo e dell'ultimo pixel del cluster, simmetria che è stata constatata sparire per via degli effetti di trapping. È quindi questo il fenomeno da modellare per trattare opportunamente il caso irraggiato.

8.2.1 Popolazione dei cluster

L'insieme di espressioni che permette di formulare le previsioni quantitative del modello è dedotto in maniera identica al caso non irraggiato. Con riferimento alla figura 8.4 si introducono le quantità ds e dd , rispettivamente la profondità del segmento di traiettoria a soglia in superficie ed in prossimità del *backplane* del sensore, che sono soluzioni delle equazioni:

$$\begin{aligned} ds &= \frac{1}{2} [t_0 \exp (ds/\lambda) \cos \phi] \\ dd &= \frac{1}{2} [2D - t_0 \exp (dd/\lambda) \cos \phi] \end{aligned} \quad (8.3)$$

In accordo alla 8.2 il valore della lunghezza di soglia per il primo e per l'ultimo pixel del cluster è espresso da $t_0 \exp (ds/\lambda)$ e $t_0 \exp (dd/\lambda)$, rispettivamente.

Semplici considerazioni geometriche, pressoché identiche al caso non irraggiato, consentono di scrivere le relazioni:

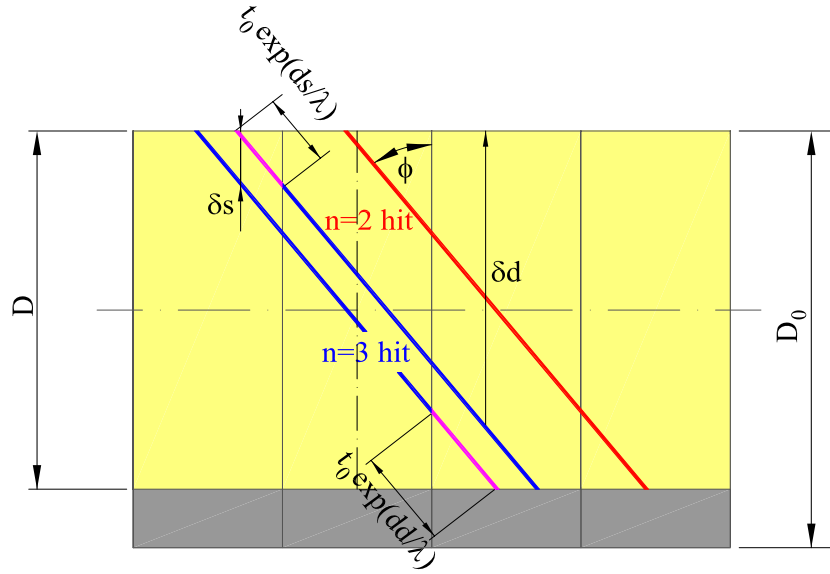


Figura 8.4: Schema di calcolo della distribuzione di popolazione dei cluster. Le traiettorie a soglia sono indicate in colore blu (in rosso quella all'estrema destra). La regione compresa fra due consecutive traiettorie a soglia genera cluster della medesima dimensione, la cui probabilità è proporzionale alla sua estensione.

$$\begin{aligned}
 prob(n) &= \left[\frac{D \tan \phi}{p} - \frac{t_0 (e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda}) \sin \phi}{p} - (n-2) \right] * 100 \\
 prob(n-1) &= \left[(n-1) - \frac{D \tan \phi}{p} + \frac{t_0 (e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda}) \sin \phi}{p} \right] * 100
 \end{aligned} \tag{8.4}$$

le quali esprimono la probabilità associata a cluster di dimensione n e $n-1$, rispettivamente. Le espressioni scritte sono ricorsive al variare del parametro naturale n , il cui valore è definito dall'appartenenza dell'angolo del fascio ad uno degli intervalli delimitati dai valori caratteristici ϕ_{kA} :

$$t_0 (e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda}) \sin \phi_{kA} + kp = D \tan \phi_{kA} \quad k \geq 0 \tag{8.5}$$

Sulla base di tale definizione le 8.4 hanno pertanto validità per $\phi_{(n-2)A} \leq \phi < \phi_{(n-1)A}$, $n \geq 2$. Il valore dei primi angoli della successione, valutati per i sensori irraggiati analizzati, sono mostrati in tabella 8.1; l'angolo ϕ_{0A} è per definizione identicamente nullo.

È significativo osservare che la distribuzione di popolazione dei cluster assume la forma trovata per il caso non irraggiato al tendere $\lambda \rightarrow +\infty$. Questo permette di attribuire a t_0 , nel modello modificato definito come lunghezza di soglia in superficie, il significato concettuale di percorso minimo associato allo stato non irraggiato del medesimo sensore.

8.2.2 Algoritmo lineare di ricostruzione spaziale

Il procedimento di costruzione di una funzione lineare per il calcolo della posizione della particella incidente ricalca quello descritto nel paragrafo 6.4.1, ovvero si basa sull'individuazione di una curva di primo grado passante per i punti (η_{min}, x_{min}) e (η_{max}, x_{max}) . Per i sensori irraggiati vale $x_{max} \neq -x_{min}$, in virtù dello shift dovuto al trapping. La circostanza non genera ambiguità poiché è evidentemente la differenza $\Delta x = x_{max} - x_{min}$, non il valore del singolo estremo, ad essere legata alla popolazione relativa del cluster. In maniera analoga anche η_{max} e η_{min} , non più equidistanti dal valore mediano $\eta = 1/2$, sono trattati attraverso la propria differenza. In quest'ottica la relazione 6.30 si modifica nella:

$$x_{corr}(\eta) = \frac{x_{max} - x_{min}}{\eta_{max} - \eta_{min}} (\eta - 1/2) + \delta x_0 \quad (8.6)$$

nella quale δx_0 esprime lo shift da trapping.

Anche nel caso dei dispositivi irraggiati il problema di individuare l'algoritmo lineare di interpolazione si sposta alla determinazione degli estremanti di η e dei residui digitali. Ad essi si aggiunge un'ulteriore incognita, δx_0 , il cui valore è comunque calcolato a partire dai postulati del modello.

Le espressioni delle quantità η_{min} , η_{max} , x_{min} e x_{max} hanno una forma dipendente dalla regione angolare in cui sono calcolate. I limiti di tali regioni sono definiti da successioni di angoli caratteristici, in analogia a quanto osservato nel paragrafo 6.4.1. Per i dispositivi non irraggiati gli angoli caratteristici sono due, a suo tempo denominati ϕ_{kA} e ϕ_{kB} ; nel caso di sensori irraggiati la rimozione della simmetria fra traiettorie superficiali e profonde introduce un'ulteriore differenziazione qualitativa, che viene tradotta matematicamente nella generazione di un terzo angolo chiamato ϕ_{kC} . Le relazioni che definiscono ϕ_{kB} e ϕ_{kC} (ϕ_{kA} è stata definita nella 8.5) sono le seguenti:

$$\begin{aligned} \phi_{kB} \quad \text{t.c.} \quad t_0 e^{ds/\lambda} \sin \phi_{kB} + kp &= D \tan \phi_{kB} \quad k \geq 1 \\ \phi_{kC} \quad \text{t.c.} \quad t_0 e^{dd/\lambda} \sin \phi_{kC} + kp &= D \tan \phi_{kC} \quad k \geq 1 \end{aligned} \quad (8.7)$$

Il significato geometrico di questi angoli è rappresentato in figura 8.5; i primi valori calcolati per i sensori analizzati sono mostrati in tabella 8.1.

Sensore	D μm	t_0 μm	λ μm	ϕ_{1B}	ϕ_{1C}	ϕ_{1A}	ϕ_{2B}	ϕ_{2C}	ϕ_{2A}
AMS310b	227	24	543	13.8°	14.5°	16.4°	26.0°	27.0°	29.7°
IZMc	223	29	441	14.4°	15.6°	18.3°	26.9°	28.6°	32.2°
510910	187	36	291	18.3°	21.1°	27.1°	32.8°	36.1°	41.7°
510689	150	35	390	23.2°	25.2°	32.5°	39.3°	41.3°	47.3°

Tabella 8.1: Valori dei parametri D , λ e t_0 per i dispositivi studiati. t_0 è calcolato sulla base del miglior fit con i dati di popolazione (paragrafo 8.3.1). In tabella sono anche mostrati i valori dei primi angoli caratteristici ϕ_{nA} , ϕ_{nB} e ϕ_{nC} .

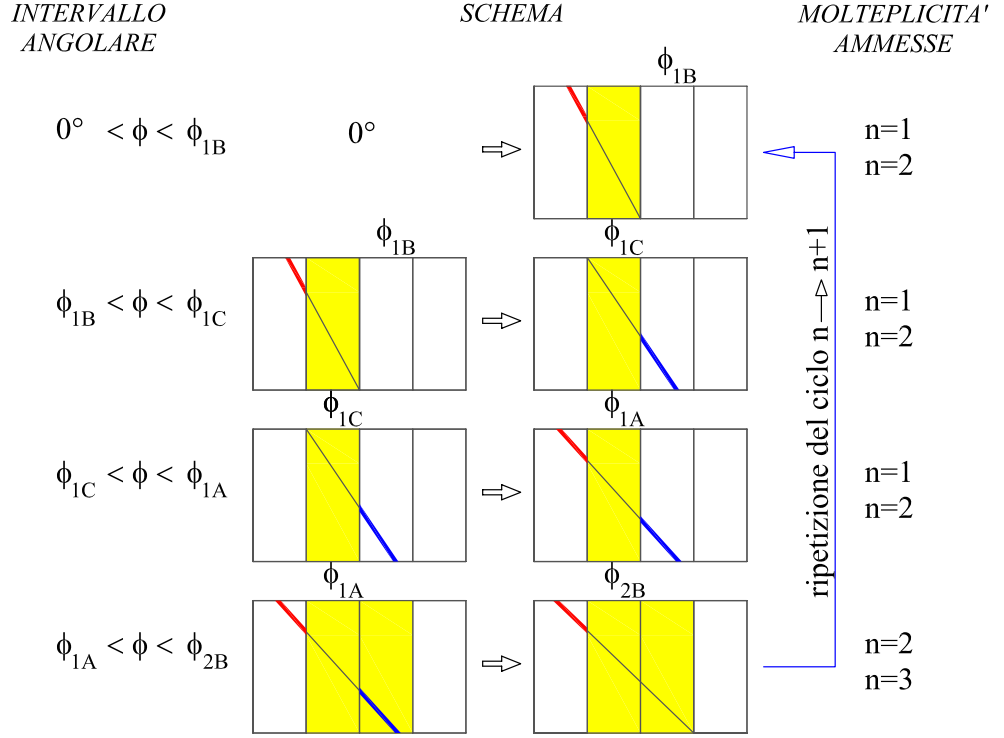


Figura 8.5: Angoli caratteristici al variare dell'inclinazione della traccia. In giallo sono evidenziati i cluster di dimensione inferiore che possono essere generati dalle traiettorie nell'intervallo angolare considerato. I tratti in rosso simboleggiano la lunghezza di soglia per il pixel attraversato più in superficie; quelli in blu (di maggior estensione per effetto del trapping) sono relativi al pixel attraversato più in profondità.

Attraverso calcoli molto simili a quelli condotti per i pixel non irraggiati, ancora una volta non presentati a beneficio della chiarezza di esposizione, si individuano le seguenti relazioni:

1. $\phi_{(n-2)A} < \phi \leq \phi_{(n-1)B}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

Molteplicità $n-1$

$$\begin{aligned}
 \Delta x_{n-1} &= (n-1)p - \left[D \tan \phi - t_0 \left(e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda} \right) \sin \phi \right] \\
 \eta_{max,(n-1)} &= \left\{ 1 + \alpha \frac{D/\cos \phi - (n-2)p/\sin \phi - t_0 \exp(ds/\lambda)}{p/\sin \phi \exp[(\delta d - \delta s_{max})/\lambda]} \right\}^{-1} \\
 \eta_{min,(n-1)} &= \left\{ 1 + \frac{1}{\alpha} \frac{p/\sin \phi \exp[(\delta s - \delta d_{min})/\lambda]}{D/\cos \phi - (n-2)p/\sin \phi - t_0 \exp(dd/\lambda)} \right\}^{-1}
 \end{aligned} \tag{8.8}$$

Molteplicità n

$$\begin{aligned}
\Delta x_n &= D \tan \phi - t_0 \left(e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda} \right) \sin \phi - (n-2)p \\
\eta_{max,(n)} &= \left\{ 1 + \alpha \frac{t_0 \exp(\delta s/\lambda)}{D/\cos \phi - (n-2)p/\sin \phi - t_0 \exp(dd/\lambda)} \right\}^{-1} \\
\eta_{min,(n)} &= \left\{ 1 + \frac{1}{\alpha} \frac{D/\cos \phi - (n-2)p/\sin \phi - t_0 \exp(ds/\lambda)}{t_0 \exp(\delta d/\lambda)} \right\}^{-1}
\end{aligned} \tag{8.9}$$

Nelle quali valgono:

$$\begin{aligned}
\delta s &= \frac{1}{2} \left[2dd - \frac{(n-2)p}{\tan \phi} - D \right] \\
\delta d &= \frac{1}{2} \left[2ds + \frac{(n-2)p}{\tan \phi} + D \right] \\
\delta s_{max} &= 2ds + \frac{p}{2 \tan \phi} \\
\delta d_{min} &= 2dd - \frac{p}{2 \tan \phi} - D
\end{aligned} \tag{8.10}$$

2. $\phi_{(n-1)B} < \phi \leq \phi_{(n-1)C}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

Molteplicità $n-1$

$$\begin{aligned}
\Delta x_{n-1} &= (n-1)p - \left[D \tan \phi - t_0 \left(e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda} \right) \sin \phi \right] \\
\eta_{max,(n-1)} &= \{ 1 + \exp[-p(n-2)/(\lambda \tan \phi)] \}^{-1} \\
\eta_{min,(n-1)} &= \left\{ 1 + \frac{1}{\alpha} \frac{p/\sin \phi \exp[(\delta s - \delta d_{min})/\lambda]}{D \cos \phi - (n-2)p/\sin \phi - t_0 \exp(dd/\lambda)} \right\}^{-1}
\end{aligned} \tag{8.11}$$

Molteplicità n

$$\begin{aligned}
\Delta x_n &= D \tan \phi - t_0 \left(e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda} \right) \sin \phi - (n-2)p \\
\eta_{max,(n)} &= \left\{ 1 + \alpha \frac{t_0 \exp(\delta s/\lambda)}{D/\cos \phi - (n-2)p/\sin \phi - t_0 \exp(dd/\lambda)} \right\}^{-1} \\
\eta_{min,(n)} &= \left\{ 1 + \frac{1}{\alpha} \frac{p \exp(-\delta d/\lambda)}{t_0 \sin \phi} \right\}^{-1}
\end{aligned} \tag{8.12}$$

Nelle quali valgono:

$$\begin{aligned}
\delta s &= \frac{1}{2} \left[2dd - \frac{(n-2)p}{\tan \phi} - D \right] \\
\delta d &= 2ds + \frac{p}{\tan \phi} (n-3/2) \\
\delta d_{min} &= 2dd - \frac{p}{2 \tan \phi} - D
\end{aligned}
\tag{8.13}$$

3. $\phi_{(n-1)C} < \phi \leq \phi_{(n-1)A}$. Molteplicità ammesse: $(n-1, n)$.

Molteplicità $n-1$

$$\begin{aligned}
\Delta x_{n-1} &= (n-1)p - \left[D \tan \phi - t_0 \left(e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda} \right) \sin \phi \right] \\
\eta_{max,(n-1)} &= \left\{ 1 + \exp \left[-p(n-2) / (\lambda \tan \phi) \right] \right\}^{-1} \\
\eta_{min,(n-1)} &= \left\{ 1 + \exp \left[-p(n-2) / (\lambda \tan \phi) \right] \right\}^{-1}
\end{aligned}
\tag{8.14}$$

Molteplicità n

$$\begin{aligned}
\Delta x_n &= D \tan \phi - t_0 \left(e^{dd/\lambda} + e^{ds/\lambda} \right) \sin \phi - (n-2)p \\
\eta_{max,(n)} &= \left\{ 1 + \alpha \frac{t_0 \sin \phi}{p \exp(-\delta s/\lambda)} \right\}^{-1} \\
\eta_{min,(n)} &= \left\{ 1 + \frac{1}{\alpha} \frac{p \exp(-\delta d/\lambda)}{t_0 \sin \phi} \right\}^{-1}
\end{aligned}
\tag{8.15}$$

Nelle quali valgono:

$$\begin{aligned}
\delta s_{max} &= 2dd + \frac{p}{\tan \phi} (n-3/2) - D \\
\delta d_{min} &= 2ds + \frac{p}{\tan \phi} (n-3/2)
\end{aligned}
\tag{8.16}$$

Le relazioni presentate sono state riordinate in maniera da evidenziare la presenza del fattore di correzione α , introdotto nel capitolo 6. Tale fattore non proviene da valutazioni geometriche e deve essere inserito in maniera manuale nel modello in accordo al significato fisico ad esso attribuito nel paragrafo 6.4.4.

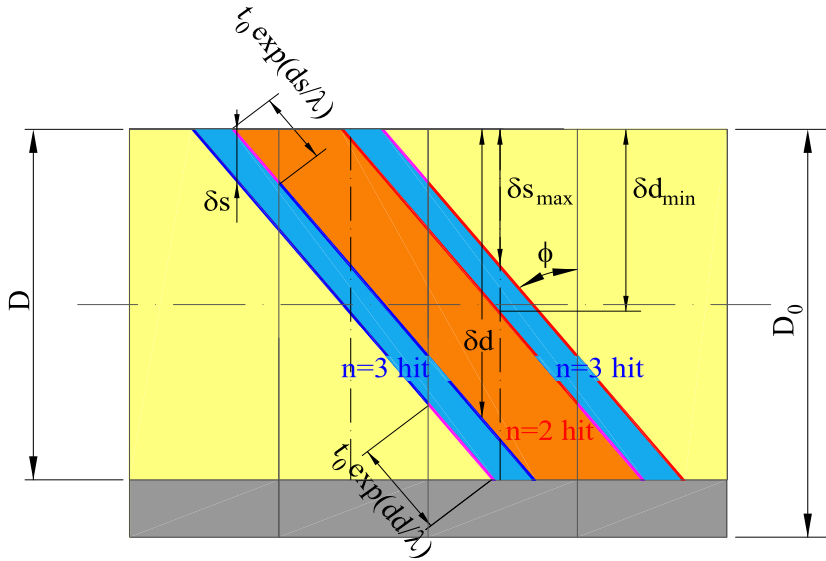


Figura 8.6: Definizione delle grandezze geometriche coinvolte nel calcolo della funzione di interpolazione.

La quantità δs rappresenta la profondità della traiettoria nel primo pixel del cluster (in cui, per definizione, essa è superficiale) quando la lunghezza percorsa nell'ultimo pixel è a soglia; δd corrisponde alla profondità nell'ultimo pixel quando il primo sottende una lunghezza pari alla soglia. I valori δs_{max} e δd_{min} sono relativi ai cluster con dimensione minima fra quelle permesse, indicata nel formalismo utilizzato con $n - 1$. Il primo rappresenta la profondità della traiettoria nel pixel superficiale del cluster quando il valore di η per tale molteplicità è massima⁴. In questa condizione il pixel non attivato adiacente al primo è appena sotto soglia. Il secondo corrisponde alla profondità nell'ultimo pixel quando η è minima. La figura 8.6 aiuta a chiarire il significato geometrico delle grandezze introdotte.

Anche in questo caso si osserva la natura invariante delle relazioni dedotte rispetto al caso non irraggiato trattato in precedenza: nel limite $\lambda \rightarrow +\infty$ le prime si riducono a quelle ricavate nel capitolo 6. In particolare la regione angolare $\phi_{(n-1)B} < \phi \leq \phi_{(n-1)C}$ scompare in conseguenza dell'identità e $\phi_{(n-1)C} \equiv \phi_{(n-1)A}$ a grandi λ .

Nelle formule 8.14 si nota sia l'assenza del fattore α che l'uguaglianza dei valori calcolati di $\eta_{min,(n-1)}$ e $\eta_{(max,(n-1))}$, sebbene essi siano diversi da $1/2$. In questa situazione le lunghezze di traiettoria percorsa nei pixel estremali sono identiche indipendentemente dal punto di passaggio della particella. Ne scaturisce un'assenza di correlazione fra le cariche raccolte dai pixel ed il corrispondente residuo digitale, sebbene per via del trapping il valore medio di η sia sistematicamente superiore a $1/2$ ⁵. Il fattore di correzione α non è presente proprio perché, per definizione, agisce sulla correlazione carica-posizione.

⁴Ci si riferisce alla convenzione stabilita con la definizione di η data nella 6.16.

⁵Con angolo di incidenza positivo.

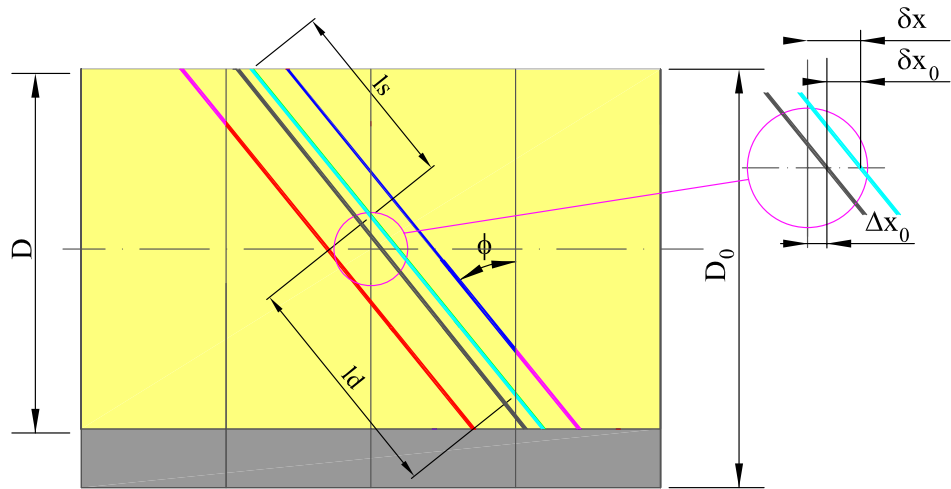


Figura 8.7: Significato geometrico dei contributi che generano lo shift derivante da trapping. La traslazione netta è data dalla differenza fra δx e Δx_0 . Le traiettorie in rosso ed in blu individuano i percorsi a soglia in uno dei due pixel estremali. La traiettoria in colore azzurro è caratterizzata da un'identica carica raccolta ai pixel estremali; quella in colore grigio rappresenta la mezzeria fra i percorsi a soglia.

Determinazione del termine δx_0

Lo shift dei residui derivante dal trapping, che come evidenziato non è trascurabile per gli scopi del presente lavoro, viene quantificato facendo riferimento al diagramma in figura 8.7. La posizione della traiettoria a cui la carica raccolta dai due pixel estremali è identica⁶ non coincide più con il centro geometrico del cluster. Il valore di δx_0 viene calcolato valutando la posizione della traiettoria quando $\eta = 1/2$.

Due meccanismi concorrono a determinare il valore dello shift. Il primo e più importante di essi, in termini quantitativi, deriva dalla compensazione geometrica del fenomeno di trapping ed è stato spiegato nel paragrafo 8.1. Esiste tuttavia un secondo fenomeno, attinente alla traslazione dell'intero sensore nel sistema di riferimento del testbeam, sempre originato dall'intrappolamento delle cariche.

Per quantificare il primo termine si osserva che una singola traiettoria, ad ogni assegnato angolo ϕ , può ricadere in una delle seguenti quattro condizioni: attraversamento parziale di entrambi i pixel estremali, attraversamento totale di entrambi i pixel estremali e combinazione di attraversamento parziale e totale (2 stati). I casi legati all'attraversamento totale del primo pixel vanno esclusi dall'analisi poiché, in virtù del trapping, non consentono valori $\eta = 1/2$. Rimangono pertanto due sole configurazioni, in corrispondenza delle quali è possibile scrivere, con semplici considerazioni geometriche:

⁶Per la precisione a cui è identico il suo valore medio.

1.

$$\delta x = -\frac{\phi}{|\phi|} \left[\frac{D}{2} \tan |\phi| - (n-2) \frac{p}{2} \right] \frac{1 - \exp \left\{ -\left[D + p(n-2) / \tan |\phi| \right] / 2\lambda \right\}}{1 + \exp \left\{ -\left[D + p(n-2) / \tan |\phi| \right] / 2\lambda \right\}} \quad (8.17)$$

se δx è tale da soddisfare le seguenti relazioni (che esprimono il passaggio parziale in entrambi i pixel estremali)

$$\begin{cases} t_0 e^{dd/\lambda} \sin \phi < D/2 \tan \phi + \delta x - (n-2)p/2 \leq p \\ t_0 e^{ds/\lambda} \sin \phi < D/2 \tan \phi - \delta x - (n-2)p/2 \leq p \end{cases}$$

2.

$$\delta x = -\frac{\phi}{|\phi|} \left\{ \left[\frac{D}{2} \tan |\phi| - (n-2) \frac{p}{2} \right] - p \exp \left[\frac{2|\delta x| + p(4-3n)}{4\lambda \tan |\phi|} - \frac{D}{4\lambda} \right] \right\} \quad (8.18)$$

se δx è tale da soddisfare le seguenti relazioni (che esprimono l'attraversamento parziale nel primo pixel estremo e totale nell'ultimo pixel estremo)

$$\begin{cases} p < D/2 \tan \phi + \delta x - (n-2)p/2 \leq t_0 e^{dd/\lambda} \sin \phi + p \\ t_0 e^{ds/\lambda} \sin \phi < D/2 \tan \phi - \delta x - (n-2)p/2 \leq p \end{cases}$$

In entrambi i gruppi di relazioni n individua la dimensione del cluster considerato. Le espressioni dedotte sono ottenute imponendo l'uguaglianza del prodotto fra la lunghezza percorsa dalla particella in ciascun pixel estremo (in figura 8.7 indicata rispettivamente con ls e ld) ed il termine $\exp(\delta l/\lambda)$. La quantità δl rappresenta la profondità del segmento estremo di traiettoria considerato. L'espressione di δx per il secondo caso è di tipo trascendentale e viene risolta con metodo numerico iterativo.

Il secondo contributo alla traslazione dei residui trae origine dalla nascita di una differenziazione fra il sistema di riferimento solidale con il centro dei pixel e quello imposto dalla routine di allineamento del testbeam. Ne è ancora una volta causa la diversità fra i percorsi di soglia nel primo e nell'ultimo pixel del cluster. Questi percorsi delimitano i confini della distribuzione di popolazione dei residui digitali per un'assegnata dimensione di cluster: la loro disuguaglianza genera una traslazione dei residui rispetto al riferimento definito dal *frame* dei pixel⁷. Nel caso di cluster con numero di hit pari l'origine del riferimento del frame coincide con il bordo fra i pixel; in quelli aventi dimensione dispari esso è in corrispondenza del punto mediano del pixel centrale. Poiché la posizione del sensore è determinata dal centro della distribuzione dei residui digitali, le relazioni 8.17 e 8.18 devono essere corrette della quantità, calcolata geometricamente:

$$\Delta x_0 = -\frac{\phi}{|\phi|} \frac{t_0 \sin |\phi|}{2} \left(e^{dd/\lambda} - e^{ds/\lambda} \right) \quad (8.19)$$

L'espressione è valida per qualunque molteplicità geometricamente ammessa. Il valore delle grandezze ds e dd è calcolato mediante l'equazione 8.3.

In definitiva lo shift δx_0 indotto dal trapping è dato dalla differenza $\delta x_0 = \delta x - \Delta x_0$. Si osserva che i due termini a secondo membro hanno sempre

⁷Definito dalla posizione dei centri e dei bordi del pixel.

segno concorde, quello opposto all'angolo di incidenza secondo le convenzioni adottate. Poiché δx supera sistematicamente il valore Δx_0 , anche δx_0 assume segno opposto all'angolo di incidenza.

8.3 Risultati

8.3.1 Popolazione dei cluster

I dati di distribuzione della dimensione dei cluster ricavati dal testbeam (tabella 5.1) consentono una prima valutazione sulla coerenza dell'andamento previsto dal modello geometrico. Allo stesso tempo essi permettono di determinare il miglior valore del parametro t_0 , laddove la profondità effettiva di svuotamento D e la lunghezza di attenuazione λ sono mutate dalle misurazioni condotte nel capitolo 7.

La figura 8.8 illustra la dimensione media dei cluster misurata per il sensore IZMc. Le curve sovrapposte rappresentano la stima del modello geometrico (equazioni 8.8 e 8.9). L'accordo fra dati e modello è in linea con i risultati ottenuti per i dispositivi non irraggiati, nonostante il parametro D provenga ora da una misurazione indipendente e malgrado la presenza della variabile λ , sorgente di incertezza sia per l'assunzione di una diminuzione esponenziale della carica sia per l'indeterminazione sul suo stesso valore. L'errore medio sulla stima delle molteplicità ad angolo non nullo è del 4.5% in popolazione, comparabile con il valore misurato per il caso non irraggiato (3.5%, paragrafo 6.3).

Ad angoli piccoli (attorno a 5°) il modello sovrastima la presenza di hit singoli. I dispositivi IZMc e AMS310b hanno in effetti evidenziato una maggior

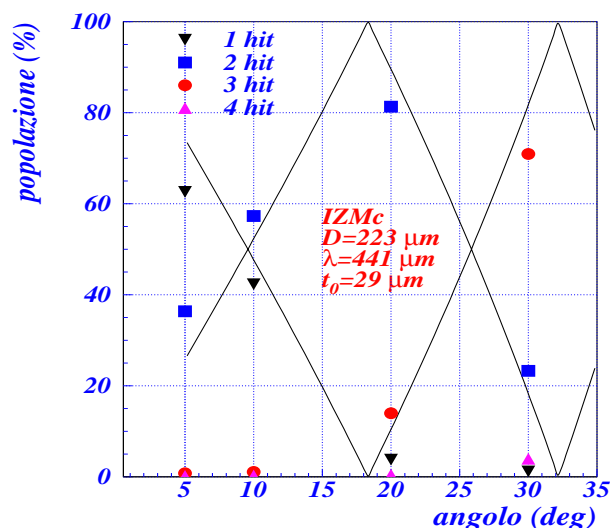


Figura 8.8: Confronto fra dimensione media del cluster e previsione del modello geometrico per il sensore IZMc. I valori rappresentati sono quelli usati nelle relazioni del modello; t_0 è la miglior stima valutata minimizzando lo scarto complessivo.

attitudine alla charge sharing ad incidenza normale rispetto agli altri dispositivi (paragrafi 5.2 e 5.5). Questa proprietà ha un carattere essenzialmente non geometrico e non è quindi contemplata nelle relazioni dedotte; tale circostanza può giustificare la deviazione riscontrata. Per i moduli 510910 e 510689 l'effetto di charge sharing è meno evidente e di conseguenza la deviazione rispetto al modello diviene importante ad angoli lievemente inferiori.

La presenza di due sole molteplicità per ogni assegnato angolo non sembra essere alterata dall'irraggiamento; gli unici casi in cui una terza dimensione di cluster ha probabilità non trascurabile rispetto ad una delle prime due si registrano banalmente in corrispondenza degli angoli caratteristici ϕ_{ka} , ai quali la molteplicità minoritaria è di per sé poco probabile. Gli andamenti misurati per gli altri sensori irraggiati risultano simili.

8.3.2 Risoluzione lineare

Le relazioni esposte nel paragrafo 8.2.2, in completa analogia con il caso non irraggiato, sono state inserite in una routine FORTRAN denominata *optimi.f*. Il compito del programma è quello di pervenire alla ricostruzione della posizione attraverso la relazione:

$$x(\eta) = x_{dig} + \left[\frac{x_{max} - x_{min}}{\eta_{max} - \eta_{min}} (\eta - 1/2) + \delta x_0 \right] \quad (8.20)$$

Il grafico della differenza fra la coordinata lineare così ottenuta e la coordinata digitale del cluster, in funzione della variabile η , è rappresentato nelle figure 8.9 e 8.10 (curva in linea continua). Esso viene sovrapposto e comparato con i valori del residuo digitale misurati nel testbeam. La correzione lineare a cui conduce il modello geometrico è calcolata utilizzando il medesimo fattore di correzione α introdotto e giustificato per i dispositivi non irraggiati. L'operazione è coerente in senso concettuale se si osserva che il fattore α nasce da un effetto di bordo non legato al grado di irraggiamento.

Nella prima delle due figure richiamate sono mostrati i residui lineari per i cluster a molteplicità non singola del sensore IZMc. Gli angoli coperti variano fra 5° e 30° . L'andamento misurato a tutti gli angoli e per tutte le dimensioni di cluster evidenzia l'effetto di shift derivante dal trapping. Il comportamento previsto dal modello sembra tenerne conto con sufficiente accuratezza, impressione che viene confermata dai valori di risoluzione lineare esposti nel seguito del testo. Le stime dei valori estremali di η e dell'intervallo dei residui, che insieme concorrono alla determinazione del coefficiente angolare della retta interpolante, appaiono nel complesso piuttosto coerenti con le osservazioni.

In figura 8.10 sono rappresentati i risultati ottenuti per il chip AMS310b. Il grado di accuratezza delle previsioni del modello che si evince da tale plot è comparabile con quello di IZMc. Nei run di testbeam analizzati l'angolo di incidenza ha un segno opposto a quello di IZMc⁸. Tale circostanza rende anche opposto il segno dello shift dei residui per i due sensori, riservando a AMS310b una traslazione verso valori negativi.

Il valore dello shift per la molteplicità non dominante con fascio a 30° merita un approfondimento perché di segno concorde per entrambi i dispositivi⁹. In ac-

⁸Secondo le convenzioni adottate nei capitoli precedenti esso è positivo per AMS310b e negativo per IZMc.

⁹Quando, al contrario, il segno dei rispettivi angoli è opposto.

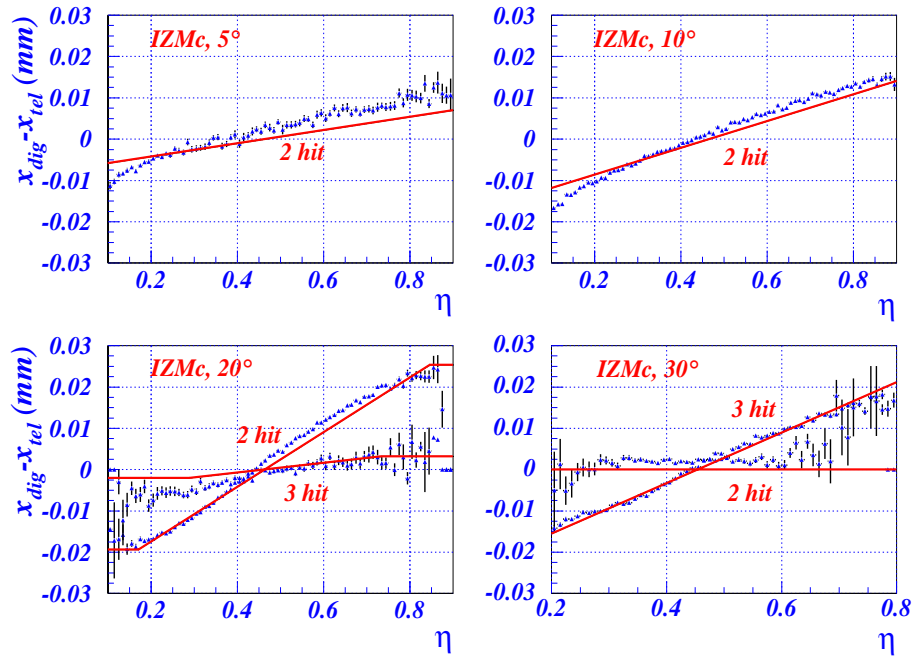


Figura 8.9: Residui digitali in funzione di η misurati per il chip IZMc. Le curve continue sovrapposte esprimono la previsione del modello.

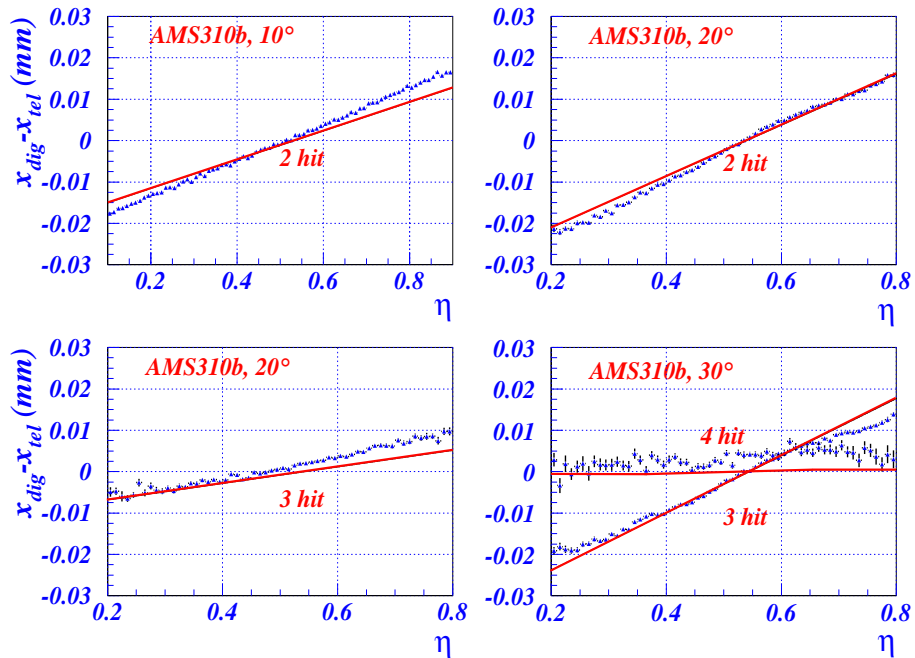


Figura 8.10: Stesso grafico della figura 8.9 per il chip AMS310b.

cordo al modello, a tale angolo, la molteplicità in questione ha valore 2 per IZMc e 4 per AMS310b. Geometricamente la posizione del cluster a due hit di IZMc è prevista non essere correlata con il valore di carica raccolta nei pixel estremali: entrambi sono infatti attraversati per la loro interezza dal fascio ed il grafico dei residui misurati non mostra dipendenza da η . Nei cluster non dominanti del sensore AMS310b i pixel estremali sono invece attraversati parzialmente. È possibile individuare una correlazione η -posizione, anche se di natura molto debole poiché i tratti estremali sono entrambi prossimi alla lunghezza di soglia; le fluttuazioni di carica sono dominanti e permettono di considerare anche AMS310b in una sostanziale situazione di non correlazione. Per entrambi i sensori, quindi, il meccanismo di traslazione spiegato in precedenza non può giustificare i residui osservati.

Per il chip IZMc lo spostamento dei residui è molto probabilmente dovuto all'origine spuria di una parte dei cluster geometricamente permessi. Il peso di questi eventi è tanto maggiore quanto minore è la popolazione dei cluster non dominanti. Nel caso di IZMc i cluster a dimensione 2 di origine non geometrica provengono prevalentemente dalla molteplicità superiore¹⁰. A causa del trapping la probabilità di perdere un hit estremo è maggiore in profondità rispetto che in superficie. Considerato il segno dell'angolo di incidenza il contributo netto ai residui che ne deriva è positivo.

Per il dispositivo AMS310b un ruolo decisivo sembra svolgerlo la bassa statistica dei cluster a molteplicità non dominante. Geometricamente, in termini percentuali, la popolazione di tali cluster è di un ordine di grandezza inferiore a quella riscontrata per i cluster a dimensione 2 del sensore IZMc. Questo rende il centro della distribuzione dei primi molto più sensibile alla posizione del centro dei cluster a 3 hit di AMS310b, dato che la routine di allineamento impone l'azzeramento del valor medio dei residui *complessivi*. Lo spostamento verso valori positivi di eventi a 4 pixel si giustifica osservando che quelli con 3 hit tendono ad assumere residui negativi.

Il miglioramento della risoluzione che si ottiene tramite l'utilizzo dell'algoritmo lineare di interpolazione è raffigurato con efficacia nei plot 8.11. Essi rappresentano il confronto fra la distribuzione dei residui digitali e lineari per il dispositivo IZMc.

Nelle tabelle 8.2, 8.3, 8.4 e 8.5 sono riassunti i valori delle risoluzioni ottenuti nell'ambito dell'analisi per dispositivi irraggiati. Come consueto le risoluzioni sono calcolate mediante somma in quadratura della larghezza della gaussiana di interpolazione dei residui e della coordinata del suo centro. L'incertezza del telescopio è sottratta.

Il metodo di ricostruzione analogica adottato per i sensori irraggiati fa uso di un ulteriore parametro da determinarsi con il miglior fit: il valore medio di η . La sua introduzione aiuta a mantenere il centro della distribuzione dei residui prossimo all'origine, con relativo miglioramento della risoluzione complessiva.

Nei sensori IZMc e AMS310b il peggioramento percentuale sulla risoluzione che si ottiene utilizzando l'algoritmo lineare in luogo di quello analogico si mantiene sempre entro il 5%. Le risoluzioni lineari sono costantemente migliori rispetto a quelle digitali; queste ultime arrivano a differire dalle prime fino ad un massimo del 30% (IZMc, 20°) ed al 39% (AMS310b, 10°), rispettivamente.

¹⁰Poiché i cluster con dimensione 3 sono più numerosi degli hit singoli di quasi due ordini di grandezza.

Sensore	ϕ	σ dig. (μm)	x_0 dig. (μm)	σ anal. (μm)	x_0 anal. (μm)	σ lin. (μm)	x_0 lin. (μm)	Δ (%)
IZMc	0°	10.59	-0.19	10.25	-0.17	10.37	-0.64	+1.2
IZMc	-5°	9.59	-0.01	8.86	-0.01	9.07	0.52	+2.4
IZMc	-10°	9.26	-0.40	6.27	-0.40	6.49	0.40	+3.5
IZMc	-20°	13.10	0.05	8.19	0.03	8.41	1.11	+2.3
IZMc	-30°	11.21	0.22	11.18	0.08	11.24	0.91	+0.5

Tabella 8.2: Risoluzioni digitali, analogiche e lineari ricavate per il sensore IZMc. L'incertezza del telescopio è sottratta. Le risoluzioni sono riferite alla larghezza della gaussiana interpolante, il cui centro è indicato con x_0 . Il parametro Δ è la differenza percentuale fra le risoluzioni analogica e lineare.

Sensore	ϕ	σ dig. (μm)	x_0 dig. (μm)	σ anal. (μm)	x_0 anal. (μm)	σ lin. (μm)	x_0 lin. (μm)	Δ (%)
AMS310b	0°	9.98	-0.11	9.58	-0.10	9.59	-0.01	+0.1
AMS310b	10°	10.27	0.13	5.98	-0.14	6.28	0.40	+5.0
AMS310b	20°	12.15	0.08	8.61	-0.19	8.66	0.59	+0.6
AMS310b	30°	13.71	-0.24	11.16	-0.13	11.13	-0.07	-0.3

Tabella 8.3: Risultati per il sensore AMS310b.

Sensore	ϕ	σ dig. (μm)	x_0 dig. (μm)	σ anal. (μm)	x_0 anal. (μm)	σ lin. (μm)	x_0 lin. (μm)	Δ (%)
510910	0°	11.07	-0.10	10.88	-0.02	10.91	-0.01	+0.3
510910	5°	10.20	-0.01	10.06	-0.01	10.19	-0.01	+1.3
510910	10°	9.14	-0.23	8.71	-0.02	8.74	0.00	+0.3
510910	15°	8.61	-0.01	6.81	-0.02	6.90	0.16	+1.3
510910	30°	13.19	0.12	12.45	0.26	13.19	4.23	+5.9

Tabella 8.4: Risultati per il modulo 510910.

Sensore	ϕ	σ dig. (μm)	x_0 dig. (μm)	σ anal. (μm)	x_0 anal. (μm)	σ lin. (μm)	x_0 lin. (μm)	Δ (%)
510689	0°	11.86	-0.03	11.72	-0.07	11.80	0.04	+0.7
510689	5°	11.41	-0.17	11.07	-0.30	11.34	-0.04	+2.4
510689	10°	10.28	-0.16	10.01	-0.12	10.10	0.02	+0.9
510689	15°	9.19	-0.13	7.91	-0.03	8.15	0.00	+3.0
510689	30°	15.36	0.23	14.77	0.33	14.71	0.35	-0.5

Tabella 8.5: Risultati per il modulo 510689.

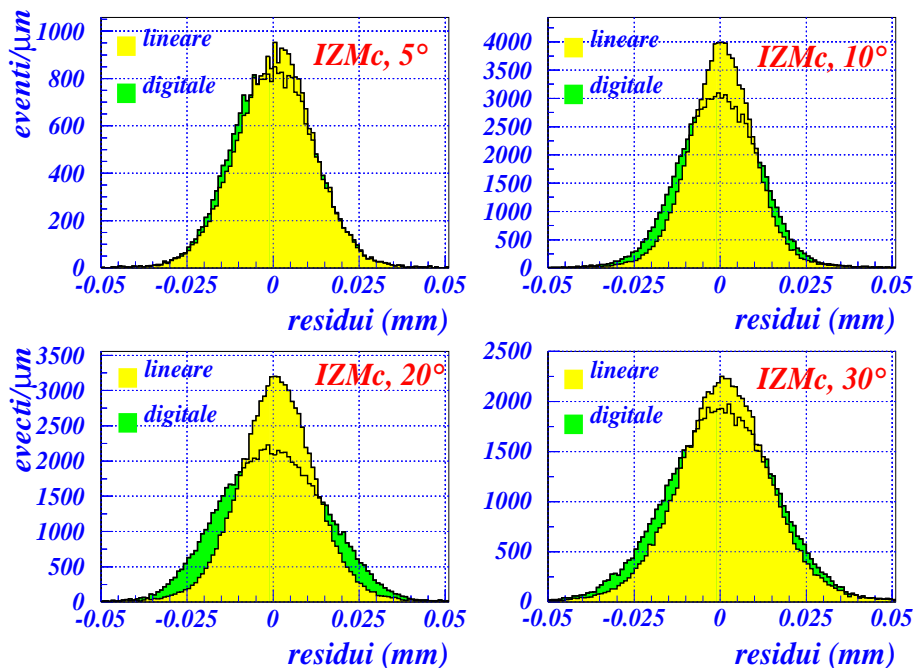


Figura 8.11: Distribuzioni dei residui digitali e lineari poste a confronto per il sensore IZMc. Alle condizioni di irraggiamento considerate (10^{15} $n_{eq}cm^{-2}$) il massimo guadagno si verifica a circa 20° .

Il centro della distribuzione dei residui analogici è in media più vicino all'origine di quello dei residui lineari.

I moduli del 2004 esaminati in questo lavoro confermano in modo sostanziale la vicinanza dei valori di risoluzione analogica e lineare. La differenza percentuale è dello stesso ordine di grandezza di quella registrata per IZMc e AMS310b. Il miglioramento della risoluzione digitale con l'approccio lineare (o analogico) è tuttavia meno evidente in virtù della diminuzione della depletion depth e del più marcato effetto di trapping che i due esemplari studiati hanno manifestato. Entrambi questi fenomeni limitano l'efficienza di raccolta di carica del singolo pixel ed aumentano gli angoli ai quali vengono generati cluster con due o più pixel. Per questi moduli, quindi, la regione in cui gli algoritmi basati sull'informazione in carica manifestano la massima efficienza si presenta ad angoli maggiori¹¹. L'efficacia stessa dell'informazione in carica è in parte pregiudicata dalla minor statistica disponibile all'elettrodo di raccolta.

La figura 8.12 riassume il guadagno in risoluzione dei dispositivi studiati al variare dell'angolo del fascio. Tutti i sensori manifestano il massimo beneficio fra 10° e 20° , ovvero nell'intervallo d'incidenze coperto nel corso del funzionamento di ATLAS (paragrafo 5.9). Dai grafici appare evidente la differenza di prestazione fra i chip esaminati nel 2002 e gli esemplari del 2004 che, come evidenziato,

¹¹In questa dinamica ha un peso non trascurabile il valore più elevato della soglia del discriminatore.

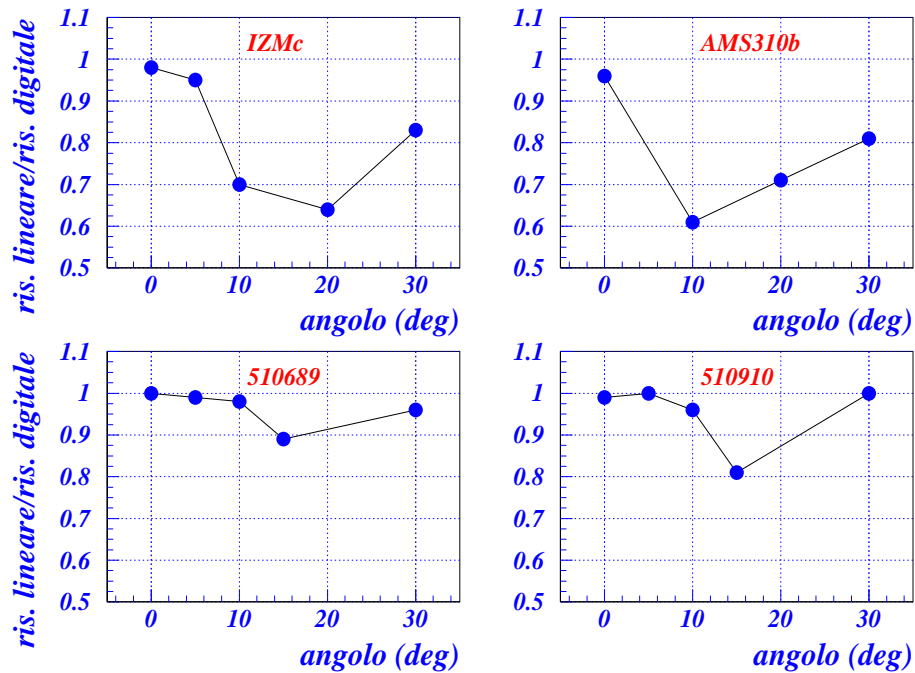


Figura 8.12: Risoluzione lineare normalizzata alla risoluzione digitale al variare dell'angolo del fascio.

sono affetti in apparenza da problematiche di resistenza alla radiazione.

La figura 8.13 riporta l'andamento della risoluzione ottenuta con le tre strategie discusse al variare della tensione di polarizzazione. L'angolo di incidenza del fascio ha il valore assegnato di 30° ; il sensore esaminato è AMS310b. La mutazione di D e λ al variare di V_{bias} implica un corrispondente cambiamento della risoluzione. Si osserva, sia per l'algoritmo digitale che per quelli lineare e analogico, un minimo di risoluzione in corrispondenza di $V_{\text{bias}} = -200$ V. All'aumentare del campo polarizzante, a partire da -400 V, si registra un progressivo miglioramento della precisione di ricostruzione spaziale. Il minimo di risoluzione digitale è conseguenza dell'equiprobabilità fra le due molteplicità dominanti; ad una tensione pari a -200 V tale condizione si verifica proprio a 30° .

Anche l'andamento lineare e quello analogico danno evidenza di un analogo estremo a -200 V. Questo si verifica verosimilmente a causa del minor peso delle molteplicità spurie in presenza di cluster a dimensione media più piccola¹², effetto che compenserebbe il beneficio legato all'estensione dell'interpolazione in carica ad una maggiore frazione di eventi. Va comunque sottolineato che, a dispetto del valore di risoluzione digitale, lineare ed analogica a -200 V, il limitato spessore della zona depleta in tale condizione attribuisce al sensore un'inefficienza di rivelazione piuttosto elevata. Questa circostanza, unita al

¹²I cluster formati da due o tre pixel, rispetto a quelli composti da uno o due hit, hanno probabilità superiore di essere risultato di eventi spuri. La circostanza è particolarmente evidente in presenza di sensori irraggiati.

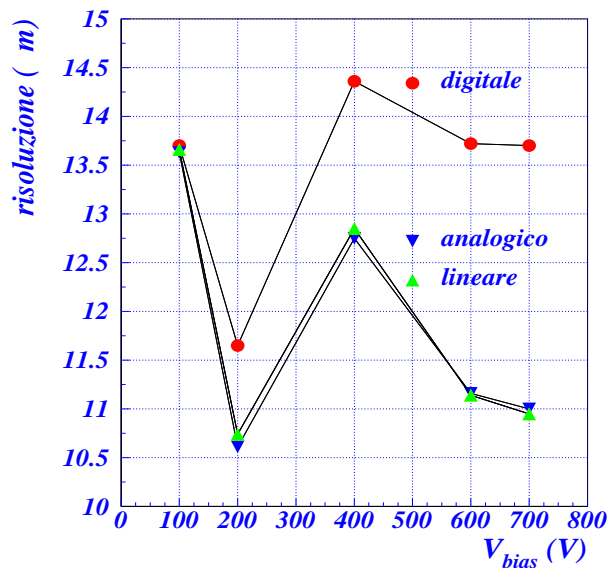


Figura 8.13: Risoluzione digitale, analogica e lineare al variare della tensione di polarizzazione per il sensore AMS310b. Il fascio incide con un angolo di 30° .

miglioramento delle risoluzioni al crescere del campo polarizzante, permette in definitiva di individuare nel completo (o quasi) svuotamento la condizione di funzionamento ottimale del rivelatore a pixel.

8.4 Conclusioni

L'analisi condotta nel precedente capitolo, incentrata sullo studio delle caratteristiche di raccolta di carica dei sensori irraggiati, ha permesso di riformulare in maniera quantitativa i postulati di un modello geometrico finalizzato a trattare questa categoria di dispositivi. I fenomeni tipici dell'irraggiamento, quali l'asimmetria della distribuzione del parametro η e lo shift da trapping, sono stati spiegati alla luce della ridotta efficienza di raccolta di carica.

Dal modello geometrico sono state ricavate le relazioni atte a descrivere lo spettro di popolazione dei cluster ed i termini di correzione da apportare alla ricostruzione digitale della posizione. È stata evidenziata la natura invariante delle espressioni rispetto al caso non irraggiato, alla cui forma esse tendono per grandi valori del parametro λ . Una routine in linguaggio FORTRAN ha formalizzato le previsioni delle relazioni dedotte. Queste si basano sulla conoscenza di quattro parametri: angolo ϕ , lunghezza di soglia t_0 , profondità di svuotamento D e lunghezza di attenuazione λ . Le ultime due grandezze sono state determinate attraverso misurazioni dedicate di efficienza di raccolta di carica (capitolo 7). Appare ragionevole ipotizzare che le stesse misurazioni possano essere realizzate in *real time* nel corso del funzionamento di ATLAS, ovvero che i relativi risultati possano essere ricavati in maniera approssimata da curve caratteristiche (D, λ) -fluenza di tipo empirico o simulato. La lunghezza di soglia t_0 è stata invece calibrata attraverso miglior fit con i dati di popolazione dei cluster.

Le risoluzioni ottenute con algoritmo di ricostruzione lineare si sono dimostrate in ottimo accordo con quelle ricavabili mediante approccio analogico, limite assoluto in termini di precisione spaziale. La discrepanza relativa fra le due risoluzioni è risultata, a qualunque angolo e per ognuno dei quattro sensori irraggiati studiati, inferiore al 6%. Il massimo miglioramento percentuale rispetto al valore digitale, che si verifica proprio in corrispondenza degli angoli di incidenza attesi in ATLAS, è del 35%-40% per i chip del 2002. La forbice relativa ai moduli del 2004, contraddistinti da una peggior efficienza di raccolta di carica, è più contenuta e si colloca attorno al 10% e 20%, rispettivamente. I risultati ottenuti assumono una valenza ancor più significativa se si considera che valore del fattore α , la correzione al coefficiente angolare della retta interpolante, è stato mutuato da misurazioni praticate su sensori differenti e non irraggiati; la circostanza rafforza peraltro l'ipotesi del carattere universale di tale correzione.

Anche per i dispositivi irraggiati il metodo di ricostruzione basato sul modello geometrico ha dato prova di precisione paragonabile al più complesso algoritmo analogico, confermando la solidità dell'impianto dei postulati proposti. Il primato di prestazioni rispetto all'approccio digitale è condizionato dall'efficienza di raccolta di carica del sensore, risultando meno evidente in presenza di dispositivi caratterizzati da una risposta più povera al rilascio energetico dalla particella carica incidente.

Conclusioni

Il lavoro di Tesi svolto è basato sullo studio del comportamento del rivelatore di vertice a pixel dell'esperimento ATLAS. L'importanza di questo rivelatore risiede nella sua capacità di fornire una precisa ricostruzione della traiettoria a piccole coordinate radiali, dalla quale deriva un'ottima risoluzione dei vertici secondari e del parametro d'impatto. Il rivelatore a pixel è inoltre capace di garantire un'eccellente identificazione dei b -getti. Queste caratteristiche sono fondamentali per lo studio dei sapori pesanti e dei mesoni B , da cui è possibile ricavare preziose informazioni sul meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole, sull'esistenza del bosone di Higgs, sulla validità del Modello Standard, sulla supersimmetria e molto altro ancora.

Il comportamento dei prototipi di sensore a pixel di ATLAS è stato valutato attraverso i dati del testbeam condotto al CERN. Sono stati analizzati substrati provenienti dai due fornitori selezionati, differenti tecniche di bump-bonding, diversi progetti di elettronica di lettura e, per simulare le condizioni operative del rivelatore in ATLAS, sono stati considerati i due limiti di irraggiamento previsti nel corso della vita dei sensori (fluenze che variano da zero a 10^{15} $\text{n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$, corrispondente a 5 anni di funzionamento del B-layer).

È stato condotto uno studio sistematico, al variare dell'angolo d'incidenza, della dimensione media dei cluster lungo il lato corto del pixel (direzione $R\phi$, la più importante per le misurazioni effettuate in ATLAS). Da essa dipende la risoluzione spaziale $R\phi$ del dispositivo: si è osservato che, a parità di condizioni operative, sensori propensi a generare cluster più grandi sono anche caratterizzati da una più alta precisione spaziale. La risoluzione ottenuta con l'algoritmo digitale si è dimostrata in linea con l'obiettivo di progetto, il quale richiede $\sigma \leq 12 \mu\text{m}$. Per tutti i dispositivi analizzati, sia quelli irraggiati ad una fluenza di 10^{15} $\text{n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ che quelli non irraggiati, si sono misurati minimi di risoluzione compresi fra $9 \mu\text{m}$ e $10 \mu\text{m}$. Alle condizioni di lavoro di ATLAS, per via dell'angolo di Lorentz e dell'angolo di tilt, le traiettorie sono caratterizzate da angoli effettivi nell'intervallo $7^\circ \pm 10^\circ$ ($V_{\text{bias}} = -150$ V, funzionamento iniziale) e $15^\circ \pm 10^\circ$ ($V_{\text{bias}} = -600$ V, a sensore irraggiato). Le risoluzioni misurate variano, a tali angoli, fra $10 \mu\text{m}$ e $14 \mu\text{m}$.

Tutte le risoluzioni citate sono state calcolate detraendo l'incertezza associata al telescopio, quantificata attraverso un originale metodo di calcolo sviluppato in questo lavoro. Il telescopio influisce sulla posizione ricostruita della traiettoria attraverso un termine che si somma in quadratura alla risoluzione del sensore. La risoluzione del telescopio è stata valutata fra $5 \mu\text{m}/\cos(\phi)$ e $7 \mu\text{m}/\cos(\phi)$ per i run del 2002-2003. Nel 2004 si è registrato un miglioramento, con valori compresi fra $4 \mu\text{m}/\cos(\phi)$ e $5 \mu\text{m}/\cos(\phi)$. L'incertezza del telescopio non è trascurabile ai fini del risultato finale.

L'utilizzo dell'algoritmo analogico ha prodotto un evidente miglioramento nella risoluzione dei sensori misurata nel testbeam: i minimi valori riscontrati sono fra $4 \mu\text{m}$ e $8 \mu\text{m}$, con risoluzioni in corrispondenza degli angoli di ATLAS variabili fra $5 \mu\text{m}$ e $10 \mu\text{m}$. Tale incremento delle prestazioni, tuttavia, è ottenuto a spese di maneggevolezza e versatilità di calcolo. L'algoritmo analogico è basato sulla definizione di una matrice di $(n+1 \times l \times m)$ coefficienti (posto n il numero di valori scelti per interpolare la distribuzione di carica nel cluster, l il numero di molteplicità di cluster considerate, m il numero di angoli di incidenza che si vogliono coprire); tale circostanza pone una seria limitazione all'uso concreto di questa strategia.

I benefici di precisione, ma anche la complessità d'uso dell'algoritmo analogico, hanno motivato la ricerca di una strategia alternativa e semplificata di ricostruzione spaziale. Lo studio è stato dapprima condotto sui dispositivi non irraggiati. Sfruttando la linearità fra la carica raccolta dal pixel e la lunghezza della traiettoria che lo attraversa si è costruito un modello geometrico di risposta del sensore. Il modello ha permesso di ottenere previsioni sulla molteplicità dei cluster e sulla correzione alla ricostruzione digitale della posizione. Queste previsioni sono basate sulla conoscenza dell'angolo d'incidenza e di due soli parametri del sensore: il suo spessore ed il corrispondente in cammino della soglia del discriminatore. La correzione alla posizione può essere bene approssimata da una relazione lineare nella variabile $\eta - 1/2$, ove η è legata al rapporto fra la carica raccolta dai pixel estremali del cluster. Il modello e le relazioni da esso dedotte hanno dato prova di riprodurre piuttosto bene i dati sperimentali: l'errore medio compiuto sulla previsione di popolazione di un cluster si è mantenuto inferiore al 3.5% (in popolazione); il peggioramento della risoluzione rispetto al limite analogico è stato, in media, al di sotto del 2%. L'algoritmo lineare presenta il vantaggio di permettere il calcolo della correzione alla posizione a qualunque angolo; esso semplifica notevolmente la trattazione numerica dell'interpolazione senza peggiorare apprezzabilmente la prestazione dell'approccio analogico.

Per applicare la procedura descritta ai sensori irraggiati è stato necessario considerare l'effetto dell'irraggiamento sulla raccolta di carica. L'elevato livello di radiazioni subite dal rivelatore a pixel provocherà mutazioni strutturali al suo substrato di silicio. Queste determinano una riduzione dell'efficienza di raccolta di carica tramite due meccanismi: il restringimento della zona sensibile del sensore e l'intrappolamento dei portatori di carica. È stata condotta un'analisi dettagliata dell'impatto quantitativo di tali fenomeni tramite la misurazione della depletion depth D e della lunghezza di intrappolamento λ . I procedimenti utilizzati sono stati sviluppati appositamente in questa Tesi. La conoscenza di questi due parametri è necessaria per l'impostazione di un modello geometrico di risposta dei sensori irraggiati. Le misurazioni condotte hanno dimostrato che la diminuzione di D è di gran lunga l'effetto dominante, sebbene l'intrappolamento non sia trascurabile. I dispositivi non irraggiati hanno manifestato un valore di D pressoché identico al proprio spessore ($250 \mu\text{m}$). I sensori irraggiati studiati nel 2002 hanno dato prova di essere quasi completamente svuotati alla fluensa di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$ ed alla tensione di -600 V ($D = 227 \pm 5 \mu\text{m}$ e $D = 223 \pm 6 \mu\text{m}$, rispettivamente). Gli esemplari del 2004 sono caratterizzati da una risposta peggiore, presumibilmente a causa di problemi legati all'elettronica di front-end o al bonding ($D = 187 \pm 9 \mu\text{m}$ e $D = 150 \pm 3 \mu\text{m}$). Le misurazioni degli effetti dell'intrappolamento hanno dato luogo, nei sensori del 2002, a $\lambda = 543 \pm 11 \mu\text{m}$

e $\lambda = 441 \pm 18 \mu\text{m}$. Nel 2004 il dato è peggiorato a $\lambda = 390 \pm 10 \mu\text{m}$ e $\lambda = 291 \pm 8 \mu\text{m}$. Considerato lo spessore dei dispositivi, l'attenuazione dovuta ad intrappolamento delle cariche non è trascurabile.

Sulla base delle misurazioni della coppia (D, λ) è stato possibile sviluppare una variante del modello geometrico adeguata a descrivere i dispositivi irraggiati. Nel modello si postula un'estensione della zona svuotata inferiore allo spessore del sensore, espressa dalla misura di D . L'intrappolamento dei portatori è simulato attraverso un'attenuazione esponenziale al variare della lunghezza di cammino dei portatori, caratterizzata da una costante λ . Le relazioni dedotte a partire da questi nuovi presupposti tendono a quelle trovate per il caso non irraggiato per $\lambda \rightarrow +\infty$. Il peggioramento della risoluzione ottenuta con l'algoritmo lineare, rispetto a quella proveniente dalla strategia analogica, si è confermato in media inferiore al 2%.

Il lavoro svolto ha dimostrato la possibilità concreta di proporre un metodo d'interpolazione alternativo a quello classico, rispetto ad esso più semplice e versatile, allo scopo di migliorare la precisione di ricostruzione spaziale dell'algoritmo digitale.

Bibliografia

- [1] *LHC white book*, CERN/AC/93-03; *LHC conceptual design report*, CERN/AC/95-05.
- [2] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance Technical Design Report*, CERN/LHCC 99-14.
- [3] W.M. Yao et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, J. Phys. **G33** (2006) 1.
- [4] Tevatron electroweak working group (CDF eand D0 Collaborations), hep-ex/060832.
- [5] T. Hambye and K. Riesselmann, Phys. Rev. **D55** (1997) 7255.
- [6] C. Quigg, B.W. Lee and H. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519.
- [7] M. Veltman, Acta Phys. Polon. **B70** (1977) 475.
- [8] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP working group for Higgs boson searches, Phys. Lett. **B565** 61 (2003).
- [9] The LEP collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Higgs working group, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, hep-ex/0107029 and LHWG-Note-2001-03 (2001).
- [10] LEP electroweak working group, hep-ex/0612034.
- [11] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974) 39.
- [12] K. Lane, *Technicolor 2000*, hep-ph/0007304 (2000).
- [13] J.Hewett and M. Spiropolou, *Particle physics probes of extra spacetime dimensions*, hep-ph/0205196.
- [14] P.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. Lon., **A133** (1931) 60.
- [15] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-16 (Vol. I) and CERN/LHCC 97-17 (Vol. II).
- [16] S. Haywood, *Offline alignment & calibration of the Inner Detector*, ATL-INDET-2000-005.
- [17] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, 2nd Edition, Wiley-interscience, New York (1981).
- [18] V. Radeka, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 217.
- [19] C. Jacoboni et al., Solid State Electronics **20** (1977) 77.

- [20] R. Wunstorf, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **44** (1997) 806.
- [21] H. Feick, *Radiation tolerance of silicon particle detectors for high-energy physics experiments*, Ph.D. Thesis Hamburg University, Internal Report DESY F35D-97-08 (1997).
- [22] G. Lindström, M. Moll and E. Fretwurst, Nucl. Instr. and Meth. **A426** (1999) 1.
- [23] R. Wunstorf, *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten*, Ph.D. Thesis, Universität Hamburg, DESY-FH1K-92-01 (1992).
- [24] S. Bates et al., Nucl. Instr. and Meth. **A379** (1996) 116.
- [25] H. Feick et al., Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 217.
- [26] G. Lindström et al. (ROSE collaboration), *Radiation hard silicon detectors - developments by the RD48 (ROSE) collaboration*, Nucl. Instr. and Meth. **A466** (2001) 308.
- [27] E. Fretwurst et al., Nucl. Instr. and Meth. **A342** (1994) 119.
- [28] H. Feick, *Temperaturabhängigkeit der Langzeitausheilung neutronengeschädigter Silizium-Detektoren*, Diploma Thesis, Universität Hamburg (1993).
- [29] T. Schulz et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. **41** (1994) 791.
- [30] The ROSE collaboration, *RD48 3rd status report*, CERN/LHCC 2000-009 (2000).
- [31] M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors Microscopic Defects and Macroscopic Properties*, Ph.D. Thesis, Hamburg University (1999) DESY-THESIS-1999-040, ISSN-1435-8085.
- [32] K. Reeves et al. (ATLAS Pixel Group), *System tests of the ATLAS pixel detector*, arXiv:physics/0601031.
- [33] The ATLAS Pixel Collaboration, *Pixel Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-13.
- [34] J. Weber *Production Accompanying Measurements on the ATLAS Pixel Sensor*, Diploma Thesis, Institut für Physik Universität Dortmund (2004).
- [35] A. Bishoff et al., Nucl. Instr. and Meth. **A326** (1993) 27.
- [36] G. Batignani et al., Nucl. Instr. and Meth. **A277** (1989) 147.
- [37] R.H. Richter et al., Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 412.
- [38] M. S. Alam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A456** (2001) 217.
- [39] I. Gorelov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A489** (2002) 202.
- [40] T. Rohe, *Planung, Bau und Test des Sensor-Bausteins für einen hybriden Silizium-Pixel-Detektor zum Einsatz unter den extremen Strahlenbelastungen am LHC*, Ph.D. Thesis Ludwig, Maximilians Universität Munich (1999).

- [41] I. Reisinger *Spatial and vertex resolution studies on the ATLAS Pixel Detector based on Combined Testbeam 2004 data*, Diploma Thesis, Institut für Physik Universität Dortmund (2006).
- [42] I. Peric et al., Nucl. Instr. and Meth. **A565** (2006) 178.
- [43] A. Andreazza (ATLAS Pixel Collaboration) Nucl. Instr. and Meth. **A513** (2003) 103.
- [44] T. Lari, *Study of silicon pixel sensors for the ATLAS detector*, Tesi di Dottorato, Dipartimento di Fisica dell'Università degli Studi di Milano (2001).
- [45] T. Lari, *Lorentz angle variation with electric field for ATLAS silicon detectors*, ATL-INDET-2001-004.
- [46] M. Aleppo, Nucl. Instr. and Meth. **A465** (2000) 108.
- [47] I. Gorelov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A481** (2002) 204.
- [48] A. Andreazza et al., *H8 ATLAS pixel test beam analysis program - User Manual*, ATL-INDET-2001-009.
- [49] E. Belau et al., Nucl. Instr. and Meth. **A214** (1983) 253.
- [50] <http://troncon.home.cern.ch/troncon/testbeamhome.html>, pagine curate da C. Troncon.
- [51] G. Alimonti et al., *Test beam measurement of the detection efficiency of ATLAS Pixel production modules*, ATL-INDET-INT-2005-007, ATL-COM-INDET-2005-013, CERN-ATL-COM-INDET-2005-013.
- [52] W. Shockley, *Electrons and holes in semiconductors*, Van Nostrand, Princeton, N.J. (1950).
- [53] Landolt-Börnstein, *Semiconductors: Physics of group IV elements and III-V compounds*, Vol. III/17a of *Numerical data and functional relationships in science and technology*, Springer Verlag, Berlin (1982).
- [54] P. Blood and J. Worton, Rep. Prog. Phys. **41** (1978) 157.
- [55] G. Alimonti et al., *A study of charge trapping in irradiated silicon with test beam data*, ATL-INDET-2003-014.
- [56] D. Barberis, Nucl. Instr. and Meth. **A446** (2000) 331.
- [57] F. Ragusa, Nucl. Instr. and Meth. **A447** (2000) 184.
- [58] C. Troncon, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **47** (2000) 125.
- [59] R. Turchetta, Nucl. Instr. and Meth. **A335** (1993) 44.
- [60] T. Lari (ATLAS Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. **A465** (2000) 112.
- [61] H. Bichsel et al., Phys. Lett. **B592** (2001) 242.
- [62] Particle Data Group, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.
- [63] Particle Data Group (2002), *Particle Physics Booklet*, <http://pdg.lbl.gov/>.
- [64] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 2nd Edition, John Wiley & Sons, New York (1989).
- [65] L. Landau, J. Phys. (USSR) **8** (1944) 201.

- [66] P. V. Vavilov, Sov. Phys. JETP, vol. 5, **3** (1957) 749.
- [67] S. Hancock et al., Phys. Rev. **A28** (1983) 615.
- [68] *GEANT Detector Description and Simulation Tool*,
<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/> (1994).
- [69] H. Bichsel, *Comparison of Bethe-Bloch and Bichsel Functions*, STAR Note 439 (2002).
- [70] P. Shulek et al. Yad. Fiz. **4** (1966) 564.
- [71] G. Casse et al., *Charge trapping in oxygenated and control irradiated silicon detectors*, dagli atti del 4th Meeting on oxygenated Silicon at CERN (2000).
- [72] O. Krasel, *Charge collection in irradiated silicon-detectors*, Ph.D. Thesis, Dortmund University (2004).
- [73] G. Kramberger et al., Nucl. Instr. and Meth. **A476** (2002) 645.
- [74] G. Kramberger et al., Nucl. Instr. and Meth. **A481** (2002) 297.
- [75] D. E. Groom et al., Eur. Phys. Journal **C15** (2000) 1.

Ringraziamenti

Desidero esprimere un sentito ringraziamento a tutti i componenti del gruppo ATLAS-pixel di Milano. La mia gratitudine va al Prof. Francesco Ragusa ed alla Dott.ssa Clara Troncon per i suggerimenti, la preziosa supervisione, gli stimoli ricevuti nel corso di questo lavoro. Li ringrazio anche per la disponibilità dimostrata, che mi ha permesso di conciliare i miei impegni di lavoro con il raggiungimento di questo prestigioso traguardo. Sono inoltre grato al Dott. Attilio Andreazza per il suo aiuto nelle situazioni di emergenza.

Un ringraziamento particolare va al Dott. Tommaso Lari, che mi ha costantemente seguito nella parte di analisi fornendo spunti senza i quali il mio lavoro sarebbe stato meno interessante e valorizzando nel contempo i risultati raggiunti. Il nostro scambio di opinioni ha costituito per me un intenso momento di apprendimento.

Infine ringrazio Elena, il cui supporto e la cui fiducia non sono mai mancati, in questa fase come nella vita. Un grazie a mia mamma, senza la quale nulla di ciò sarebbe stato possibile.