

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

**TEST SU FASCIO DI PROTOTIPI DEL
RIVELATORE A PIXEL PER
L'ESPERIMENTO ATLAS**

Relatore: Prof. Francesco RAGUSA

Correlatore: Dott. Attilio ANDREAZZA

Tesi di Laurea di:

Andrea MATERA

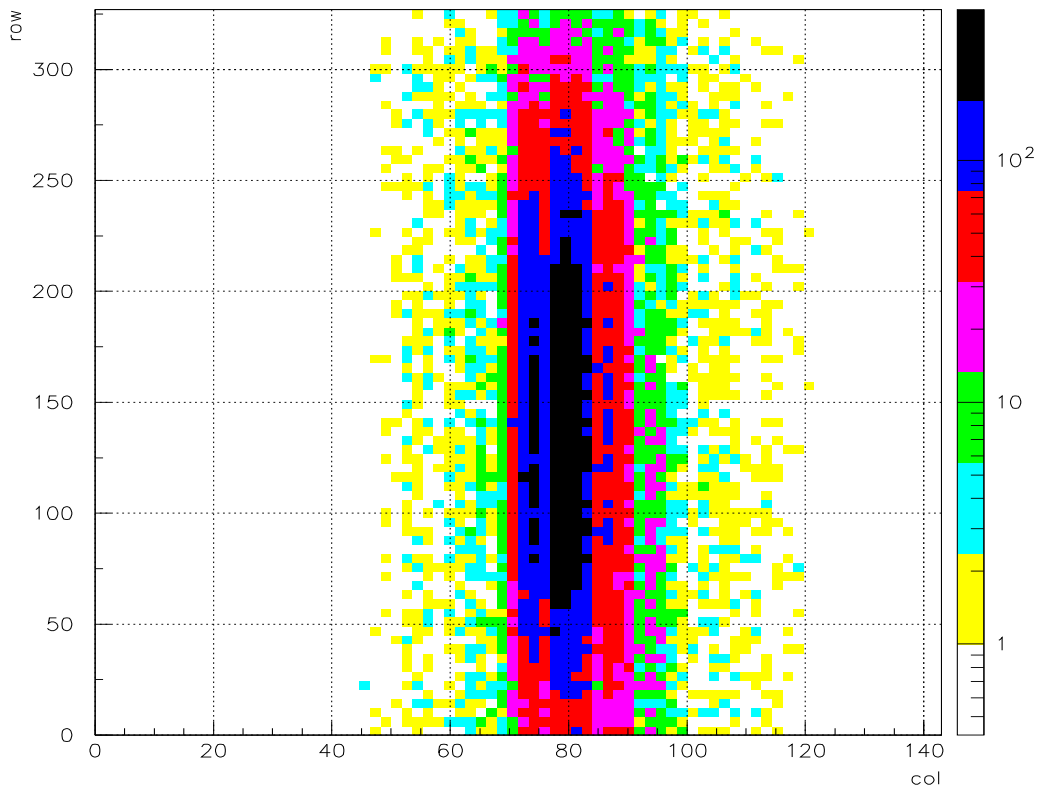
Matr. n. 538022

Codice PACS: 29.40.

CERN-THESIS-2008-025
31/03/2007



Anno Accademico 2004-2005



Distribuzione dei pixel interessati dal passaggio delle tracce attraverso il modulo dopo una sequenza di circa 100000 eventi (scala logaritmica). Risulta chiaramente riconoscibile la zona del sensore illuminata dal fascio incidente.

Indice

1	L'esperimento ATLAS	6
1.1	Motivazioni e obiettivi	6
1.2	Il programma di fisica di ATLAS	8
1.2.1	La fisica del Modello Standard	8
1.2.2	Il bosone di Higgs	10
1.2.3	Ricerche di supersimmetria	12
2	Il rivelatore ATLAS	14
2.1	Struttura generale del rivelatore ATLAS	14
2.2	Il rivelatore interno	17
2.3	I calorimetri	20
2.4	Lo spettrometro a muoni	22
2.5	L'acquisizione e il trattamento dei dati	23
3	Il rivelatore a Pixel	25
3.1	Aspetti generali dei rivelatori al silicio	25
3.2	Danneggiamento da radiazioni	26
3.3	Struttura del rivelatore a Pixel	32
3.4	I moduli	34
3.5	Il sensore a pixel	35
4	Test su fascio	40
4.1	Impostazione del test su fascio	40
4.2	La procedura di analisi	47

4.3	Ricerca e mascheramento dei pixel rumorosi	52
5	Analisi dei cluster	59
5.1	Selezione dei cluster	59
5.2	Dimensione e forma dei cluster	61
5.3	Cluster con molti hit	64
6	Efficienza	69
6.1	Efficienza in funzione della fase	69
6.2	Fit dell'efficienza	71
6.3	Perdite in efficienza	75
7	Risoluzione spaziale	78
7.1	Considerazioni generali	78
7.2	L'algoritmo digitale	79
7.3	La distribuzione η e l'algoritmo analogico	80
7.4	La regione di condivisione di carica	83
8	La situazione sperimentale all'LHC	88
8.1	Limitazione ad un solo bunch crossing	89
8.2	Dipendenza della risoluzione dalla fase	91
8.3	Recupero degli hit con bassa raccolta di carica	96
	Conclusioni	101
	Bibliografia	103

Introduzione

La necessità di indagare sul meccanismo di rottura spontanea di simmetria descritto dalla teoria elettrodebole del Modello Standard (MS) e la possibilità di esplorare una nuova fisica ha condotto alla decisione di costruire il collisionatore di adroni LHC che rappresenta un'evoluzione in energia, luminosità e



Figura 1: Visione aerea del CERN e della regione circostante. I tre anelli mostrano la posizione sotterranea dell'acceleratore. L'anello più piccolo è il Proto-Sincrotone (PS), quello intermedio è il Super-Proto-Sincrotone (SPS) con una circonferenza di 7 km e l'anello più grande (27 km) è il tunnel che alloggiava il LEP (Large Electron Positron collider) e che conterrà l'LHC (Large Hadron Collider). Sullo sfondo della foto è visibile parte del lago di Ginevra.

quantità di dati rispetto agli attuali collisionatori.

In LHC, dove il primo fascio di protoni è atteso nel 2007, opereranno gli apparati di rivelazione ATLAS e CMS. In entrambi i sistemi saranno utilizzati sensori a pixel al silicio come rivelatori di vertice in grado di fornire un'alta risoluzione nella misura della posizione delle particelle in prossimità del punto di interazione e resistere ad un alto livello di radiazione.

Negli ultimi anni il gruppo ATLAS-Pixel, al quale collabora l'università di Milano, ha condotto un'intensa attività studiando e ottimizzando le proprietà dei rivelatori a pixel e in questo contesto un ruolo fondamentale è da attribuire all'analisi di prototipi operanti in un fascio di pioni al CERN (figura 1). Questa tesi tratta l'analisi dei dati derivanti da tali test con studi ed osservazioni i cui risultati saranno utili all'operazione del rivelatore.

I primi tre capitoli presentano una descrizione dell'esperimento ATLAS, del suo sistema di rivelatori e, più in dettaglio, del rivelatore a pixel.

La procedura sperimentale con cui si esegue il test su fascio dei sensori e il trattamento preliminare dei dati che si ottengono da esso sono esposti nel capitolo 4.

Nei capitoli 5, 6 e 7 si introduce il concetto di cluster e si descrivono le misure di importanti caratteristiche come l'efficienza e la risoluzione spaziale.

Nell'ultimo capitolo si mostra come, nella situazione prevista all'LHC, la risoluzione spaziale assume una dipendenza dal tempo di arrivo della particella incidente che merita alcune considerazioni e necessità la ricerca di un compromesso con l'efficienza. Infine si traggono le conclusioni del lavoro svolto fornendo alcune linee di sviluppo per il futuro.

Capitolo 1

L'esperimento ATLAS

Presso i laboratori del CERN è ormai prossima all'avvio una delle più grandi e complesse imprese scientifiche, concepita per espandere le attuali conoscenze delle proprietà fondamentali della materia indagando su scale energetiche finora inaccessibili.

Attorno al collisionatore di adroni LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) opereranno i quattro esperimenti ATLAS, CMS, ALICE e LHC-b (figura 1.1), che acquisiranno informazioni il cui studio impegnerà per diversi decenni migliaia di fisici nell'intento di inquadrare i risultati sperimentali in una teoria moderna delle particelle e delle loro interazioni.

In questo capitolo sono presentate le più importanti problematiche fisiche sulle quali l'esperimento ATLAS intende indagare.

1.1 Motivazioni e obiettivi

ATLAS (**A** Toroidal **L**H**C** **A**pparatu**S**) è un sistema di rivelatori finalizzati ad esplorare al massimo le potenzialità del nuovo acceleratore. L'LHC [1] è un collisionatore protone-protone con 14 TeV di energia nel centro di massa e luminosità pari a $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, anche se inizialmente è previsto un primo periodo di operatività a bassa luminosità ($10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). I fasci, costituiti da

protoni raggruppati in pacchetti, si scontreranno ogni 25 ns e, alla luminosità di regime, sono attese 23 interazioni per pacchetto.

L'origine della massa alla scala elettrodebole è senza dubbio la ricerca di maggior interesse per ATLAS, tant'è che il rivelatore è stato ottimizzato affinché abbia, attorno alla massa prevista per la particella Higgs, la sensibilità maggiore possibile. A tal proposito le misure di elettroni, fotoni e muoni sono ad alta risoluzione, come lo è la determinazione dell'energia trasversa mancante e dell'energia dei getti nel calorimetro elettromagnetico. Particolare attenzione è dedicata anche all'identificazione di quark b e leptoni τ .

Altri importanti obiettivi riguardano la ricerca di particelle supersimmetriche, la conferma della natura fondamentale dei fermioni, lo studio dettagliato della fisica del top e della violazione di CP nel decadimento dei mesoni B .

La maggior parte delle problematiche fisiche ad LHC ora elencate richiede

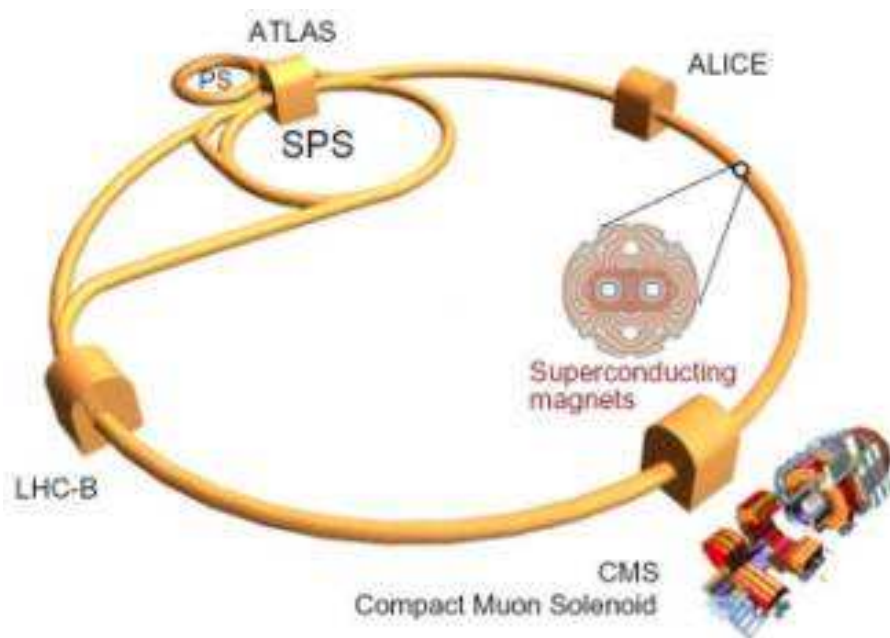


Figura 1.1: Visione schematica dell'LHC e dei quattro esperimenti disposti attorno all'acceleratore.

alta luminosità e quindi l'obiettivo primario è la capacità del rivelatore di registrare correttamente la grande quantità di dati che si produrrà. Tutti i componenti del rivelatore devono inoltre essere in grado di offrire una grande resistenza alla radiazione.

1.2 Il programma di fisica di ATLAS

Una prima fase di calibrazione delle apparecchiature verrà effettuata utilizzando i dati raccolti su misure note del Modello Standard, dopodiché si passerà alla ricerca di nuovi fenomeni fisici concentrandosi su scale di energia superiori [2].

Obiettivo primario è conferire ad ATLAS la sensibilità necessaria per trovare il bosone di Higgs nel più ampio spettro di massa possibile. Altri obiettivi fondamentali riguardano:

- Fenomeni collegati alle rotture di simmetria, come la produzione di particelle previste dalle teorie supersimmetriche [3] o dai modelli tecnicolor [4];
- Ricerca di nuovi bosoni di gauge o di evidenze sulla presenza di una struttura interna per leptoni e quarks;
- Analisi della violazione di CP nel decadimento dei mesoni B ;
- Misura di precisione della massa del bosone W e del quark top;
- Misura sugli accoppiamenti tripli tra bosoni di gauge.

1.2.1 La fisica del Modello Standard

Durante la fase iniziale a bassa luminosità l'esperimento potrà effettuare misure precise sui processi di QCD e sulla produzione di bosoni di gauge grazie ad una statistica comunque molto elevata rispetto agli acceleratori precedenti. Ciò permetterà di verificare con grandissima precisione le previsioni del

Modello Standard e soprattutto determinare gli errori con cui vengono misurati questi parametri: deviazioni significative dalle previsioni del MS sono segnale di nuova fisica.

Una misura precisa dei processi del Modello Standard è inoltre fondamentale per la corretta stima dei fondi presenti nelle ricerche di nuovi fenomeni fisici.

- Studi di QCD. Il calcolo della sezione d'urto di produzione ad LHC, importante sia per il segnale che per il fondo, parte da una conoscenza precisa della distribuzione partonica del momento all'interno del protone. Purtroppo, date le alte energie in gioco, le informazioni finora utilizzate a tal proposito negli altri acceleratori non sono qui applicabili; si dovranno perciò utilizzare i dati stessi di ATLAS riguardo alla produzione di top, getti e fotoni.

La misura della sezione d'urto di produzione dei getti permetterà inoltre la verifica delle previsioni di QCD e lo studio della dipendenza della costante di accoppiamento forte α_S fino alla scala di qualche TeV.

- Bosoni di gauge. Una delle sfide di ATLAS sarà capire le sue possibilità in relazione alla precisione della misura della massa del bosone W . Il valore attuale di LEP e Tevatron è di 56 MeV [5]. In ATLAS l'incertezza statistica attesa dovrebbe essere di qualche MeV [2], e l'obiettivo, decisamente ambizioso, è quello di ridurre a tal punto gli errori sistematici da consentire una precisione sulla determinazione della massa del W a circa 20 MeV, in modo da assicurare che la precisione sulla massa della W non sia più la fonte dominante degli errori nella previsione della massa del bosone di Higgs.

La grande produzione di bosoni di gauge consentirà inoltre di effettuare importanti test sull'accoppiamento triplo tra bosoni di gauge; infatti le cancellazioni di gauge previste dal MS possono essere verificate proprio tramite limiti su accoppiamenti anomali, che sarebbero indice, se trovati, della necessità di estendere il Modello Standard.

- Fisica del quark b . È attesa una produzione di 10^{12} coppie $b\bar{b}$ per anno e la limitazione è data principalmente dalla possibilità di registrare i dati ad una così alta frequenza di collisioni. Il programma di fisica del b è molto vasto e si pone come obiettivo quello di migliorare ulteriormente la precisione sui parametri della matrice CKM, e quindi della violazione di CP, soprattutto grazie all'analisi dei decadimenti dei mesoni B (la violazione di CP nel MS è completamente governata da una fase della matrice CKM). È prevista inoltre una misurazione molto precisa delle oscillazioni di sapore nei mesoni B_s^0 e B_d^0 oltre che dei decadimenti altamente soppressi dal MS che potrebbero celare segnali di nuova fisica.
- Fisica del top. LHC ha le potenzialità per effettuare misure di alta precisione sulla fisica del top grazie alla produzione attesa di circa 8 milioni di coppie $t\bar{t}$ alla luminosità integrata di 10 fb^{-1} (pari ad un anno di presa dati a bassa luminosità). Questa statistica dovrebbe inoltre consentire una precisione sulla massa del top di $\approx 2 \text{ GeV}$, decisamente migliore di quella odierna.

1.2.2 Il bosone di Higgs

Il gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ del MS, che descrive le interazioni elettrodeboli, rappresenta una simmetria che è rotta spontaneamente dall'esistenza di un campo di Higgs scalare complesso. Ciò comporta il fatto che le suddette interazioni siano mediate da tre bosoni vettori massivi (W^\pm e Z^0) e da uno privo di massa (il fotone). Rimane dunque un grado di libertà nel settore di Higgs, che si dovrebbe manifestare con l'esistenza di un bosone scalare neutro H^0 finora mai osservato.

Sebbene nel modello non ci sia indicazione sulla massa di Higgs qualche limite sulla medesima può essere posto dal calcolo perturbativo che impone agli accoppiamenti dell'Higgs con i campi del MS di rimanere finiti e positivi fino ad una certa scala di energia. Se ad esempio la massa fosse compresa tra

160 e 170 GeV[6] il comportamento del gruppo di rinormalizzazione del MS risulta perturbativo e si comporta correttamente fino ad energie dell'ordine della scala di Planck ($\Lambda_P \approx 10^{19}$ GeV); al crescere della massa dell'Higgs cresce anche l'entità della sua autointerazione e del suo accoppiamento con i bosoni di gauge W e Z [7, 8] e il limite al valore di questa massa è fissato a circa 800 GeV, valore oltre il quale sarebbe possibile rivelare nuova fisica dalle interazioni WW e ZZ con circa 1 TeV di energia nel centro di massa: è questa la scala di energia alla quale lavorare per avere informazioni sulla natura della rottura di simmetria elettrodebole.

I limiti più stringenti finora ottenuti provengono dai dati di LEP combinati sui 4 esperimenti effettuati e risalgono al 2000; con 209 GeV nel centro di massa e al 95% di livello di confidenza si ha $m_H > 114$ GeV [9, 10, 11, 12, 13]. Un segnale di Higgs con $m_H = 115$ GeV fu forse osservato ma la probabilità del 3.5% [9] che il segnale fosse una fluttuazione del fondo non fu sufficiente a dichiarare vera la scoperta. Effettuando un fit elettrodebole globale con l'ultimo valore della massa del top, si ottiene una stima per la massa dell'Higgs di $m_H = 117^{+45}_{-68}$ GeV [14].

Le strategie di rivelazione sono varie, a seconda del valore della massa di Higgs (figura 1.2). Per Higgs leggeri ($M_H < 120$ GeV), il canale di decadimento dominante è $H \rightarrow b\bar{b}$, che richiede dunque un'ottimizzazione del b-tagging. In particolare, data la presenza di un grande fondo di QCD, i processi di interesse saranno: $pp \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow l\nu jj\bar{b}\bar{b}$ (4 b-getti e leptone ad alto P_T) e $pp \rightarrow WH \rightarrow l\nu\bar{b}\bar{b}$ (2 b-getti e leptone ad alto P_T) con la massa di Higgs ricostruibile dalla massa invariante delle coppie $b\bar{b}$ individuate.

L'ottima capacità di ricostruzione della massa invariante di coppie di fotoni da parte del calorimetro elettromagnetico consentono di cercare il decadimento raro (ad 1-loop) di Higgs in due fotoni per $M_H < 150$ GeV.

Se invece $120 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$ i canali più accreditati diventano $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ e $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, che diventano ancora più facilmente ricostruibili se $m_H > 2m_Z$ rendendo entrambe le Z reali. Se infine $m_H > 700$ GeV questi canali diventano troppo rari e bisogna ricorrere alla ricerca

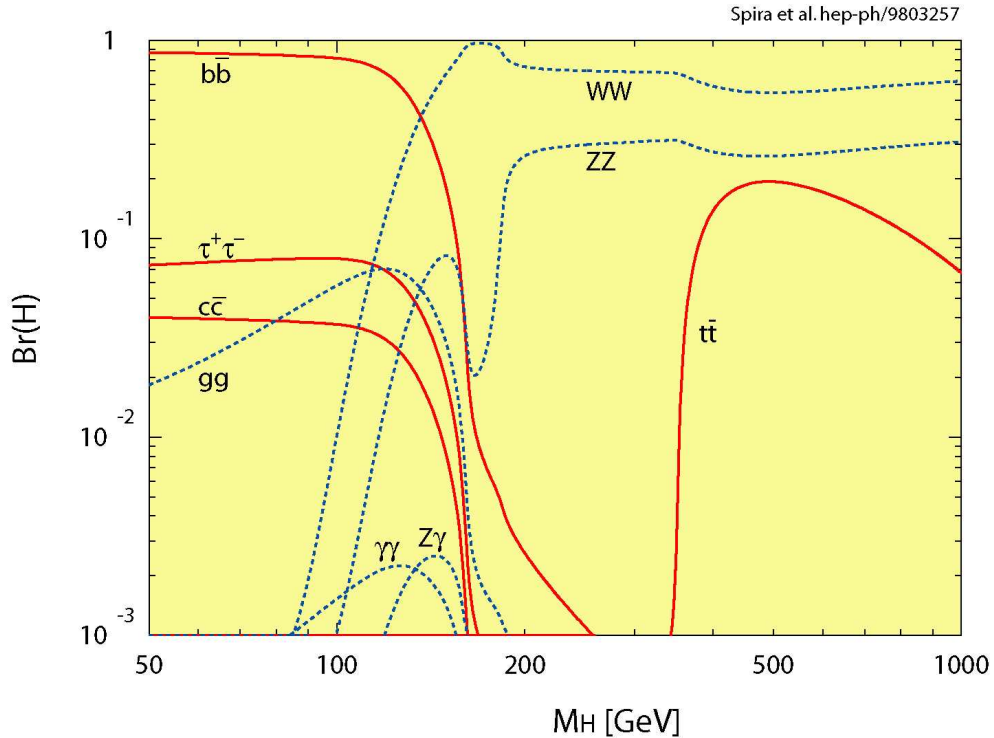


Figura 1.2: I possibili canali di decadimento dell’ H in funzione della sua massa.

di processi tipo $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ e $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$.

1.2.3 Ricerche di supersimmetria

La presenza di un singolo bosone scalare è insoddisfacente per molti teorici a causa del problema del “*fine tuning*” dei parametri del MS in cui le correzioni radiative rendono la massa dell’Higgs dell’ordine della scala GUT o della scala di Planck. I modi di risolvere questo problema sono sostanzialmente due ed entrambi prevedono nuova fisica alla scala del TeV: l’esistenza di una nuova dinamica che giustifichi la scala elettrodebole alla massa del W , o la comparsa di nuove particelle che consentirebbe la cancellazione delle divergenze nelle correzioni radiative.

La supersimmetria [3] offre la sola via nota per incorporare la gravità come teoria quantistica e cancellare in modo elegante queste divergenze, evitando così ogni “*fine-tuning*”. I modelli supersimmetrici postulano l’esistenza di

un superpartner per tutte le particelle finora osservate: un superpartner bosonico per i fermioni (squarks e sleptoni) e uno fermionico per i bosoni (gluini e gaugini). Esistono inoltre due doppietti complessi di Higgs, con otto gradi di libertà: tre vengono assorbiti dai bosoni di gauge W e Z , mentre i cinque restanti originano cinque bosoni di Higgs (tre neutri h , H e A e due carichi H^\pm). Esiste quindi tutta una serie di particelle, finora mai osservate, con masse e tassi di decadimento calcolabili in base ai parametri della teoria. Sfortunatamente questi parametri non sono noti ma, se qualcosa lega la supersimmetria alla scala elettrodebole, queste masse devono essere dell'ordine al massimo di 1 TeV.

All'LHC la scoperta della supersimmetria sarà praticamente sicura, se essa esiste alla scala elettrodebole, data la grande la produzione di gluini e squarks con masse dell'ordine del TeV (qualche pb di sezione d'urto totale $pp \rightarrow SUSY$). Se la supersimmetria esiste alla scala del TeV, LHC avrà la possibilità di determinare le caratteristiche delle particelle supersimmetriche prodotte al fine di selezionare i modelli supersimmetrici compatibili con esse.

Non è infine da escludere la possibilità di trovare nuove particelle come una quarta famiglia di quark e leptoni, nuovi bosoni di gauge [2] e neutrini di Majorana [15].

Capitolo 2

Il rivelatore ATLAS

L'idea di sfruttare appieno le potenzialità che l'LHC offrirà nello studio dei processi fondamentali della natura ha indotto la collaborazione ATLAS (figura 2.1), costituita da un gruppo internazionale di scienziati e ricercatori, a concepire un rivelatore di dimensioni e complessità senza precedenti. Il lavoro è stato condotto in stretta sinergia con ingegneri e industrie sviluppando, ad esempio, nuove tecnologie per l'acquisizione e la trasmissione dei dati ad alta velocità, componenti resistenti alle radiazioni, elettronica a basso consumo di potenza e strutture di supporto leggere e flessibili.

In questo capitolo è esposta una panoramica generale del rivelatore ATLAS e delle principali componenti che lo costituiscono.

2.1 Struttura generale del rivelatore ATLAS

La configurazione del rivelatore ATLAS è rappresentata in figura 2.2 [2]; la sua struttura è pensata per coprire il maggior angolo solido possibile attorno al punto di collisione dei fasci. Le dimensioni generali di questo enorme apparato di rivelazione sono circa 11 m di raggio, 25 m di lunghezza totale e 7000 tonnellate di peso. Il sistema presenta un'alta modularità delle componenti che sono assemblate in una caverna scavata alla profondità di 100 m nel sottosuolo, sfruttando la precedente infrastruttura del LEP. L'installazione



Figura 2.1: Il progetto ATLAS è una collaborazione internazionale che coinvolge i 34 paesi mostrati in questa mappa.

di ATLAS pone complesse problematiche che richiedono soluzioni innovative e una pianificazione del programma dinamica e in perpetua trasformazione. I costi, le condizioni geofisiche del territorio, il montaggio e l'allineamento delle parti sono alcuni degli aspetti presi in considerazione nella progettazione di ATLAS dove, comunque, la sicurezza del personale resta il pensiero dominante.

La direzione del fascio definisce l'asse z del sistema; l'angolo azimutale ϕ è misurato attorno all'asse del fascio e θ è l'angolo polare. La pseudorapidità è la grandezza di riferimento per le misure dell'angolo polare ed è definita come

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (2.1)$$

Nello spazio pseudorapidità-angolo azimutale (η, ϕ) si introduce inoltre la distanza $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. I criteri basilari di costruzione includono

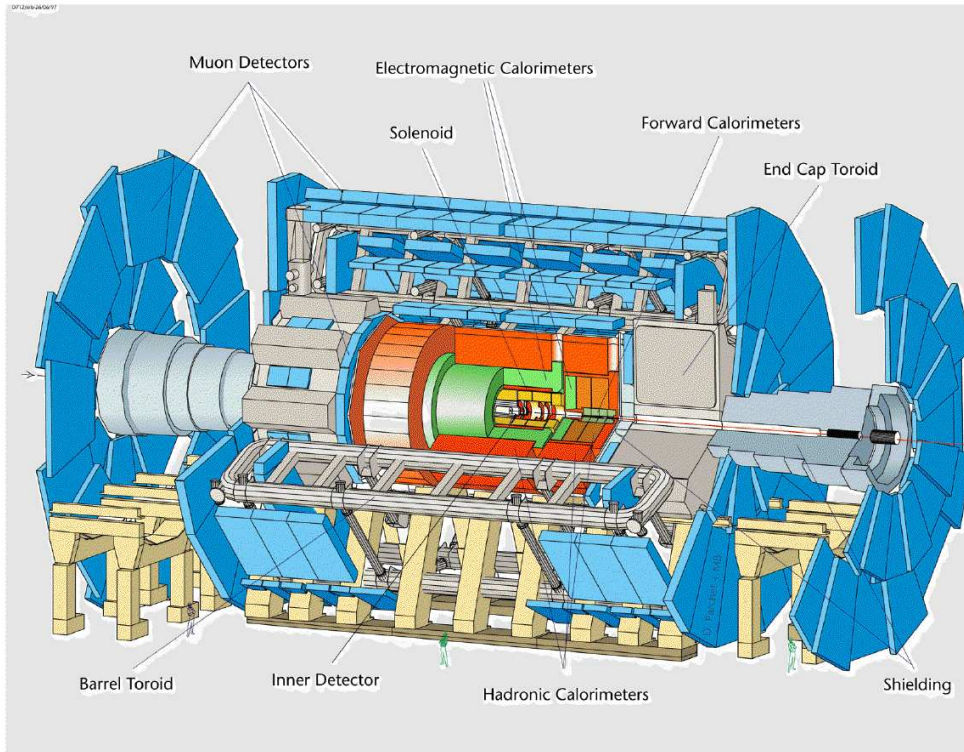


Figura 2.2: Struttura generale del rivelatore ATLAS.

una larga accettazione in pseudorapidità (η) con una copertura quasi completa per l'angolo azimutale (θ).

Il momento trasverso P_T , l'energia trasversa E_T , e l'energia mancante trasversa E_T^{MISS} sono definite tutte nel piano xy trasversale alla direzione del fascio.

Di seguito sono elencate le tre principale componenti che costituiscono il rivelatore ATLAS e i cui dettagli saranno approfonditi nelle pagine seguenti.

- Il rivelatore interno [16] registra le tracce delle particelle elettricamente cariche in prossimità del punto di interazione. Un potente campo magnetico di 2T è generato da un solenoide superconduttore e curva le tracce delle particelle permettendo la determinazione della carica elettrica e del momento.
- Il calorimetro [2] assorbe e misura l'energia di molte delle particelle

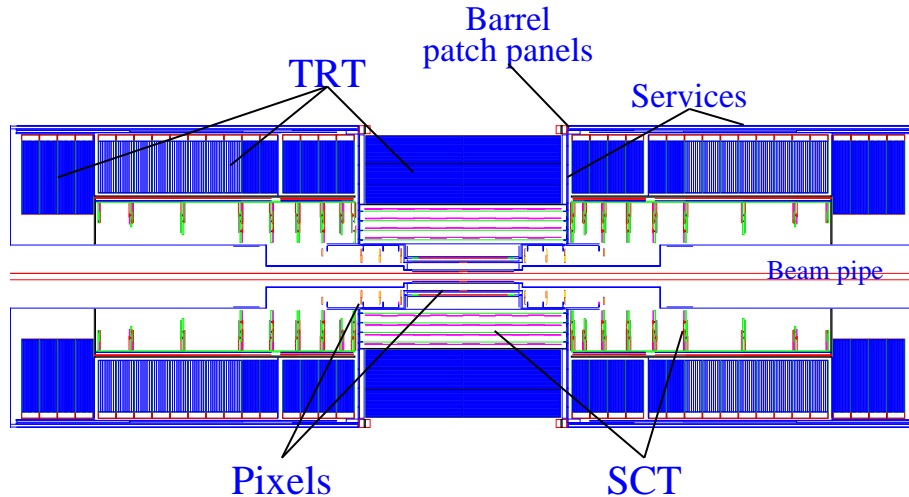


Figura 2.3: Vista longitudinale del rivelatore interno di ATLAS.

prodotte nelle collisioni. L'energia depositata in qualsiasi parte del calorimetro è rivelata e convertita in segnali elettrici letti esternamente dal sistema di acquisizione elettronica dei dati.

- Lo spettrometro a muoni identifica i muoni che generalmente sfuggono al calorimetro. Grazie ad un secondo potente sistema di magneti le tracce dei muoni sono incurvate rendendo possibile una misura molto precisa del loro momento.

2.2 Il rivelatore interno

Il rivelatore interno, la cui struttura è mostrata in figura 2.3, consiste di tre strati di pixel al silicio, quattro doppi strati di microstrip al silicio e un Transition Radiation Tracker (TRT) che usa straw tubes. La configurazione generale presenta una regione centrale con geometria cilindrica che copre una pseudorapidità di $|\eta| \leq 1$, e da regioni a disco, poste ad entrambe le estremità, con una copertura angolare di $1 \leq |\eta| \leq 2.5$.

La risoluzione richiesta sui vertici e sul momento, per il programma di fisica esposto precedentemente, può essere raggiunta con rivelatori caratteriz-

zati da un'alta granularità dato il gran numero di tracce che si produrranno nelle collisioni ad alta luminosità. I rivelatori traccianti a semiconduttore, ovvero microstrip (SCT) [16] e pixel in silicio [17], sono in grado di soddisfare queste caratteristiche. Il cammino delle particelle è ricostruito usando strati concentrici di rivelatori, in particolare la granularità maggiore è offerta dal rivelatore a pixel che viene infatti posizionato in più strati attorno alla regione immediatamente prossima al vertice del decadimento.

I fasci che collidono producono intensi livelli di radiazioni con flussi superiori a 100000 particelle per mm^2 al secondo; la resistenza alle radiazioni e la velocità nell'acquisizione dei dati sono quindi requisiti fondamentali per i sensori e gli apparati elettronici del rivelatore interno.

Il posizionamento dei singoli elementi deve essere noto con una precisione maggiore di quella intrinseca data dalla risoluzione del rivelatore stesso in modo da non introdurre un errore superiore al 20 % sui parametri di tracciatura [16]. Ciò conduce alla richiesta che in $R\phi$ il detector a Pixel sia allineato entro $\sim 7 \mu\text{m}$ e il rivelatore SCT entro $\sim 12 \mu\text{m}$. Il desiderio di misurare la massa del W entro 20 MeV [2] implica l'allineamento di ogni singolo modulo con la precisione di $\sim 1 \mu\text{m}$ [18] che rappresenta un obiettivo difficile e ambizioso.

Il rivelatore a pixel

Il detector a Pixel è progettato per fornire ad ogni traccia tre punti ad alta risoluzione il più vicino possibile al punto di interazione. Dalla sua capacità di risoluzione dipende il tracciamento e la conseguente ricostruzione dei vertici secondari riconducibili a particelle a vita media corta, come appunto i mesoni B e i leptoni τ . Essendo il rivelatore più vicino al punto di interazione, al rivelatore a Pixel è inoltre richiesta una straordinaria resistenza alla radiazione.

Una descrizione dettagliata del rivelatore a Pixel dell'esperimento ATLAS è esposta nel prossimo capitolo.

SCT (SemiConductor Tracker)

L'SCT è progettato per fornire 4 punti di traccia ad una distanza intermedia dal punto di interazione per contribuire alla misura del momento e del parametro d'impatto. Il sistema, basato su microstrip al silicio, presenta una superficie di 61 m^2 ed è quasi due ordini di grandezza più grande rispetto alla generazione precedente di rivelatori a semiconduttore come, ad esempio, quelli usati al LEP ed a CDF (Fermilab); anche il grado di resistenza alla radiazione è decisamente superiore ma questa qualità comporta una minore risoluzione spaziale.

Il cilindro SCT è costituito da quattro doppi strati di microstrip con raggi compresi tra $30 \div 60 \text{ cm}$; ogni doppio strato consiste in strip allineate lungo la direzione azimutale e in strip ruotate di 40 mrad rispetto al primo set, in modo da fornire misure delle coordinate $R\phi$ e z . La copertura angolare di questo sistema è limitata a $|\eta| \leq 1.4$ ma in entrambe le estremità sono presenti diversi anelli di strip (end cap wheels) che aumentano la copertura angolare a $|\eta| \leq 2.5$

Le strip hanno $80 \mu\text{m}$ di larghezza, sono lunghe 12 cm e hanno una risoluzione spaziale di $16 \mu\text{m}$ in $R\phi$ e $580 \mu\text{m}$ in z . Ad esse è associata una catena elettronica di amplificazione, filtraggio, trigger e trasporto del segnale. L'SCT, come il rivelatore a Pixel, richiede inoltre un sistema di raffreddamento per disperdere il calore generato dall'elettronica.

TRT (Transition Radiation Tracker)

La struttura sensibile del TRT [16] è basata sull'uso di rivelatori detti *straw tubes*, che permettono l'identificazione degli elettroni dalla radiazione di transizione. Essi sono costituiti da sottili fili metallici, ciascuno dei quali ha un diametro di $30 \mu\text{m}$ ed è contenuto in un cilindro del diametro di 4 mm contenente una miscela non infiammabile di gas (70% Xe, 20% CO_2 e 10% CF_4) per un volume totale di 3 m^3 . Una particella carica che attraversa uno degli straw tubes ionizza il gas producendo una scarica che viene raccolta dal filo per effetto di un campo elettrico. Il tempo che intercorre tra l'istante in cui

la particella attraversa il tubo e l'istante in cui il segnale è rivelato (tempo di drift) permette di misurare le coordinate del punto in cui la particella ha attraversato il tubo.

Il numero totale di canali elettronici è circa 400 000, ognuno dei quali fornisce una misura del tempo di drift dando una risoluzione spaziale di $170 \mu\text{m}$. Ogni sensore è isolato dagli altri ed è quindi in grado di rispondere in modo preciso anche all'altissimo tasso di produzione di particelle previsto all'LHC. Altri importanti vantaggi di questa tecnica sono la naturale resistenza alla radiazione ed i costi relativamente contenuti.

Combinando le informazioni fornite dal grande numero di elementi interessati dal passaggio di una traccia, il TRT garantisce un'accuratezza di $50 \mu\text{m}$ alla luminosità prevista per l'LHC includendo errori sistematici derivanti dall'allineamento.

2.3 I calorimetri

I calorimetri di ATLAS (fig. 2.4) sono stati progettati per misurare l'energia totale di adroni, elettroni e fotoni incidenti; le particelle neutre (fotoni e adroni neutri) sono rivelabili unicamente dal calorimetro. I calorimetri di ATLAS sono di due tipi: il calorimetro elettromagnetico, che identifica fotoni ed elettroni e ne misura con grande precisione l'energia, e il calorimetro adronico, che misura l'energia dei getti e l'energia mancante nel piano trasverso E_{MISS}^T .

Il calorimetro elettromagnetico è diviso in più parti e circonda la zona dove è ospitato il rivelatore interno. Il materiale sensibile è l'argon liquido (LAr) dentro il quale sono immersi gli elettrodi posizionati su una struttura a forma di fisarmonica in modo da garantire la massima uniformità di risposta in tutte le direzioni. Il sistema, che copre la regione di pseudorapidità $|\eta| \leq 3.2$, è segmentato in un totale di circa 190 000 celle atte alla misura della posizione degli sciami elettromagnetici che si formano. Tutto questo materiale consente di avere uno spessore maggiore di 24 lunghezze di radiazione (X_0).

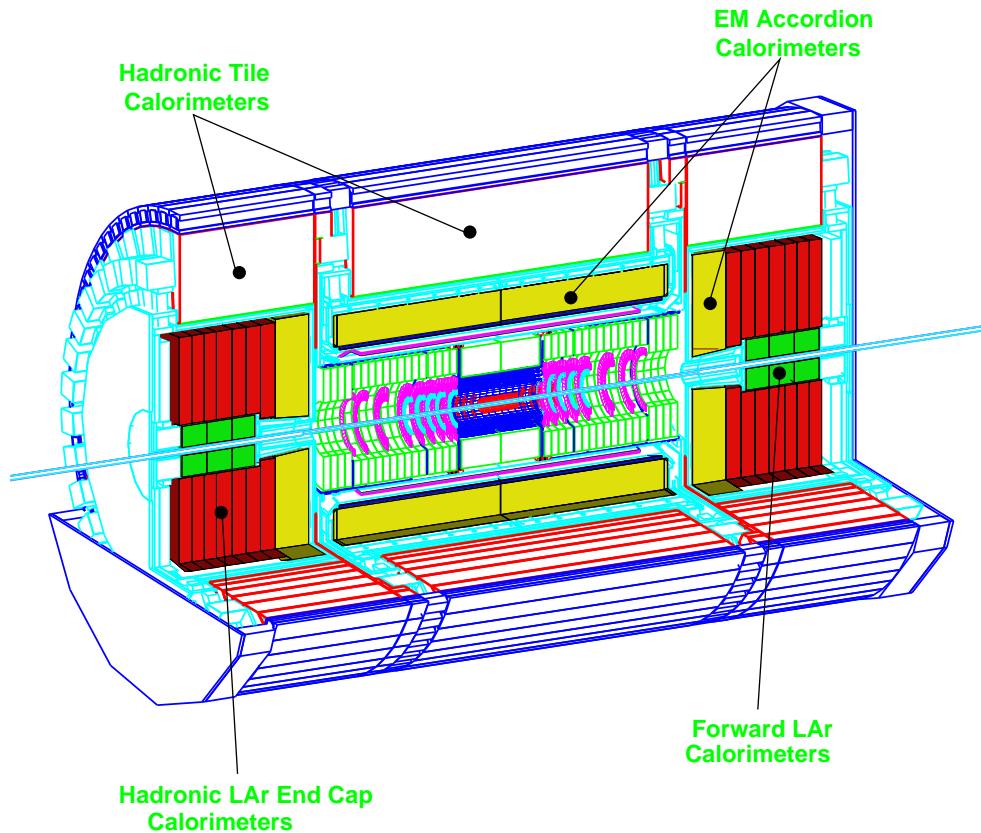


Figura 2.4: I calorimetri di ATLAS.

Precampionatori ad argon liquido e strati di scintillatori sono usati per correggere l'energia persa da elettroni e fotoni nell'attraversamento del materiale incontrato prima di raggiungere il calorimetro, dipendente da η .

Il calorimetro adronico misura l'energia delle particelle che non sono state fermate dal calorimetro elettromagnetico; esso copre un ampio range di pseudorapidità η utilizzando differenti tecniche.

La zona centrale è un calorimetro a campionamento che utilizza ferro come materiale per assorbire l'energia, e degli scintillatori come materiale sensibile. Alle estremità anteriore e posteriore, in prossimità del fascio di protoni, sono posti due calorimetri che consistono in due ruote indipendenti, che alternano piatti in rame e tungsteno e strati sensibili di argon liquido; è grazie a questi piatti, e al calorimetro esterno ad argon liquido, che si riesce ad estendere la copertura angolare dell'esperimento a $|\eta| \leq 4.9$.

Il calorimetro adronico fornisce un'ottima risoluzione sia sull'energia dei getti che sulla misura dell'energia mancante nel piano trasverso E_{MISS}^T e, soprattutto, contiene quasi completamente tutti gli sciami adronici evitando che essi terminino nello spettrometro a muoni disturbandone le prestazioni.

2.4 Lo spettrometro a muoni

Tra le particelle cariche solo i muoni sono abbastanza penetranti da attraversare il calorimetro perdendo pochissima energia fino a raggiungere lo spettrometro esterno. Il loro momento è misurato dall'incurvatura della traccia prodotta da un campo magnetico toroidale. A causa dell'altissima frequenza di collisioni, questo rivelatore deve operare con estrema rapidità di risposta rigettando il rumore di fondo e sostenendo le radiazioni. Il sistema di trigger e gli algoritmi di ricostruzione delle tracce sono stati ottimizzati per affrontare il rumore derivante dai prodotti penetranti delle collisioni primarie e dai fondi di radiazione (prevalentemente neutroni e fotoni nel range di 1 MeV) generati dalle interazioni secondarie nei calorimetri, nei materiali di schermatura e nei vari elementi dell'LHC.

Gran parte del rivelatore di muoni consiste in drift tubes: tubi di metallo, del diametro di 3 cm, contenenti gas (93% Ar e 7% CO₂) ad alta pressione (3 bar), per un volume totale di 800 m³, immersi in un forte campo elettrico. Il passaggio dei muoni ionizza il gas lungo la traccia e l'impulso elettronico viene raccolto; misurando il tempo dell'impulso la posizione dei muoni può essere misurata con precisione superiore a 100 μm. La configurazione

del sistema è tale che per $|\eta| \leq 2.7$ le particelle, provenienti dal punto di interazione, attraversano tre strati di drift tubes.

Vicino al fascio di protoni, e per grandi η , il rumore e le radiazioni rendono questi tubi inutilizzabili e in queste regioni vengono utilizzate camere con catodi a strip ad alta precisione. Il sistema di trigger è costituito da camere a piatti resistivi e da camere proporzionali a multifili; questi apparecchi consentono l'identificazione del pacchetto incidente con una risoluzione temporale inferiore ai 25 ns (che è l'intervallo di tempo che intercorre tra due collisioni ad LHC) e forniscono anche misure di posizione con una risoluzione tipica dell'ordine di 5-10 mm.

2.5 L'acquisizione e il trattamento dei dati

ATLAS è progettato per operare con circa un miliardo di collisioni protone-protone per secondo con un volume di dati superiore a 40 milioni di megabytes. Comunque solo pochi di questi eventi conterranno caratteristiche interessanti che potranno condurre a nuove scoperte.

Per ridurre il flusso di dati a livelli maneggevoli e evitare di immagazzinare immense quantità di informazioni non interessanti, ATLAS usa uno speciale sistema di trigger e acquisizione dei dati (DAQ) [19] a multilivello, che seleziona gli eventi con caratteristiche promettenti per le analisi fisiche. Il sistema di Trigger di ATLAS porta avanti questo processo di selezione in tre livelli ognuno dei quali ha una frequenza di analisi inferiore a quella del livello precedente e quindi un tempo maggiore per decidere (necessario data la complicazione via via crescente degli algoritmi da utilizzare per la selezione dell'evento).

Il primo livello di trigger, detto *level-1*, è un ingente sistema di elettronica specializzata che processa un sottoinsieme grezzo di dati per ogni intervallo di 25 ns in cui i fasci si scontrano. Esso opera una selezione degli eventi basata sulle risposte delle camere a muoni su muoni ad alto P_T e del calorimetro su elettroni, fotoni e getti ad alto P_T e su grandi quantità di energia mancante

nel piano trasverso E_{MISS}^T . L'implementazione del trigger è flessibile e può essere programmata per selezionare eventi con caratteristiche più complicate.

I requisiti del level-1 trigger sono una frequenza massima di 75 kHz, la capacità di identificare senza ambiguità il bunch crossing dell'evento, e un basso tempo di latenza in cui l'evento è elaborato. La decisione di acquisire o eliminare i dati di un evento è presa in pochi microsecondi da quando esso è occorso e, in questo tempo, le informazioni sono custodite in memorie locali, prossime ai rivelatori. Gli eventi selezionati sono trasferiti ai successivi livelli di trigger; su 40 milioni di eventi al secondo solo 100 000 superano la prima selezione.

Il secondo livello di trigger (*level-2*) è un sistema programmabile di processori che analizza in maggiore dettaglio specifiche regioni di dati individuate dal level-1. Il tempo di latenza è nell'intervallo 1-10 ms, variabile da evento a evento; Meno di 1000 eventi per secondo superano il level-2 e sono inviati all'ultimo grado di selezione detto *Event Filter*. Esso è un complesso di CPU che effettua una dettagliata elaborazione consentendo a meno di 100 eventi per secondo di essere registrati per le analisi offline [20].

L'immagazzinamento dei dati e le analisi in ATLAS richiedono un'alta potenza di calcolo e tecnologia. Circa un milione di gigabytes saranno registrati ogni anno e verranno condivisi e analizzati da fisici di tutto il mondo.

Durante il tempo di vita dell'esperimento le tecnologie evolveranno drasticamente e, per fornire adeguati strumenti di analisi ai collaboratori, il software è stato sviluppato utilizzando moderne tecnologie di programmazione orientata ad oggetti e sistemi di adattamento attentamente definiti in modo da velocizzare il trasferimento dei dati sulle future piattaforme di calcolatori e favorire l'uso e il mantenimento del software entro una comunità di oltre duemila utenti in tutto il mondo.

Capitolo 3

Il rivelatore a Pixel

Il rivelatore a pixel è progettato per fornire una serie di misure ad alta precisione in prossimità del punto di interazione e da esso dipende fortemente l'abilità del rivelatore interno nell'individuazione dei vertici secondari. Questo capitolo, dopo alcuni richiami sulle caratteristiche generali dei rivelatori a semiconduttore, descrive gli effetti delle radiazioni sui rivelatori al silicio, la struttura del rivelatore a pixel e dei sensori che lo costituiscono.

3.1 Aspetti generali dei rivelatori al silicio

Un rivelatore a semiconduttore è basato su una giunzione pn che opera polarizzata inversamente [21]. Nella giunzione si forma una regione priva di portatori di carica (elettroni o buche), detta *regione di svuotamento*, che rappresenta il volume sensibile del dispositivo. Se una particella passa attraverso la regione di svuotamento si creano coppie di elettroni e buche che migrano verso gli elettrodi seguendo il campo elettrico. L'energia media richiesta per la produzione di una coppia nel silicio è 3.6 eV, così una particella al minimo di energia ionizzante crea una media di 22000 coppie in 300 μm di silicio. Le coppie sono raccolte dagli elettrodi in pochi nanosecondi.

Lo spessore della regione di svuotamento è dato da

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}V_{\text{bias}}}{eN_D}} \quad V_{\text{bias}} < V_{\text{dep}} \quad (3.1)$$

dove e è la carica elettrica, N_D la concentrazione di drogaggio nel silicio, V_{bias} il voltaggio di polarizzazione applicato, ϵ_0 la costante dielettrica nel vuoto e $\epsilon_{\text{Si}} = 11.9$ la costante dielettrica relativa del silicio. V_{dep} è il voltaggio necessario ed estendere la regione di svuotamento all'intero spessore del silicio.

Poiché la quantità di carica raccolta dipende dalla grandezza della regione di svuotamento [5] è desiderabile che questa sia estesa in tutto lo spessore del sensore. La tensione necessaria per svuotare l'intero spessore del sensore è detta *tensione di svuotamento*. Lo spessore dei sensori al silicio di ATLAS (SCT e pixel) è nell'intervallo $200 \div 300 \mu\text{m}$. Basse dosi di concentrazione di drogaggio (dell'ordine di 10^{12} cm^{-3}) sono usate nel substrato di silicio per ridurre la tensione di svuotamento, che è dell'ordine di 100 V prima dei danni da radiazione. I danni da radiazione saranno descritti approfonditamente nel prossimo paragrafo.

Segmentando un elettrodo in pixel, i pixel in cui si osserva il segnale danno la posizione della particella che è passata. La risoluzione spaziale dipende dunque dalle dimensioni del pixel e può venire implementata con procedure che fanno uso dell'interpolazione di carica.

Il rumore elettronico limita la precisione delle misure di carica; le maggiori sorgenti di rumore sono date dalle capacità elettriche del sensore e dalle correnti di buio, e il livello minimo di rumore può essere ottenuto progettando uno specifico circuito elettronico di lettura (capacità in ingresso, formatura del segnale etc.).

3.2 Danneggiamento da radiazioni

Per i rivelatori al silicio si possono distinguere due differenti effetti derivanti dal danneggiamento causato dalle radiazioni [5, 22, 23, 24, 25]. Il primo effetto è la ionizzazione degli strati di passivazione sulla superficie del detector

(*surface damage*). Il secondo effetto è dato dalle particelle che penetrano nel cristallo danneggiandolo e modificandone le proprietà (*bulk damage*).

I danni superficiali possono indurre un aumento delle cariche accumulate sull'interfaccia tra silicio e lo strato superficiale di ossido di silicio. Le cariche superficiali possono generare strati conduttori e superare il valore di saturazione, cortocircuitando elettricamente i sensori. Una soluzione a questo problema consiste nella scelta di un'opportuna tecnica di isolamento resistente alle radiazioni.

I danni alla struttura cristallina del semiconduttore sono prevalentemente causati da neutroni e adroni carichi [26, 27, 28]. Gli effetti principali per i rivelatori al silicio sono:

- L'introduzione di accettori che modificano le concentrazioni di drogaggio generando un'inversione del tipo di substrato da n a p ed un incremento della tensione necessaria per raggiungere lo svuotamento totale del sensore.
- L'aumento delle correnti di buio (*correnti di leakage*) dovute alla generazione e alla ricombinazione di cariche nel cristallo.
- La formazione di centri che intrappolano i portatori di carica (*trapping*) riducendo l'efficienza nella raccolta di carica e, di conseguenza, l'altezza degli impulsi.

Nel rivelatore a pixel il primo effetto impone la richiesta di avere alimentazioni in grado di fornire tensioni di parecchie centinaia di Volt; per tenere la correnti di leakage ad un livello accettabile sarà invece necessario operare a basse temperature ($\sim -7^\circ\text{C}$ in ATLAS), mentre il trapping risulta essere tollerabile.

Gli effetti delle radiazioni sulle concentrazioni di drogaggio e sulla tensione di svuotamento sono mostrati in figura 3.1. Partendo da un materiale di tipo n si osserva, per basse fluenze, una riduzione delle concentrazioni di drogaggio e della tensione di svuotamento; all'aumentare della fluenza assorbita,

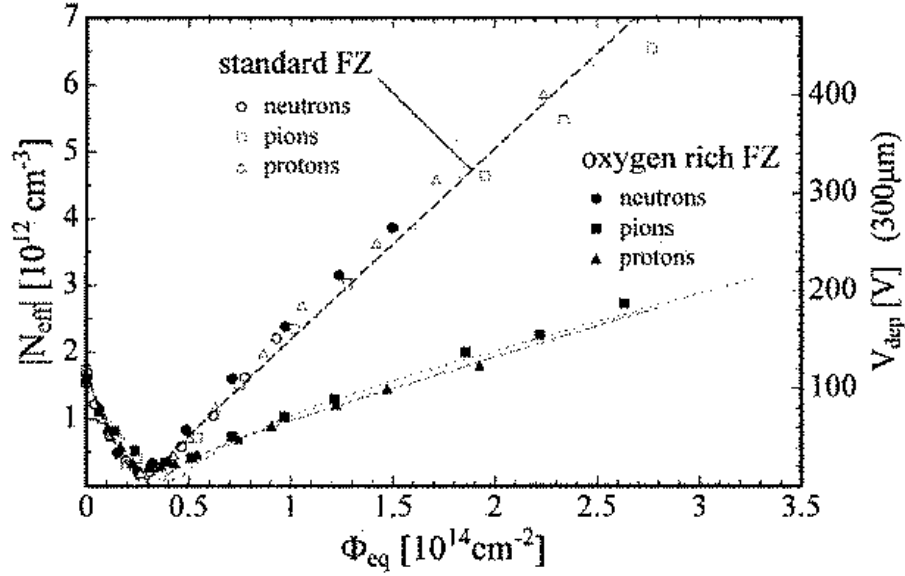


Figura 3.1: Concentrazione delle impurità e tensione di svuotamento in funzione della fluenza accumulata (fluente equivalente a neutroni di 1 MeV). I dati si riferiscono a sensori al silicio standard e sensori con substrato arricchito di ossigeno [29].

il materiale cambia da tipo n a tipo p e aumenta la tensione di svuotamento fino a valori che rendono impossibile il completo svuotamento del sensore.

La figura 3.1 mostra inoltre come, per sensori esposti alle radiazioni di adroni carichi (pioni o protoni), la resistenza alle radiazioni può essere aumentata introducendo ossigeno nel substrato; per radiazioni neutre, costituite da neutroni, non si osservano miglioramenti. All'LHC saranno presenti entrambi i tipi di radiazioni ma, per gli strati più interni del rivelatore ATLAS (cioè per il rivelatore a Pixel), la componente dominante sarà costituita da adroni carichi; per questo motivo, per i sensori a Pixel, si utilizzano substrati di silicio arricchiti di ossigeno.

In seguito all'irraggiamento la concentrazione di drogaggio presenta una dipendenza temporale causata dall'interazione tra i diversi difetti indotti dalle radiazioni. Questo effetto, detto *annealing*, è mostrato nella figura 3.2 che riporta le concentrazioni di drogaggio in funzione del tempo per diverse fluente e per una temperatura di 60°C .

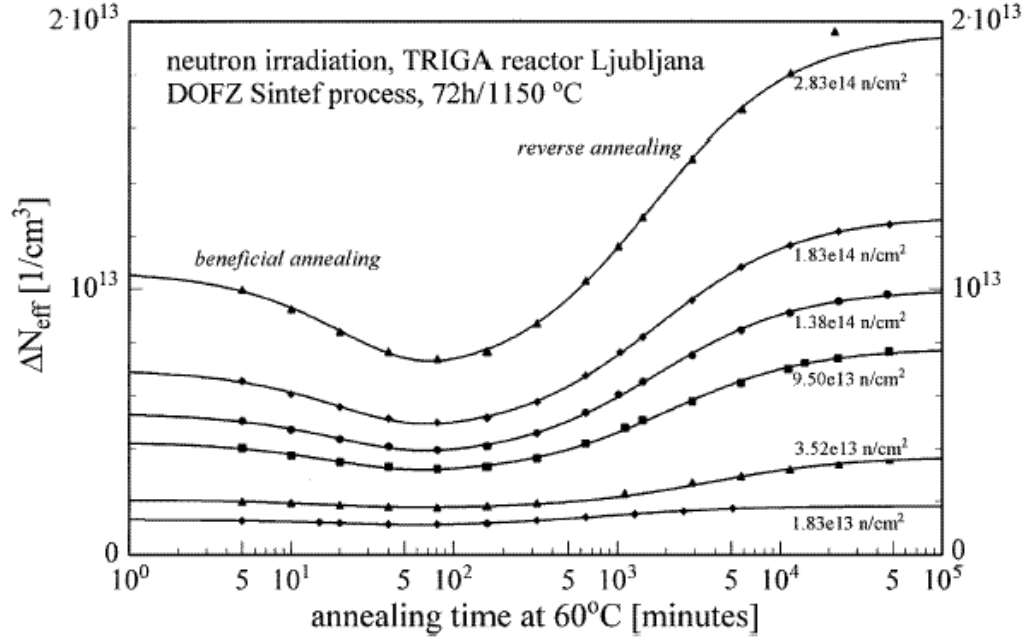


Figura 3.2: Analisi sistematica dei dati sull'annealing [29]. Cambiamento della concentrazione di drogaggio ΔN_{eff} in funzione del tempo durante annealing isotermico a 60° per sensori al silicio arricchito di ossigeno irradiati con differenti fluenze di neutroni.

La variazione delle concentrazioni di drogaggio rispetto al valore iniziale precedente all'irraggiamento può essere descritto come:

$$\Delta N_{\text{eff}}(\Phi_{\text{eq}}, t(T)) = N_A(\Phi_{\text{eq}}, t(T)) + N_C(\Phi_{\text{eq}}) + N_Y(\Phi_{\text{eq}}, t(T)) \quad (3.2)$$

In questa equazione T è la temperatura, t il tempo e Φ_{eq} la fluenza equivalente a neutroni di 1 MeV. Va evidenziato che l'annealing è accelerato dalla temperatura T . ΔN_{eff} consiste di tre componenti:

- N_A rappresenta danni da radiazione a breve termine che, a temperatura ambiente, decresce nel tempo in pochi giorni. L'andamento temporale può essere descritto da una somma di esponenziali secondo l'equazione:

$$N_A(\Phi_{\text{eq}}, t) = \Phi_{\text{eq}} \sum_j g_{A,j} \exp[-t/\tau_{A,j}(T)] \quad (3.3)$$

Ogni esponenziale descrive un processo di ricombinazione delle impurità cariche, detto *annealing benefico*, con costanti temporali $\tau_{A,j}$ e ampiezze $g_{A,j}$.

- N_Y rappresenta la componente dell'annealing a lungo termine che emerge dopo due settimane dall'irraggiamento (temperatura ambiente). Questo termine è legato ai difetti del silicio, indotti dalle radiazioni, che acquisiscono, in seguito all'annealing, un'attività elettrica. Può essere descritto dalla formula [30, 31]

$$N_Y(\Phi_{\text{eq}}, t) = g_Y \Phi_{\text{eq}} [1 - 1/(1 + t/\tau_Y(T))] \quad (3.4)$$

Il contributo di questo termine è nullo per $t = 0$ e raggiunge il valore di saturazione $g_Y \Phi_{\text{eq}}$ per $t \rightarrow \infty$. Il processo può essere soppresso raffreddando il rivelatore [30].

- N_C è la componente stabile dei danni; dipende solo dalla fluenza ed è dominante dopo circa 10 giorni (a temperatura ambiente), quando l'annealing benefico ha lasciato il posto al cosiddetto *reverse annealing*. La dipendenza dalla fluenza può essere descritta dalla formula [31, 32]

$$N_C(\Phi_{\text{eq}}) = N_{C0}(1 - \exp(-c\Phi_{\text{eq}})) + g_C \Phi_{\text{eq}} \quad (3.5)$$

ed il suo andamento è simile a quello in figura 3.1; per alte fluenze la crescita è pressoché lineare con la fluenza.

Le costanti $g_A, \tau_A, g_Y, \tau_Y, N_{C0}, c, g_C$ sono misurabili sperimentalmente e i loro valori possono essere riportati da alcuni studi citati nella bibliografia: [29, 33].

Il silicio ossigenato mostra, rispetto al silicio standard, danni permanenti (ovvero un valore di g_C) significativamente inferiori ed inoltre presenta un reverse annealing inferiore (un grande τ_Y). Ciò permette di avvalersi di un margine di sicurezza addizionale durante le fasi di manutenzione in cui i sensori sono portati a temperatura ambiente.

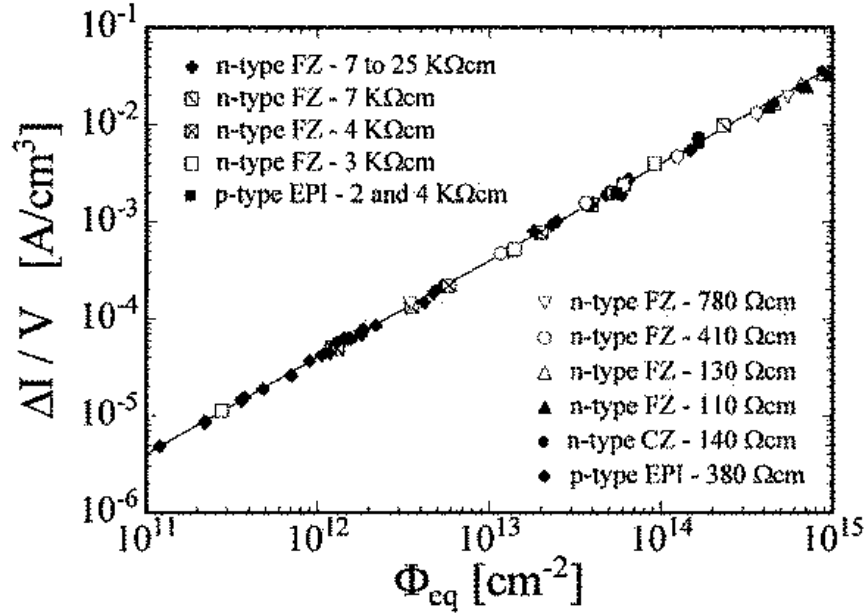


Figura 3.3: Dipendenza dalla fluenza della corrente di leakage generata per unità di volume. Sono riportati i risultati ottenuti per rivelatori prodotti con diversi processi e differenti materiali [29].

L'aumento della corrente di leakage in funzione della fluenza è mostrato in figura 3.3. Ad esso si associa un aumento del rumore elettronico e del consumo di potenza. La dipendenza dalla temperatura è in accordo con l'equazione

$$I(T) \propto (kT)^2 e^{-E/2kT} \quad (3.6)$$

dove k è la costante di Boltzmann e $E = 1.21$ eV.

Alcuni dispositivi analizzati nel test su fascio sono stati precedentemente esposti ad una fluenza comparabile con quella attesa all'LHC ($10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$) in modo da caratterizzare gli effetti dei danni delle radiazioni sui sensori, l'elettronica e i contatti. L'irraggiamento è stato effettuato utilizzando protoni da 24 GeV/c estratti dall'SPS del CERN.

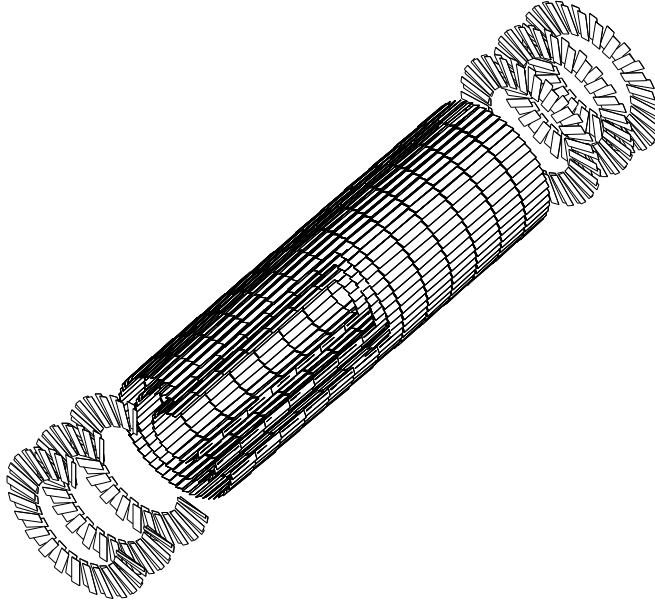


Figura 3.4: Il rivelatore a pixel di ATLAS.

3.3 Struttura del rivelatore a Pixel

Il detector a pixel è concepito per garantire misure ad alta precisione nella regione più prossima al punto di interazione. La segmentazione bidimensionale del sensore individua punti dello spazio senza l'ambiguità associata alla geometria delle strips. e permette di ricostruire la posizione z dei vertici delle interazioni primarie e dei vertici secondari.

La figura 3.4 mostra la struttura del detector a pixel. Esso è costituito da tre strati cilindrici concentrici con raggi di 5.05 cm (B-Layer), 8.85 cm (Layer 1) e 12.25 cm (Layer 2), con una lunghezza media di 40 cm; agli estremi sono presenti delle regioni con una configurazione a disco.

Il sistema è progettato per essere altamente modulare, contenendo circa 2000 moduli; ogni modulo è lungo 62.4 mm e largo 21.4 mm ed è orientato parallelamente al fascio nei cilindri, e in direzione ortogonale nei dischi. Questa geometria copre un'ampia accettazione fornendo almeno tre punti per traccia.

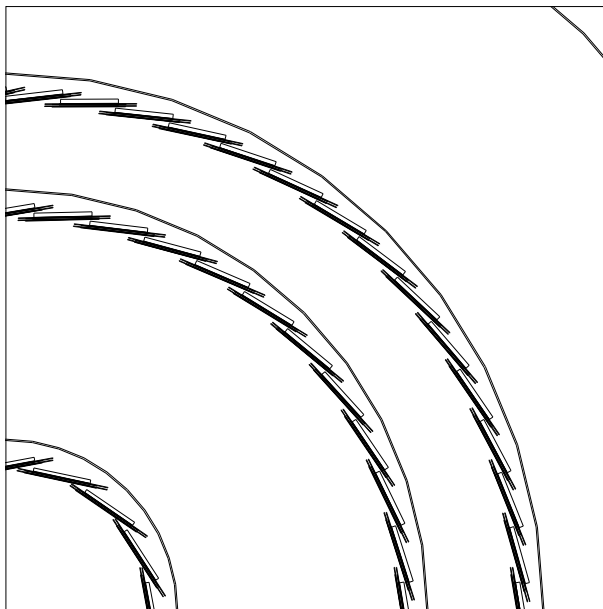


Figura 3.5: Sezione del rivelatore a pixel nel piano $R\phi$ che mostra l'inclinazione e la parziale sovrapposizione dei sensori.

I moduli sono opportunamente inclinati e parzialmente sovrapposti; in figura 3.5 si vede come i moduli sono inclinati nel piano $R\phi$ con un angolo di 20° . La parziale sovrapposizione, presente anche nel piano zR con un'inclinazione di 1.5° , assicura la copertura angolare per $p_T > 1 \text{ GeV}/c$.

Il detector a pixel di ATLAS è il sistema più interno e quindi sarà esposto al grado più alto di radiazioni. La fluenza alla quale il rivelatore sarà esposto è stata calcolata [17] assumendo urti inelastici pp con sezione d'urto $\sigma = 80 \text{ mb}$ ed un totale di 100 giorni all'anno di operatività. Alla luminosità designata ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) la fluenza sarà circa $\sim 0.3 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}/\text{anno}$ per il B-Layer, $\sim 0.1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}/\text{anno}$ per il Layer 1, e $\sim 0.05 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}/\text{anno}$ per il Layer 2 ed i dischi.

Le specifiche per il rivelatore a pixel richiedono che tutte le componenti tollerino radiazioni fino a 10^{15} cm^{-2} di fluenza e 500 kGray di dose. Dunque il B-Layer potrà necessitare di sostituzioni dopo pochi anni di operatività mentre gli altri strati dovrebbero essere in grado di operare per l'intera durata

dell'esperimento (3 anni a bassa luminosità più 7 anni ad alta luminosità).

La temperatura del rivelatore a pixel sarà fissata a meno di 0 °C per ridurre il deterioramento (reverse annealing [22, 23]), con solo brevi periodi di riscaldamento per la manutenzione. Il sistema di raffreddamento deve mantenere la bassa temperatura contrastando il riscaldamento che aumenterebbe col tempo a causa dell'aumento della tensione di svuotamento e delle correnti dissipative.

3.4 I moduli

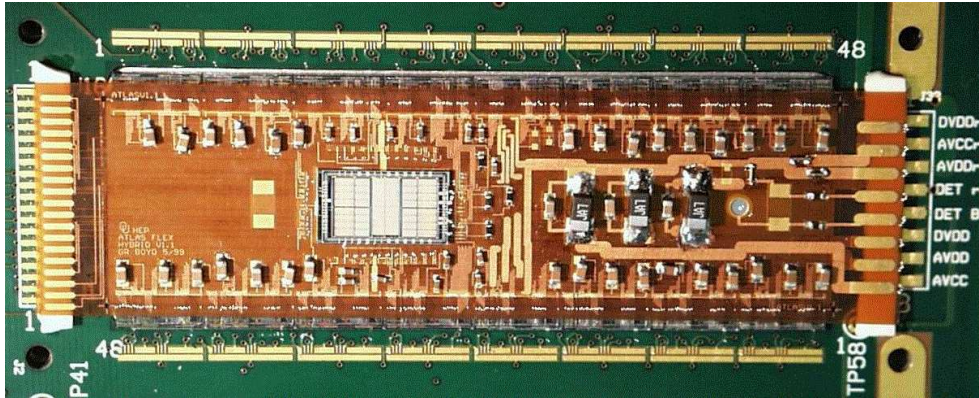


Figura 3.6: Fotografia del prototipo di un modulo a pixel.

Ogni modulo è composto da uno strato sensibile (il sensore), 16 chip di lettura e un supporto flessibile (*flex-hybrid*) su sono connessi il chip che effettua le operazioni di clock e di controllo, le linee di distribuzione dell'energia e le componenti passive come sensori di temperatura, resistori e capacitori (elettronica di Front-End). Il sensore è posto tra il supporto flessibile e i circuiti integrati. I moduli sono montati con l'elettronica di Front-End attaccata a strutture meccaniche di supporto.

Le linee di trasmissione indirizzano i segnali al chip di controllo del modulo (MCC), montato sul supporto flessibile, che provvede al controllo delle funzionalità dell'intero modulo coordinando la lettura dei 16 chip, indivi-

duando condizioni di errore e trasmettendo i dati all'esterno per mezzo di fibre ottiche (foto 3.6).

Tutta l'elettronica è stata sviluppata dalla collaborazione ATLAS-Pixel in tecnologia IBM 0.25 μm , con accorgimenti di progettazione specifici per garantire la resistenza alle radiazioni.

3.5 Il sensore a pixel

Il prototipo generale di sensore a pixel contiene 328×144 celle di $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ connesse a 16 chip di lettura coprendo un'area sensibile di $16.4 \text{ mm} \times 60.8 \text{ mm}$ e spessa $250 \mu\text{m}$.

La scelta delle dimensioni massimizza la risoluzione lungo la dimensione corta dei pixel al costo di una peggiore risoluzione lungo la dimensione lunga. Il lato lungo dei pixel è parallelo alla coordinata z nei cilindri e alla direzione radiale nei dischi; il lato corto è parallelo alla direzione $R\phi$, in modo che la risoluzione migliore è ottenuta dalle misure nel piano $R\phi$, importanti in quanto permetteranno la determinazione del momento delle particelle attraverso la curvatura della traccia indotta dal campo magnetico.

Ogni chip legge i segnali di una matrice di 160×18 pixel. Data una tolleranza di $200 \mu\text{m}$ nel taglio e nel posizionamento dei chip, sono necessari alcuni accorgimenti al fine di raccogliere informazioni da zone del sensore altrimenti inaccessibili: una regione centrale tra le due file di chip, costituita da una striscia larga 8 pixel, è connessa ai chip di lettura secondo lo schema mostrato in figura 3.7 (*ganged pixel*); la completa copertura in z è ottenuta accrescendo di $200 \mu\text{m}$ la lunghezza dei sensori a pixel nelle prime e ultime colonne lette da ogni chip (*long pixel*).

Una visione schematica della sezione di un sensore a pixel di ATLAS è mostrata in figura 3.8. I pixel sono posti al potenziale di terra e un potenziale negativo (di polarizzazione) è applicato sul retro. Il sensore deve operare in condizione di svuotamento totale e gli angoli di tutte le strutture sono

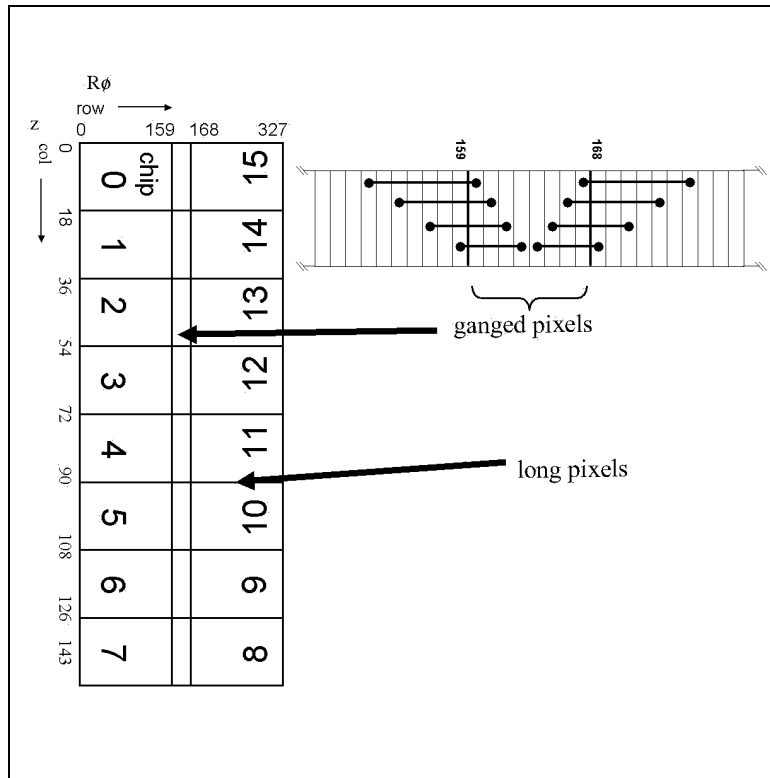


Figura 3.7: Modulo e ganged pixels.

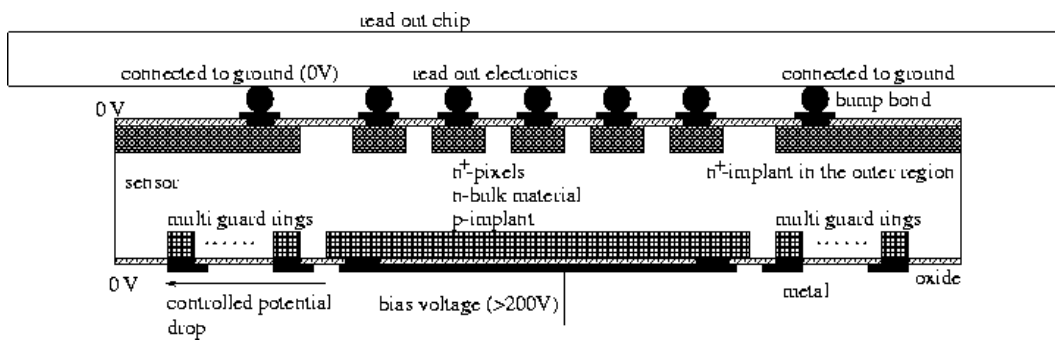


Figura 3.8: Sezione di un sensore a pixel connesso al chip di lettura.

arrotondati in modo da ridurre i campi elettrici indesiderati che potrebbero generare scariche ed impedire lo svuotamento del sensore.

I danni causati dalle radiazioni all’LHC in dieci anni di fluensa potrebbero comunque richiedere che il sensore debba operare in condizioni di svuotamento parziale. Questo è il motivo per cui i pixel sono concepiti come impiantazioni n^+ su un substrato n altamente resistivo. Inizialmente la giunzione $p - n$ è localizzata sul retro della cella ma, in seguito all’inversione della tipologia del substrato causata dai danni da radiazioni, la migrazione della giunzione attraverso l’impiantazione permetterà al detector di operare anche in modalità di svuotamento parziale.

Ogni pixel deve essere elettricamente isolato dagli altri in modo da prevenire il cortocircuito causato dall’accumulo di cariche elettriche. La tecnica di isolamento scelta per i prototipi finali è detta *p-spray* e neutralizza gli elettroni tramite gli accettori presenti nello strato di materiale tipo p impiantato uniformemente sul lato n del sensore. Questa tecnica di isolamento risulta particolarmente adatta a soddisfare le richieste di resistenza alle radiazioni. [25, 34, 35, 36]

Il sensore a pixel e l’elettronica di Front-End sono connessi elettricamente per mezzo di una tecnica detta *bump-bonding* che utilizza minuscole sfere di metallo (Indio oppure PbSn). Questa tecnica, delicata e complessa, richiede una precisione di pochi μm nel posizionamento e nell’allineamento dei contatti e molta attenzione deve essere posta ai parametri come la pressione e il calore che intervengono nel processo di produzione.

La tecnica *p-spray* permette inoltre l’introduzione della *bias grid* [16, 34] (figura 3.9): una rete costituita da linee metalliche e punti di impiantazione che, ogni due colonne, interconnettono i pixel mediante un meccanismo detto “*punch through*”, ponendoli tutti allo stesso potenziale. La bias grid è uno strumento di controllo utilizzato per testare i sensori prima che questi siano connessi all’elettronica, premettendo misure di I-V e C-V in condizioni realistiche, e non è attiva durante le normali operazioni, nelle quali la funzione di fissare il potenziale dei pixel è svolta dai preamplificatori. Nel caso in cui

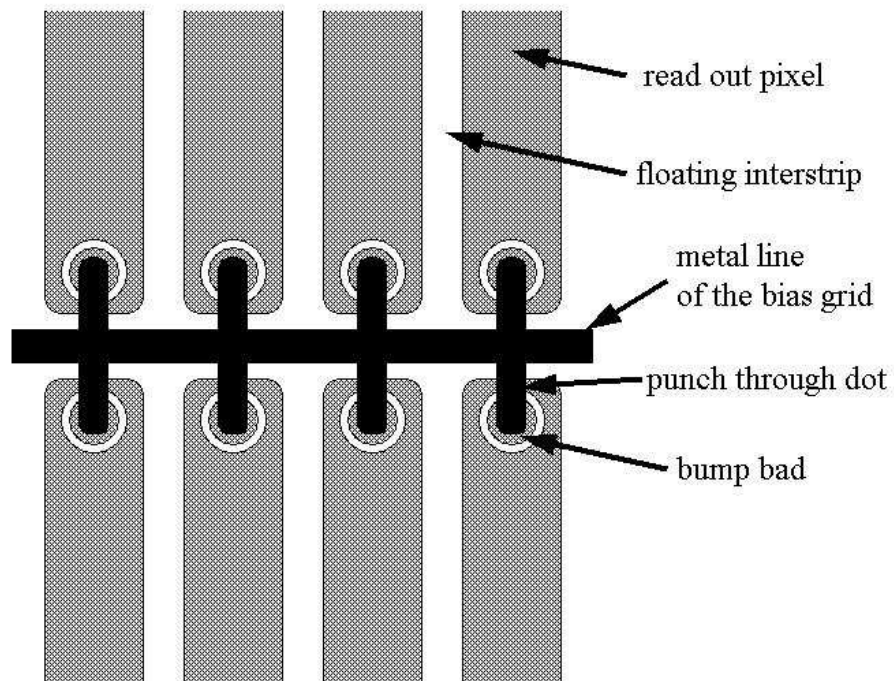


Figura 3.9: Visione schematica della regione sensibile di un pixel (zone tratteggiate) e della bias grid (zone nere) che interconnette i pixel.

una connessione bump bonding venga meno, la bias grid torna comunque utile portando il pixel vicino al potenziale di terra.

Conclusioni

Al termine di questa sezione riassumiamo brevemente quanto è stato finora esposto. L'esperimento ATLAS si ambienta nel contesto del nuovo collisionatore LHC, che sostituisce il precedente collisionatore LEP, e le cui potenzialità permetteranno l'esplorazione di scale energetiche mai raggiunte artificialmente.

Il programma di fisica di ATLAS presenta una fase iniziale volta a perfezionare le misure del Modello Standard, dopodiché, passando ad energie superiori, lo studio sarà rivolto alla fisica dell'Higgs e alla supersimmetria.

ATLAS associa alle grandi potenzialità offerte dall'LHC nello studio della fisica subnucleare, un complesso sistema di rivelazione costituito da diverse sottostrutture modulari, finalizzate ad acquisire tutte le informazioni possibili dai processi d'urto tra adroni altamente energetici.

Il rivelatore a pixel, basato su sensori al silicio, si situa nel punto più interno del rivelatore ATLAS e dalle sue prestazioni dipende la capacità dell'intero sistema nella ricostruzione dei vertici. Data la vicinanza del rivelatore a pixel al punto di interazione e l'alta frequenza delle interazioni, la sua costruzione ha rappresentato una sfida tecnologica volta a ottimizzare due aspetti, generalmente inconciliabili, come la precisione e la resistenza alle radiazioni.

I prossimi capitoli saranno dedicati all'analisi delle prestazioni di prototipi dei moduli che costituiranno il rivelatore a pixel. I dati, derivanti dai test effettuati al CERN, forniscono informazioni realistiche sulla risoluzione, l'efficienza, la resistenza alle radiazioni e su varie problematiche che potranno emergere nella fase operativa del rivelatore.

Capitolo 4

Test su fascio

I prototipi dei moduli a pixel per l'esperimento ATLAS sono stati sviluppati e testati con un fascio di particelle in modo da valutare le caratteristiche di differenti modelli di sensori e di elettronica nelle condizioni il più possibile simili a quelle dell'esperimento finale. Questo capitolo descrive l'impostazione del test su fascio e il modo in cui i dati derivanti da esso sono processati dal programma di ricostruzione degli eventi. Viene infine esposta la procedura adottata per l'individuazione dei pixel rumorosi presenti in un modulo.

4.1 Impostazione del test su fascio

Il fascio utilizzato nei test dei sensori a pixel è quello fornito dall'acceleratore SPS al CERN ed è costituito da pioni di 180 GeV/c di momento e un'intensità di $\sim 2 \times 10^4$ particelle/cm² in impulsi della durata di 2 secondi ogni 14 secondi.

Un telescopio per fasci, consistente in 4 piani di rivelatori a microstrip a doppia faccia con passo di 50 μm , è usato per misurare la posizione trasversale del fascio incidente. La risoluzione della traccia ricostruita dal telescopio può essere assunta come di circa 3 μm [37] ma la risoluzione spaziale del sensore a pixel, valutata in questa tesi, non è corretta per l'incertezza

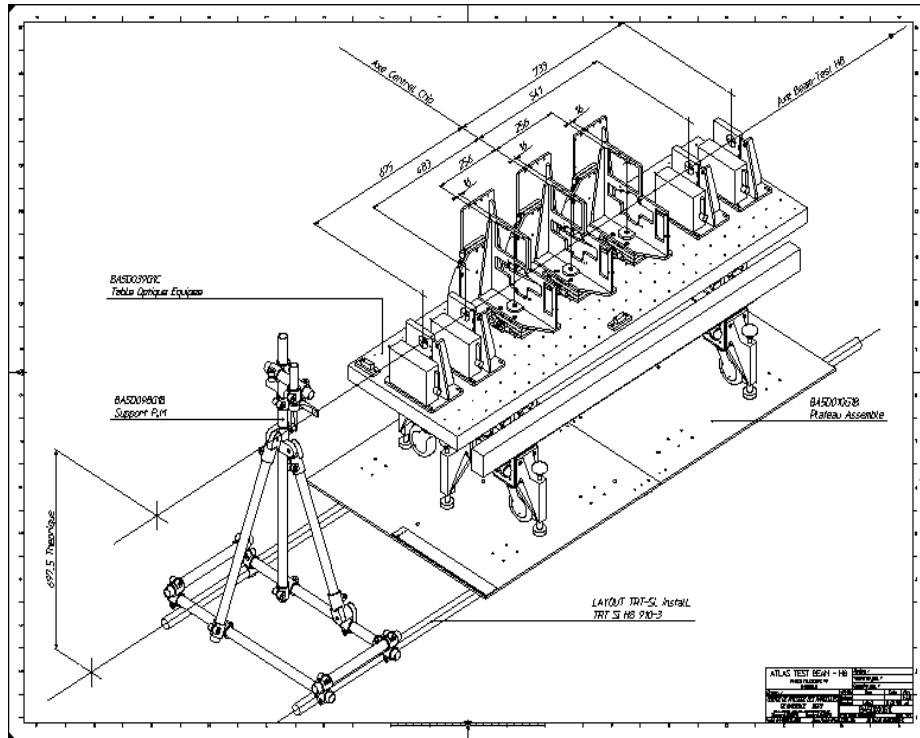


Figura 4.1: Il telescopio H8 usato per il test su fascio al CERN.

nell'estrapolazione del telescopio e deve quindi essere considerata un limite superiore.

Il detector a pixel sotto test è montato su una piattaforma al centro del telescopio ed è possibile variarne l'inclinazione rispetto al fascio incidente che definisce l'asse z del sistema (figure 4.1 e 4.2). Attualmente si eseguono anche delle prese dati con un nuovo telescopio costituito non più da strips ma da piani di dispositivi a pixel. Questa nuova configurazione permetterà di studiare il sensore sotto test con fasci di elevata intensità, nel qual caso si ha una elevata probabilità di avere eventi con tracce multiple, situazione tipica all'LHC.

Durante l'estrazione le particelle perdono la disposizione in pacchetti indotta dalla struttura a radio frequenza e incidono sui pixel con una fase casuale rispetto al clock dell'elettronica di lettura costituita da un'onda quadra a 40 MHz (25 ns); questa fase è misurata usando un TDC (*Time to Digital*

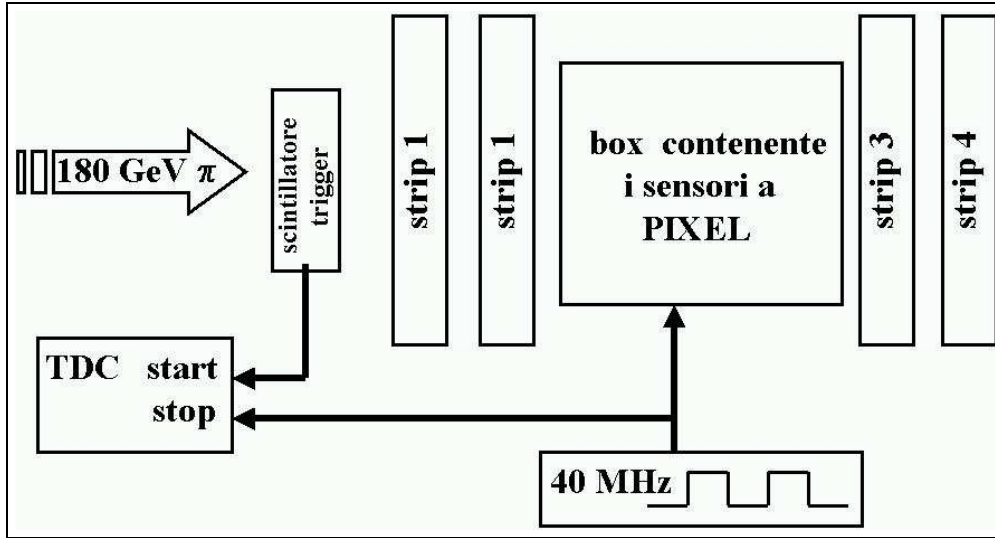
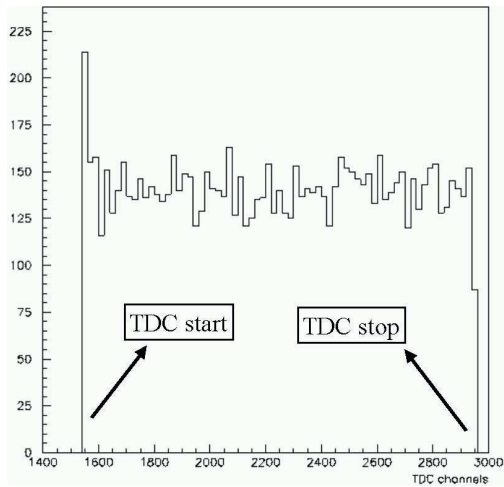


Figura 4.2: Setup del test su fascio.

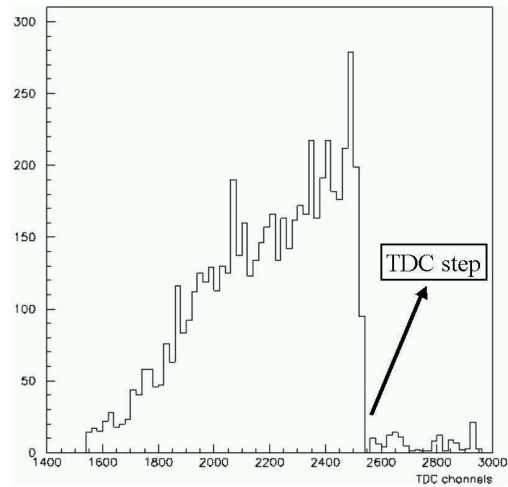
Converter) che parte al segnale del trigger, costituito da due scintillatori-fotomoltiplicatori in coincidenza, e si ferma al primo gradino discendente dell'onda quadra. Il valore del TDC per un evento localizza quindi lo scatto del trigger all'interno del periodo di 25 ns dell'onda quadra generata dal clock e, per quanto detto, la sua distribuzione risulta uniforme nei canali che ricoprono i 25 ns di range (figura 4.3 a). Uno studio sulla risoluzione del TDC mostra come l'informazione sulla fase sia affetta da un errore di circa 40 ps [38].

Superata la selezione del trigger vengono registrati tutti i segnali provenienti dal detector a pixel nei successivi 16 periodi temporalmente contigui. Tali informazioni vengono cronologicamente associate ai 16 canali del Level1 (*bunch crossing*) che costituiscono la sola informazione temporale proveniente dal sensore localizzando temporalmente, entro un intervallo di 25 ns, ogni segnale (*hit*).

La distribuzione del level1 in figura 4.4 mostra come i segnali (*hit* si dispongono generalmente a partire da un certo canale ($LVL1_{start}$) nel quale giungono i segnali più veloci (nel senso che verrà specificato tra breve). La distribuzione del TDC ristretta ai soli hit nel $LVL1_{start}$ (figura 4.3 b) rivela



(a) TDC



(b) TDC $LVL1 = LVL1_{start}$

Figura 4.3: Distribuzione del TDC per tutti gli hit e per gli hit ristretti al $LVL1 = LVL1_{start}$.

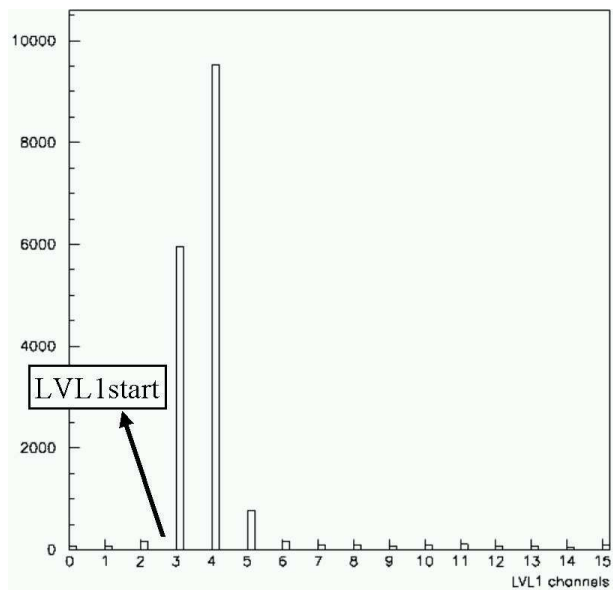


Figura 4.4: Distribuzione del level1 degli hit.

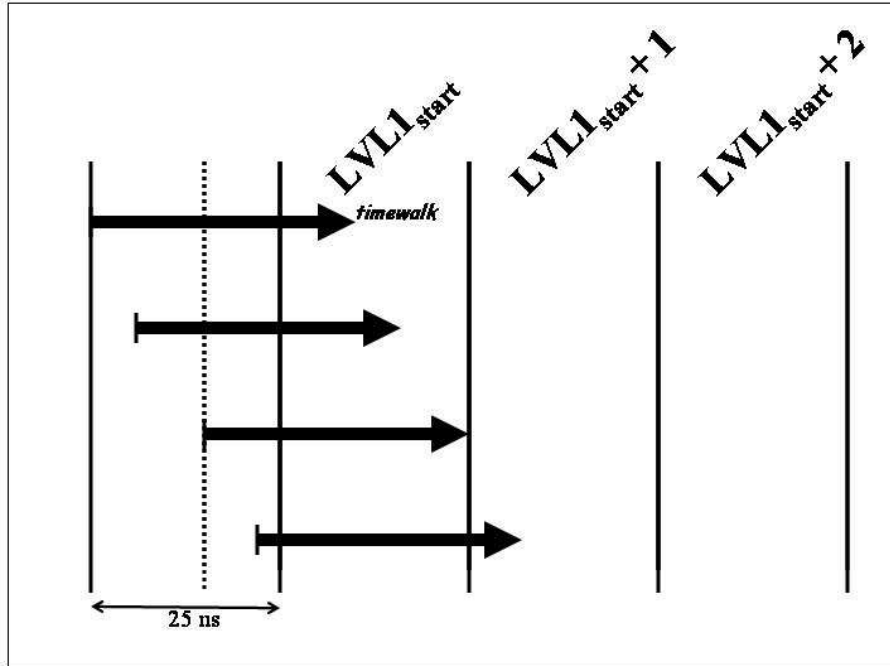


Figura 4.5: A parità di carica raccolta il bunch crossing nel quale un hit è rilevato dipende dalla fase.

un particolare valore della fase (TDC_{step}) oltre il quale gli hit cadono tendenzialmente nei bunch crossing immediatamente successivi al $LVL1_{start}$; la situazione è descritta schematicamente in figura 4.5.

Le informazioni del $LVL1$ di un hit e del TDC dell'evento a cui l'hit è associato vengono rappresentate per comodità in un'unica quantità detta *tempo di arrivo*, espressa in nanosecondi, biunivocamente individuata da questa coppia di dati e funzione crescente di essi (figura 4.6).

La carica raccolta da ogni pixel che fornisce un hit subisce una formatura triangolare e l'informazione che se ne ha è il TOT (*Time Over Threshold*) legato al tempo di permanenza del segnale triangolare sopra la soglia posta ad un valore equivalente a 3000 elettroni. Il rumore è tipicamente di 150 elettroni rms. La misura della carica raccolta può essere ricavata dal TOT con una opportuna calibrazione effettuata mediante l'iniezione di una carica nota; la calibrazione comunque non è stata necessaria allo sviluppo di questo

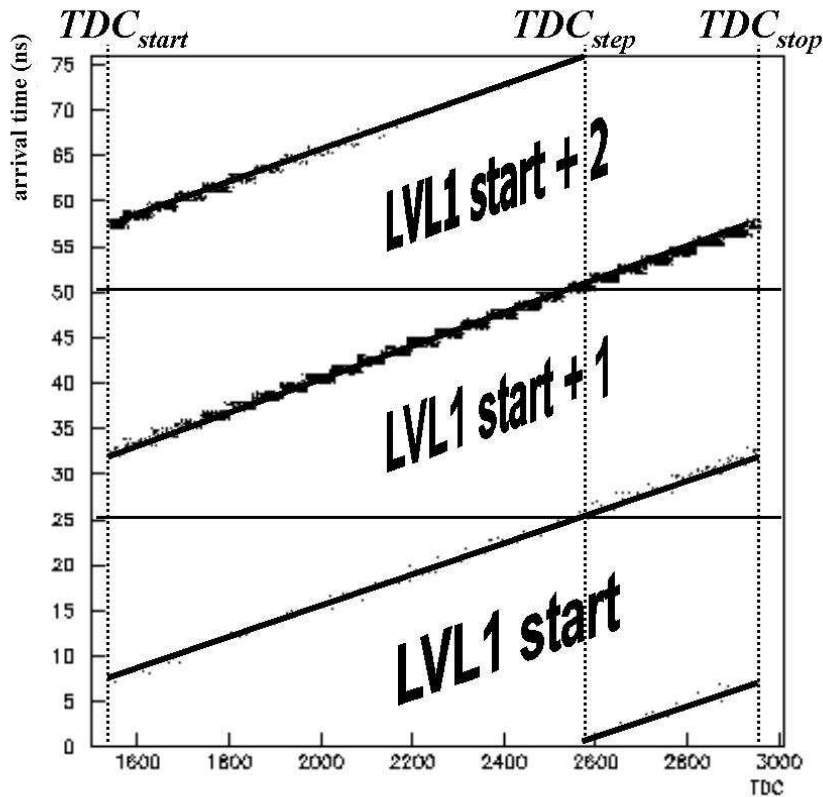


Figura 4.6: Rappresentazione della funzione che per ogni coppia di valori del TDC e del level1 attribuisce biunivocamente un valore del tempo di arrivo in ns.

lavoro.

È importante notare che per grandi valori del TOT il superamento della soglia da parte del segnale triangolare giunge prima rispetto al caso di segnali con un piccolo TOT come descritto in figura 4.7.

Questo effetto, indicato come *timewalk* induce nel tempo di arrivo sopra-definito una dipendenza dalla carica raccolta che diventa evidente per bassi valori del TOT (figura 4.8).

La possibilità che un hit possa cadere in un bunch crossing successivo a quello del $LVL1_{start}$ è quindi legata, oltre che al valore della fase del TDC, anche al time walk: i segnali deboli vengono generalmente rilevati con maggiore

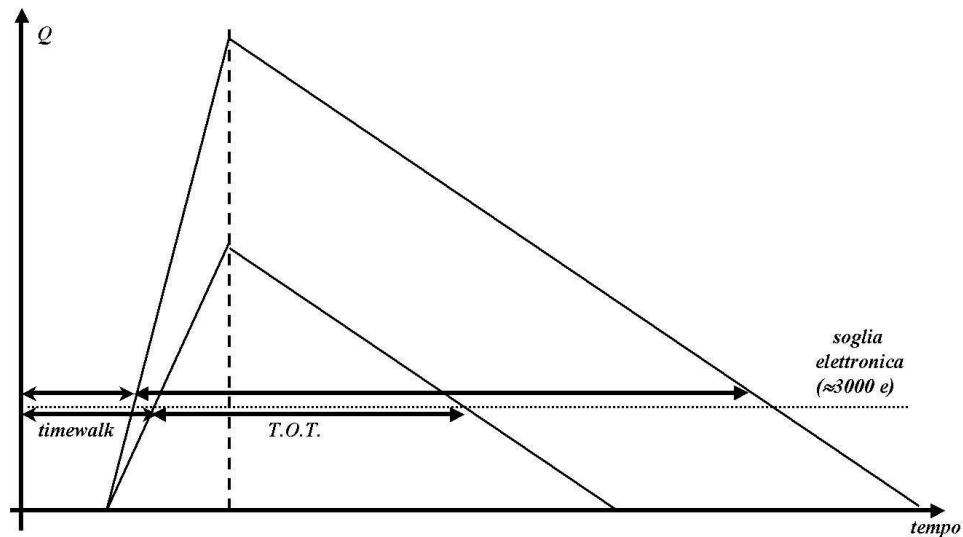


Figura 4.7: Formatura della carica raccolta.

ritardo.

Per quanto detto gli hit che costituiscono uno stesso cluster possono cadere in differenti canali LVL1 (figura 4.9). Si osserva, da esplicite rappresentazioni dei cluster come quella riportata in figura 4.10, che i pixel più vicini al punto d'impatto della particella incidente raccolgono una grande quantità di carica e forniscono segnali con un TOT più alto, un basso timewalk e quindi, tendenzialmente, sono temporalmente in anticipo rispetto ai segnali più deboli. L'informazione temporale di un cluster deve allora essere ricostruita prendendone in considerazione solo gli hit più veloci e quindi il level1 più basso tra quelli interessati dagli hit del cluster; questo valore del level1, assieme al valore del TDC dell'evento, determina, come appena descritto, il tempo di arrivo del cluster.

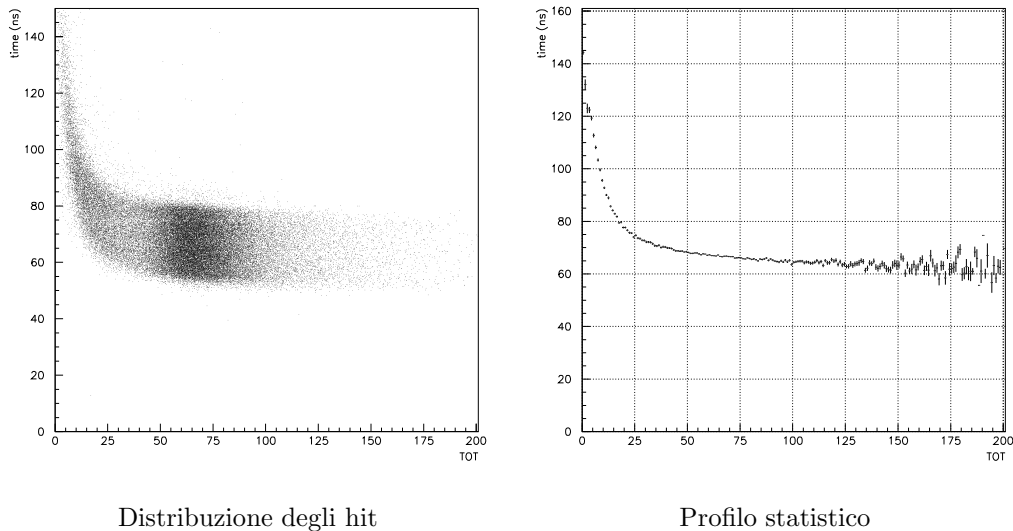


Figura 4.8: Tempo di arrivo in funzione del TOT

4.2 La procedura di analisi

I dati relativi alle serie di misure (run) [39] effettuate nel test su fascio necessitano di una prima elaborazione eseguita attraverso opportune procedure; a tal fine si è utilizzato il programma H8 [40] (dal nome del fascio su cui si esegue il test). Questa analisi è mirata alla produzione di blocchi di dati (n-tuple) che contengono tutte le informazioni necessarie e opportunamente corrette e costituiscono il formato in cui i dati possono essere comodamente gestiti mediante routines in FORTRAN implementate nell'ambiente PAW [41, 42].

È necessario prima di tutto individuare quelle strips del telescopio che, essendo rumorose, contribuiscono negativamente alla ricostruzione delle tracce. Oltre alle strips rumorose la ricerca di eventuali canali difettosi va estesa anche al dispositivo a pixel. La procedura di ricerca dei pixel rumorosi è stata automatizzata e implementata in H8 durante il mio lavoro di tesi ed è descritta nella prossima sezione.

Le strips e i pixel rumorosi individuati vengono indicati in opportuni files di maschera che permettono di scartare dall'analisi gli eventi che coinvolgono

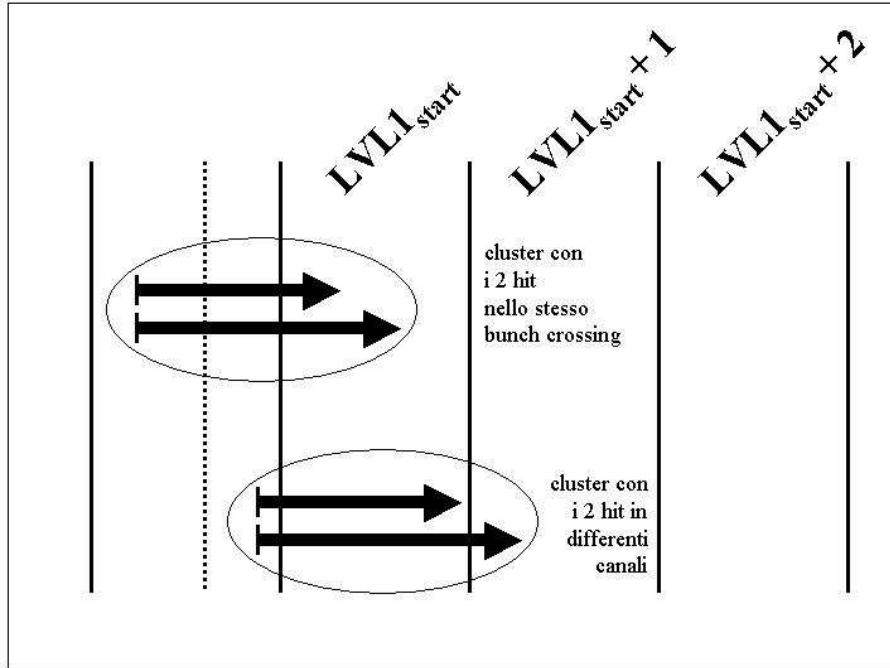


Figura 4.9: Rilevazione di un cluster a 2 hit per due diversi valori della fase.

tali celle.

Successivamente occorre calibrare la distribuzione η delle strips usata per l'interpolazione analogica della posizione fornita dai piani del telescopio [43]. Il passaggio di una traccia attraverso un piano di strip interessa, in generale, più strip parallele che raccolgono la carica liberata dalla particella incidente; nel caso di cluster costituiti da due strip adiacenti che misurano impulsi di altezze rispettivamente PH_1 e PH_2 la quantità η è definita come:

$$\eta = \frac{PH_2}{PH_1 + PH_2} \quad (4.1)$$

In figura 4.11 è mostrato l'istogramma che rappresenta la distribuzione di η per un singolo piano di strip. Da esso si ottiene, tramite integrazione, la relazione (non lineare) tra un particolare valore di η e la posizione del cluster.

I concetti di funzione η e di algoritmo analogico per il calcolo della posizione saranno descritti più approfonditamente nel capitolo 7 applicandoli alla misura della posizione fornita dai pixel.

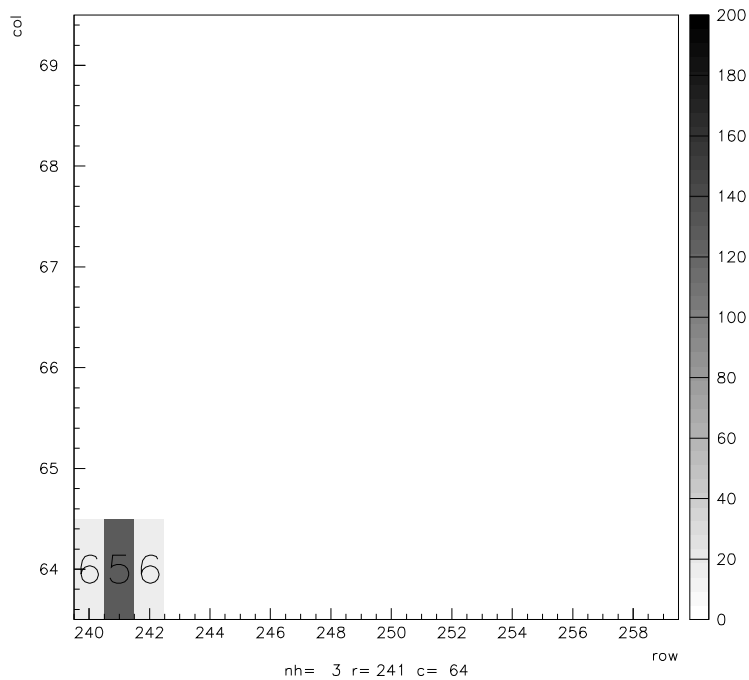


Figura 4.10: Cluster di 3 hit generato dal passaggio di una traccia nel pixel centrale che rivela un hit con un TOT maggiore e in anticipo rispetto al LVL1 degli altri due.

Prima della produzione della n-tupla è opportuno determinare la posizione relativa dei piani del telescopio e del sensore a pixel nel test beam e correggere così i valori nominali. In questa procedura, detta di *allineamento*, il sistema di riferimento è quello dato dal primo piano di strips mentre la distanza tra il primo e l'ultimo piano è supposta corretta quindi fissata al valore nominale. L'automatizzazione dell'allineamento è il punto più critico del programma H8 ed è necessario aver mascherato correttamente i sensori rumorosi perché la procedura di allineamento (iterativa) converga correttamente. L'algoritmo consiste in una serie di iterazioni volte a minimizzare i residui tra la posizione misurata da un particolare elemento del sistema e quella che si ottiene considerando i dati dell'intero apparato (piani del telescopio e sensore a pixel).

La ragione principale del mascheramento dei sensori rumorosi è dunque

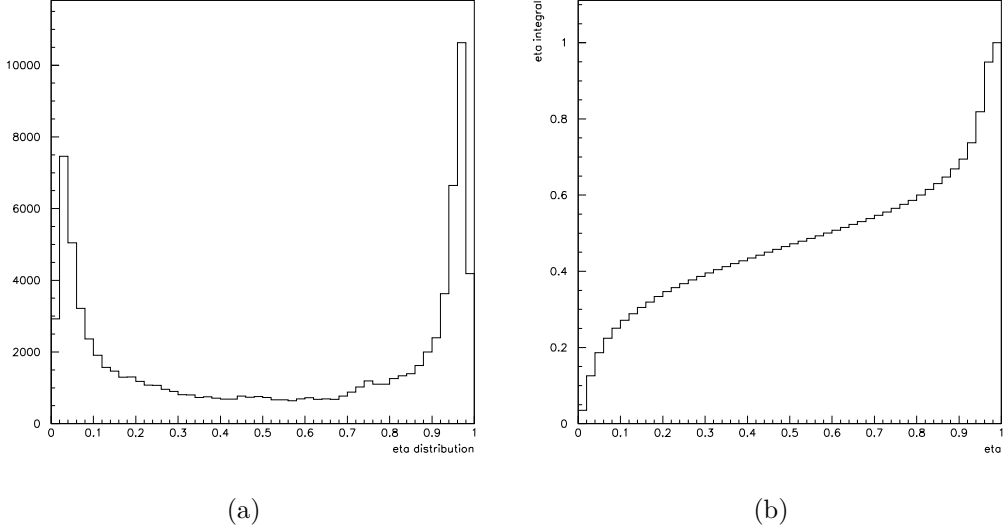


Figura 4.11: Distribuzione di η (a) e grafico della funzione η integrale (b) per un piano di strip.

che, nel caso di troppe ambiguità, la procedura di allineamento potrebbe non convergere.

Solo gli eventi che presentano la ricostruzione di una e una sola traccia nel telescopio sono presi in considerazione nell'allineamento. Per le analisi descritte nei capitoli successivi vengono inoltre posti dei requisiti aggiuntivi come la richiesta che la traccia ricostruita passi in una certa regione di fiducia del al sensore sotto test: l'extrapolazione della traccia deve rientrare nella regione sensibile del sensore distando dai bordi più di $50 \mu\text{m}$ per la coordinata x e $400 \mu\text{m}$ per la coordinata y . Si richiede inoltre che, nella ricostruzione della traccia, il valore della probabilità del χ^2 sia superiore a 0.02.

L' n -tupla che infine si ottiene contiene tutte le informazioni di ogni evento accettato e non interessato dal mascheramento ma può anche essere utile produrre n -tuple sospendendo il mascheramento dei pixel se si è interessati allo studio del rumore o ad analisi su particolari pixel.

I dati di una n -tupla sono organizzati in tre blocchi riguardanti rispettivamente le informazioni sulla traccia ricostruita dal telescopio, i pixel che hanno dato un hit nell'evento e i cluster costruiti dagli hit.

In questa tesi è rivolta particolare attenzione alle caratteristiche del sensore quando il fascio è incidente con un angolo di 10° . In ATLAS l'angolo di incidenza delle particelle, deviate dal campo magnetico, avrà un valore medio di circa 20° , variabile di diversi gradi attorno a questo valore. Il campo elettromagnetico agisce inoltre sul moto delle cariche liberate nel silicio producendo, nella loro raccolta, effetti equivalenti alla riduzione dell'angolo di incidenza di un angolo Θ_L , detto *angolo di Lorentz*[44], dipendente dal voltaggio con cui il rivelatore è polarizzato e variabile tra 8° e 15° (figura 4.12). Se μ_d è la mobilità di deriva (*drift*) degli elettroni nel reticolo e B l'intensità del campo magnetico, possiamo scrivere per l'angolo di Lorentz:

$$\tan \Theta_L = \mu_d B \quad (4.2)$$

Alla luce di queste considerazioni risulta giustificata la scelta di studiare in maggiore dettaglio le proprietà del sensore per tracce incidenti a 10° ed è attorno a questo angolo che si attendono le migliori prestazioni.

Lo studio qui esposto si riferisce a sensori simili al prototipo definitivo utilizzato nell'esperimento ATLAS; due differenti modelli di elettronica di Front End sono testate e confrontate: il modello FE-I1 è usato come riferimento nei grafici e nella descrizione delle procedure di analisi. Rispetto ad esso verranno confrontate le proprietà dell'elettronica FE-I3, di concezione più recente, che presenta alcuni miglioramenti tecnici circa il timewalk dei ganged pixel (introdotti nel capitolo 3) e l'uniformità delle soglie, che permettono una maggiore rapidità nella raccolta degli impulsi deboli (figura 4.13); questa proprietà, come sarà esposto in seguito, consente di ridurre le perdite di informazione che possono emergere nelle condizioni sperimentali all'LHC. Per il FE-I3 l'analisi propone inoltre una valutazione delle condizioni di operatività in seguito al danneggiamento da radiazioni ($10^{15} \text{n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$).

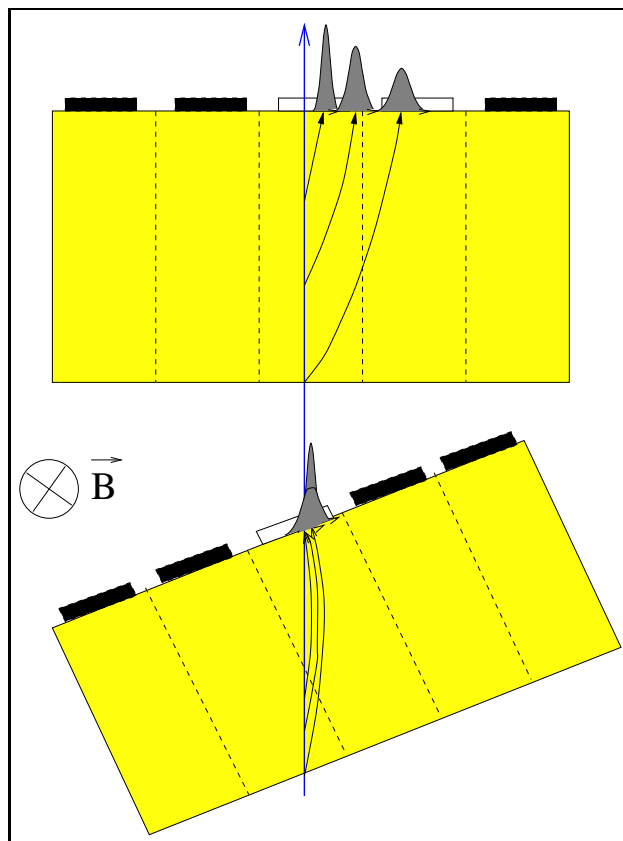


Figura 4.12: In presenza di un campo elettromagnetico le cariche liberate nel silicio subiscono l'effetto $\vec{E} \times \vec{B}$ equivalente alla riduzione dell'angolo di incidenza della traccia.

4.3 Ricerca e mascheramento dei pixel rumorosi

I pixel rumorosi (*hot pixel*) forniscono segnali anche se non sono interessati dal passaggio di una traccia, risulta quindi necessario individuarli ed eliminare la loro influenza sul lavoro di analisi creando opportuni file di mascheramento.

In figura 4.14 è rappresentata la distribuzione degli hit generati dai pixel di un sensore in una sequenza di eventi (*hit map*). Si osserva come ai segnali che individuano il profilo del fascio incidente si sovrappongono hit caratterizzati da un alto numero di presenze e localizzati anche in zone del sensore non illuminate dal fascio.

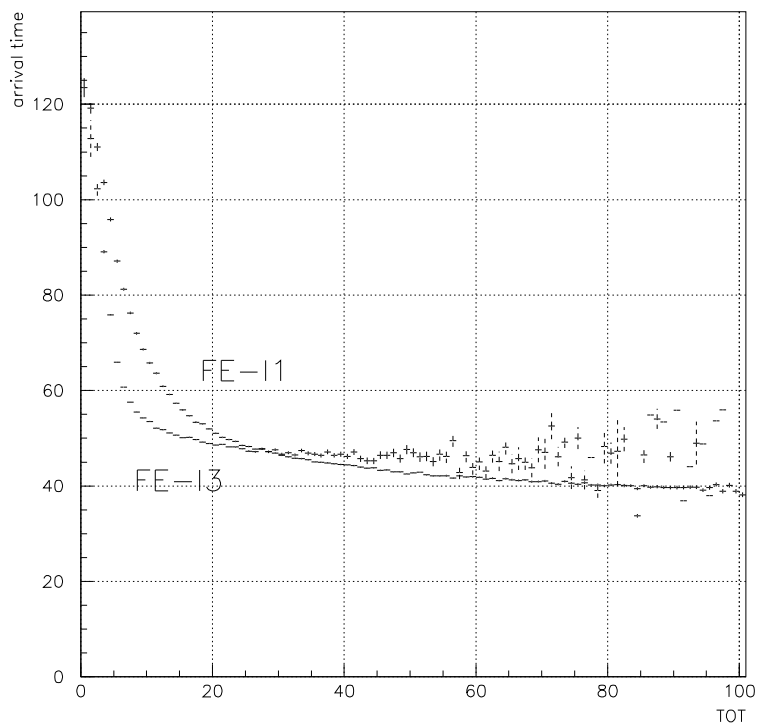


Figura 4.13: Tempo di arrivo in funzione del TOT per i due modelli di elettronica FE-I1 e FE-I3.

Durante il mio lavoro di tesi si è rivelato utile automatizzare ed implementare in H8 la procedura per la ricerca ed il mascheramento dei pixel rumorosi. Ciò è di particolare rilevanza nel caso dei moduli poiché questi contengono 16 volte i pixel letti da un chip singolo ed è quindi preferibile evitare una ricerca manuale basata sullo studio della hit map che rallenterebbe enormemente l'analisi dei dati e potrebbe risultare insufficiente. Un banale studio della hit map potrebbe inoltre non essere in grado di riconoscere un pixel rumoroso posto in una zona del sensore interessata dal passaggio delle tracce.

Un pixel rumoroso può essere individuato perché fornisce spesso un segnale che non è spazialmente coerente con la traccia estrapolata dal telescopio, ma in una zona del rivelatore fortemente illuminata dal fascio o per sensori

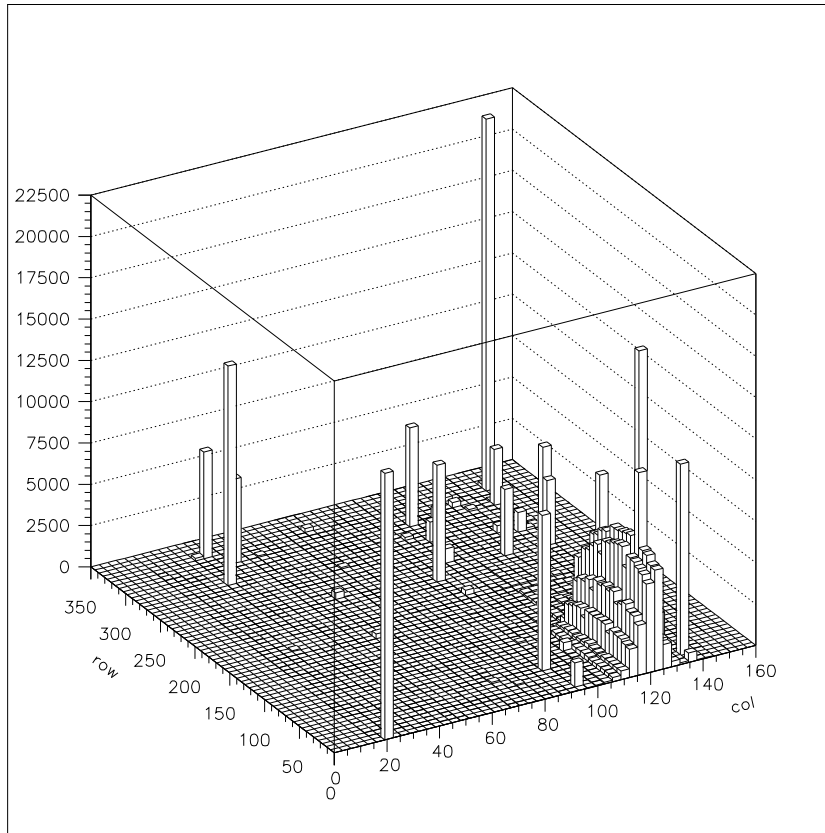


Figura 4.14: La distribuzione degli hit che si ottiene dopo una sequenza di eventi presenta hit generati da pixel rumorosi che si sovrappongono agli hit di segnale.

con pixel molto rumorosi, il rumore potrebbe essere difficilmente distinguibile dal segnale.

Un altro approccio, che è quello da me utilizzato per l'automatizzazione della ricerca, sfrutta la casualità temporale del rumore e consiste nell'utilizzare l'informazione del level1 per identificare hit temporalmente incoerenti con il passaggio della traccia; in questo modo si rimane indipendenti dalle prestazioni del telescopio e l'identificazione del rumore è meno arbitraria.

Il tempo che intercorre tra lo scatto del trigger e il segnale del pixel colpito può fluttuare entro un ristretto intervallo e la distribuzione del level1 mostra una statistica prevalentemente distribuita su tre o quattro bunch crossing (75 ns o 100 ns).

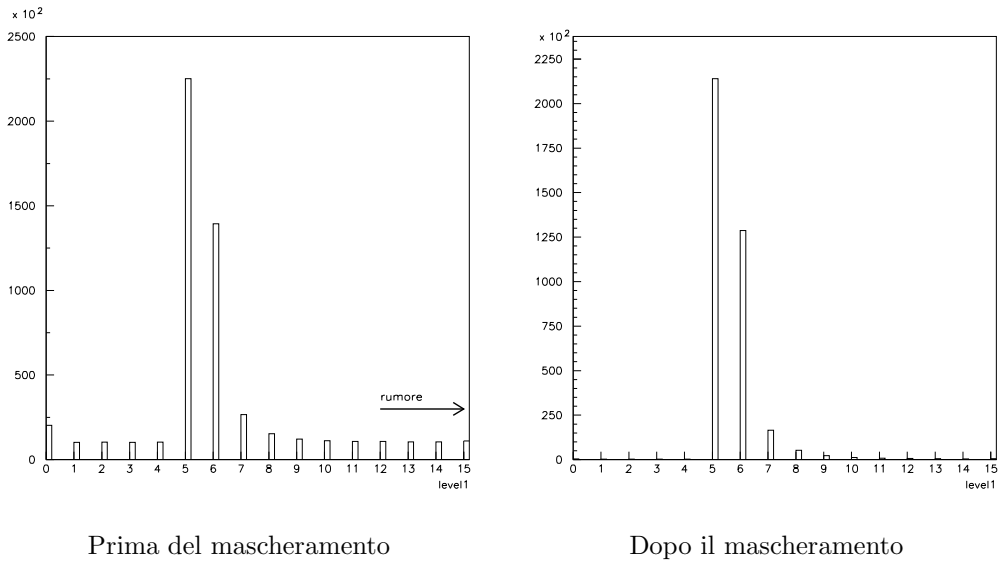


Figura 4.15: Distribuzione del level1 prima e dopo il mascheramento dei pixel rumorosi

Un pixel viene quindi considerato rumoroso se fornisce troppo spesso segnali eccessivamente lontani dal bunch crossing atteso che è semplicemente il canale del massimo nella distribuzione del LVL1: un hit distante più di 6 canali dal canale dal massimo può essere associato a rumore (figura 4.15).

Se consideriamo un modulo non irraggiato, costituito da circa 50000 pixel e per il quale sono stati raccolti i dati di circa 300000 eventi, il numero di hit asincroni rispetto al trigger che si contano è dell'ordine di 10000, quindi il tasso con cui un normale pixel fornisce un segnale fuori tempo è dell'ordine di 10^{-6} (un pixel fornisce un hit di rumore ogni 10^6 tracce che incidono sul rivelatore). Con questa procedura si mascherano i pixel che contribuiscono per più dello 0,025% al numero totale degli hit di rumore ovvero pixel che forniscono più di un segnale rumoroso ogni 10^5 eventi.

In figura 4.16 è rappresentata una hit map per un modulo costruita contando il numero di volte in cui ogni pixel dà un segnale fuori tempo; la scelta dei pixel da mascherare corrisponde quindi a porre una soglia (indicata dalla freccia) al di sopra della quale il pixel va mascherato. Tale soglia dipende, come già detto, dal numero totale di hit lontani dal canale temporale atteso

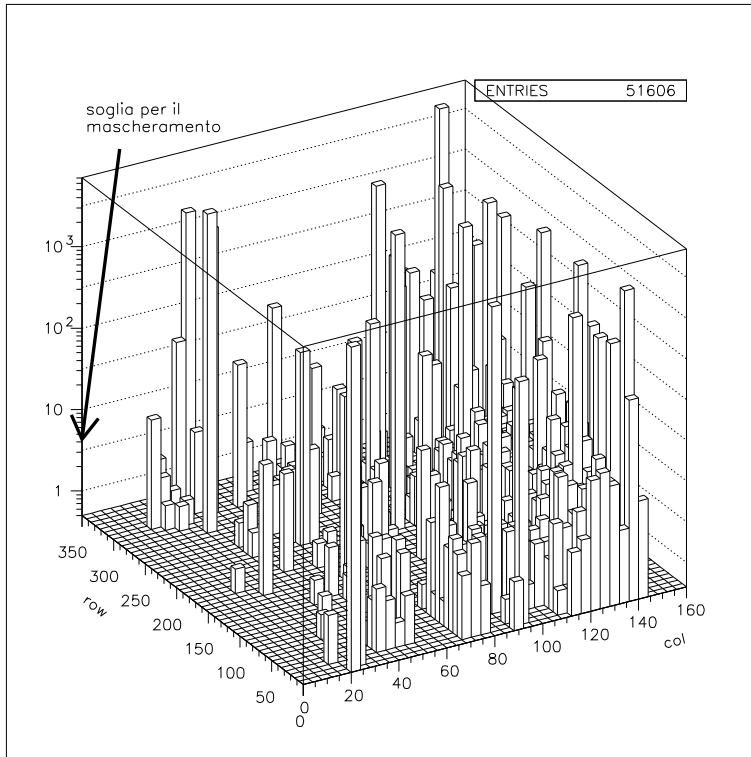


Figura 4.16: Distribuzione dei pixel che danno segnali fuori tempo (scala logaritmica).

così, ad esempio, se in una serie di eventi si contano 30000 hit attribuibili a rumore, saranno mascherati i pixel che forniscono più di 7 hit fuori tempo; qualunque sia il numero totale di hit attribuibili a rumore risulta comunque opportuno tollerare pixel che non danno più di 4 segnali fuori tempo.

Dopo il mascheramento dei pixel rumorosi la distribuzione del level1 presenta solo hit temporalmente coerenti con l'arrivo della traccia (figura 4.15).

La maschera che infine si ottiene è un file che contiene le coordinate dei pixel riconosciuti rumorosi dall'algoritmo. Eventualmente ad essi vanno aggiunti i pixel che non danno mai alcun segnale anche quando sono attraversati dalla traccia (*dead pixel*); il loro riconoscimento è più complesso da automatizzare ma sono facilmente riconoscibili da uno studio della hit map in quanto spesso si estendono ad intere zone del modulo o di un chip dove i contatti elettronici (come i bump bonding) non collegano bene il sensore al readout

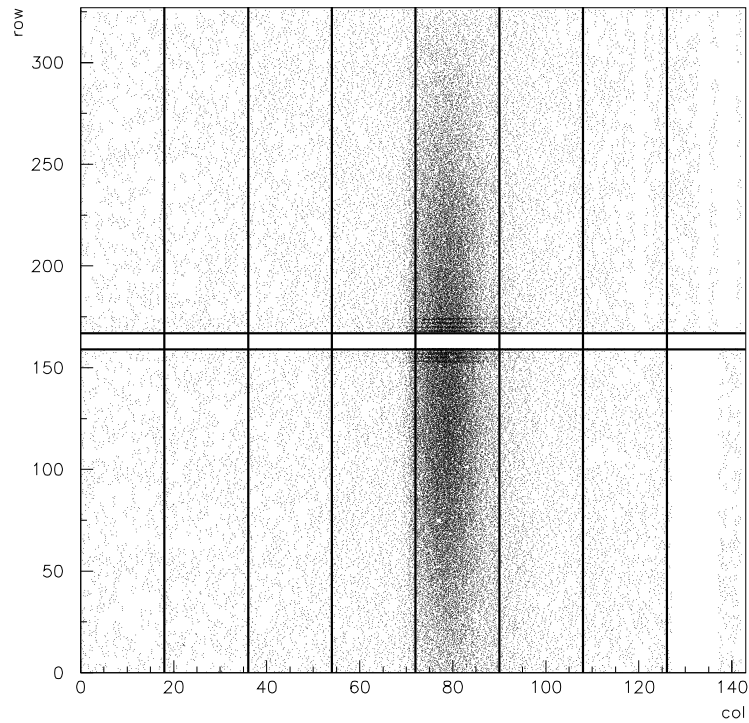
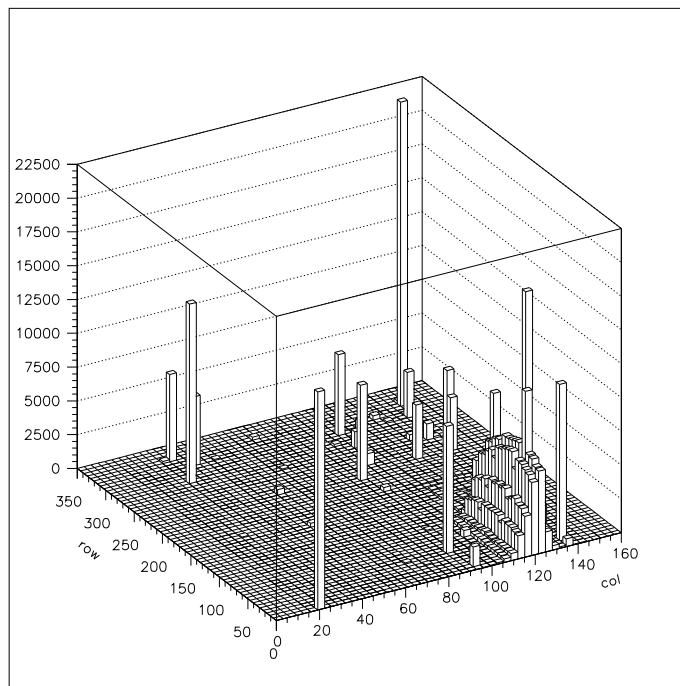


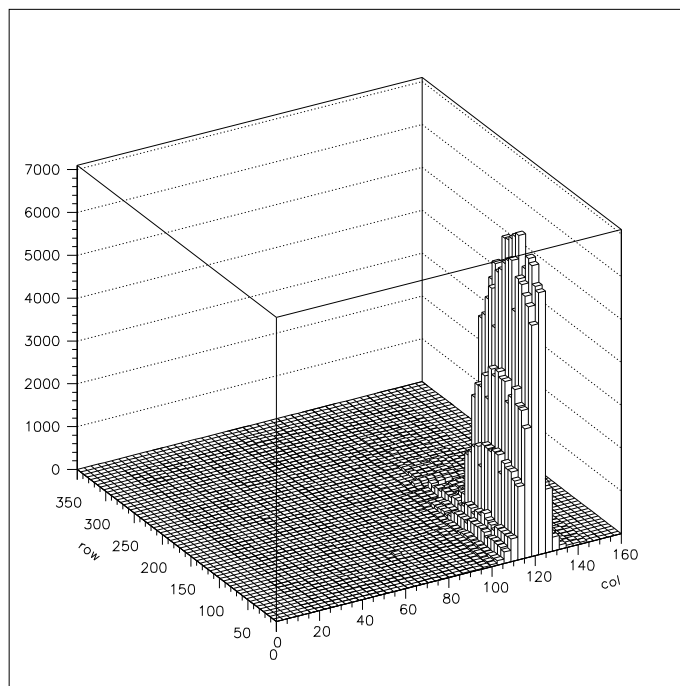
Figura 4.17: Hit map per un sensore che mostra, sulla destra, regioni di geometria rettangolare, totalmente prive di segnali (dead pixel).

elettronico (figura 4.17).

Nella figura 4.18 sono riportate le mappe degli hit per un modulo prima e dopo il mascheramento; osserviamo che la zona illuminata dal fascio non è chiaramente visibile prima del mascheramento poiché sovrastata dai picchi dei pixel più rumorosi. Dopo il mascheramento dalla hit map si osserva invece chiaramente la zona illuminata dal fascio e gli hit risultano quindi, oltre che temporalmente, anche spazialmente coerenti con le tracce.



(a) Prima del mascheramento



(b) Dopo il mascheramento

Figura 4.18: Mappa degli hit per un modulo prima e dopo il mascheramento.

Capitolo 5

Analisi dei cluster

Nel capitolo precedente si è mostrato come i dati grezzi che si ottengono dal test su fascio vengano elaborati e organizzati in n-tuple che agevolano lo studio delle prestazioni dei dispositivi a pixel.

In questo capitolo si descrive la risposta fornita dai rivelatori a pixel in seguito al passaggio di una traccia e vengono esposte alcune considerazioni che rappresentano un primo elementare approccio alle caratteristiche di questi dispositivi.

5.1 Selezione dei cluster

Come detto nel capitolo precedente la risposta del rivelatore al passaggio di una particella (evento) è fornita da un insieme di pixel che raccolgono una quantità di carica superiore ad una certa soglia. Tutti i pixel adiacenti vengono raggruppati e formano oggetti detti *cluster*, quindi per un evento si possono avere più cluster e un cluster è costituito da almeno un pixel che dà segnale (*hit*).

In figura 5.1 è rappresentata la distribuzione del numero di cluster per evento a 10° nel caso di un modulo non irraggiato e di uno irraggiato. Si nota che il danneggiamento da radiazione contribuisce alla statistica degli

eventi nei quali il rivelatore a pixel non registra alcun segnale (si veda anche la tabella 5.1).

Il problema della rilevazione di più cluster per un dato evento è in parte riconducibile al rumore e la procedura di mascheramento dei pixel rumorosi, descritta nel capitolo precedente, mirata alla riduzione del rumore, fa effettivamente decrescere il numero medio di cluster per evento.

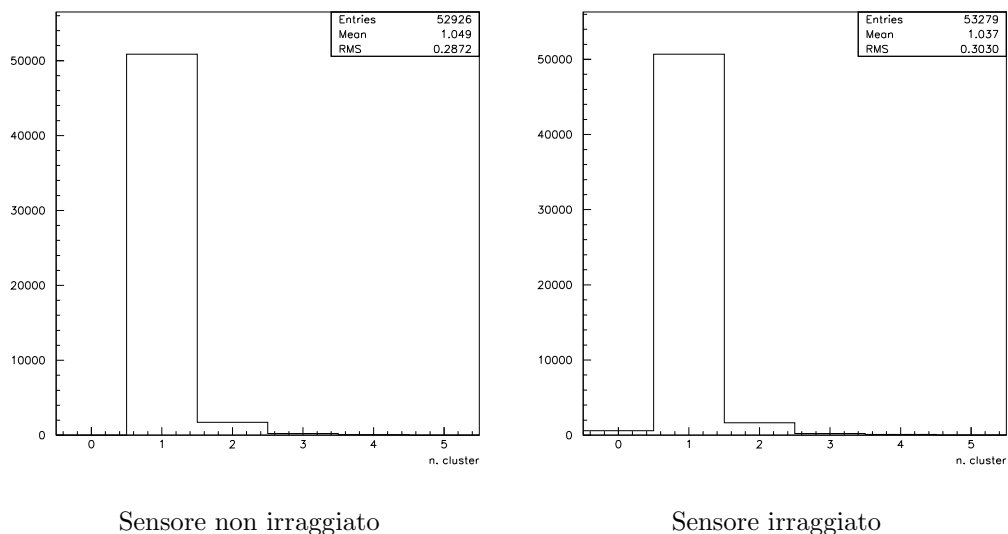


Figura 5.1: Distribuzione del numero di cluster per evento per un sensore non irraggiato e uno irraggiato a 10° .

Un'altra causa che può portare alla presenza di più cluster in un evento è la possibile presenza di tracce multiple ma, come già detto, il criterio per la selezione degli eventi che richiede l'unicità della traccia ricostruita riduce al minimo questa eventualità.

L'ambiguità che si ha nel caso di più cluster in un evento viene risolta semplicemente considerando il cluster che individua la posizione più vicina al punto di estrapolazione della traccia fornita dal telescopio. Il calcolo della posizione di un certo cluster non è banale e richiede particolari considerazioni che saranno affrontate dettagliatamente nel capitolo 7.

L'angolo nel piano yz tra la traccia della particella incidente e la normale al piano del sensore è zero, quindi solo una piccola frazione dei cluster di

pixel interessano più di una colonna. Gli eventi a multi-colonne sono esclusi dall'analisi della risoluzione spaziale che dunque si riduce ad un problema unidimensionale.

5.2 Dimensione e forma dei cluster

La molteplicità degli hit di un cluster dipende principalmente dall'angolo di incidenza della traccia sul sensore (figure 5.2 e 5.3)

I tipici cluster prodotti da una singola particella che incida ad angolo retto sul sensore consistono prevalentemente di un singolo pixel (nel 70% dei casi) o due hit (20%) che risultano tendenzialmente allineati in modo da appartenere alla medesima colonna; i cluster con molti hit sono estremamente rari.

A 10° dominano i cluster a doppio hit (70% 2 hit e 30% 1 hit) e sarà mostrato nei capitoli successivi come ciò influisca positivamente sulla risoluzione spaziale del sensore.

In tabella 5.1 sono riportate le statistiche relative ai moduli FE-I1, FE-I3 e FE-I3 irraggiato a 10° . Si nota come l'esposizione all'irraggiamento riduce l'efficienza del rivelatore nella raccolta di carica e, di conseguenza, cala il numero dei segnali acquisiti nell'evento.

Una esplicita rappresentazione dei clusters può essere fatta come in figura 5.4, indicando per ogni hit il canale del level1 (che fornisce entro 25 ns un'informazione temporale sull'hit) e l'altezza dell'impulso, o il TOT se non si dispone di una calibrazione della carica.

Va ricordato che ad un basso valore della carica raccolta corrisponde un maggiore tempo di permanenza del segnale sotto la soglia elettronica durante la salita e quindi l'hit può cadere in un bunch crossing successivo a quello che ci si attende. È questa una delle problematiche fondamentali affrontate in questa tesi.

Gli hit che costituiscono un cluster possono cadere in bunch crossing diversi come si osserva nelle rappresentazioni appena descritte. I pixel più

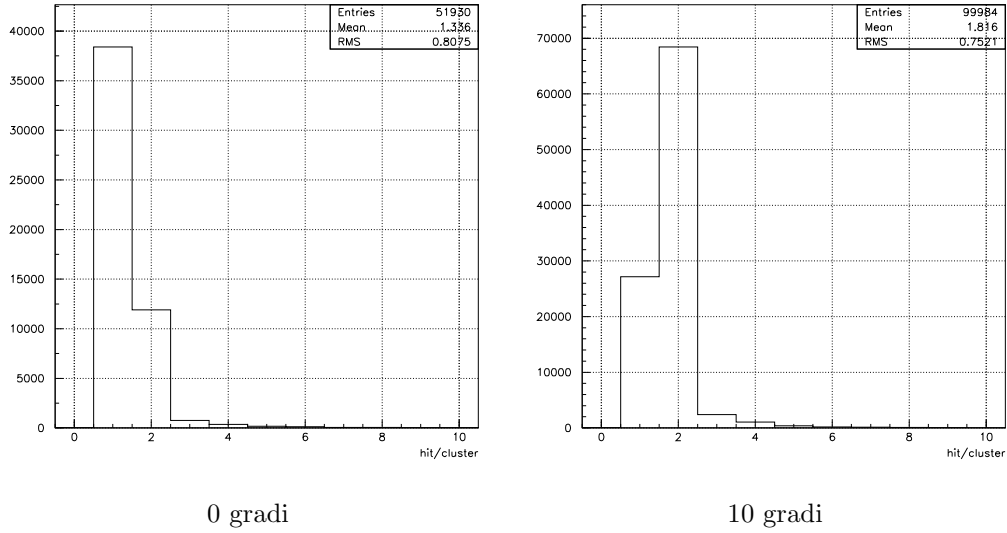


Figura 5.2: Distribuzione del numero degli hit che compongono i cluster per sensori a 0 e 10 gradi (FE-I1).

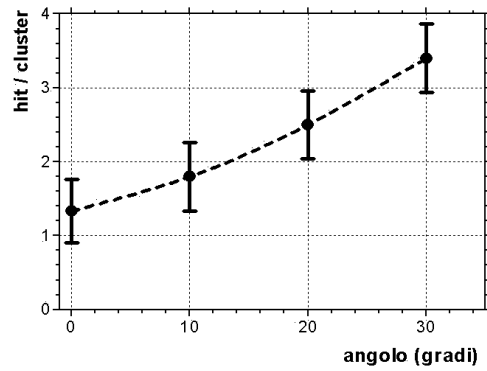


Figura 5.3: Valore medio del numero di hit che compongono i cluster in funzione dell'angolo di incidenza della traccia.

	FE-I1	FE-I3	FE-I3 irr.
vtaggio (V)	150	600	600
cluster/evento (media)	1.05	1.05	1.04
0 cluster	0.06%	0.002%	1.2%
1 cluster	95.8%	96.2%	94.5%
≥ 2 cluster	4.1%	3.8%	4.3%
hit/cluster (media)	1.8	1.7	1.4
1 hit	27%	39%	65%
2 hit	68%	57%	33%
3 hit	2.4%	2.1%	1.3%
≥ 4 hit	2.6%	1.9%	0.7%
hit/evento (media)	1.9	1.8	1.5

Tabella 5.1: Statistica delle caratteristiche dei cluster per sensori a 10° .

vicini al punto d'impatto della particella incidente raccolgono una grande quantità di carica e forniscono segnali con un TOT più alto e un basso timewalk e, in generale, sono temporalmente in anticipo rispetto ai segnali più deboli. L'informazione temporale di un cluster deve allora essere ricostruita prendendone in considerazione solo gli hit più veloci e quindi il level1 più basso tra quelli interessati dagli hit del cluster; questo valore del level1, assieme al valore del TDC dell'evento, determina, come descritto nel capitolo precedente, il tempo di arrivo del cluster utilizzato in questo lavoro nello studio delle proprietà del detector a pixel in funzione della fase tra fascio e clock. Sarà mostrato nel capitolo 8 come, nelle condizioni dell'esperimento ATLAS all'LHC, la distribuzione degli hit di un cluster su più canali del level1 conduce ad una dipendenza della risoluzione dalla fase.

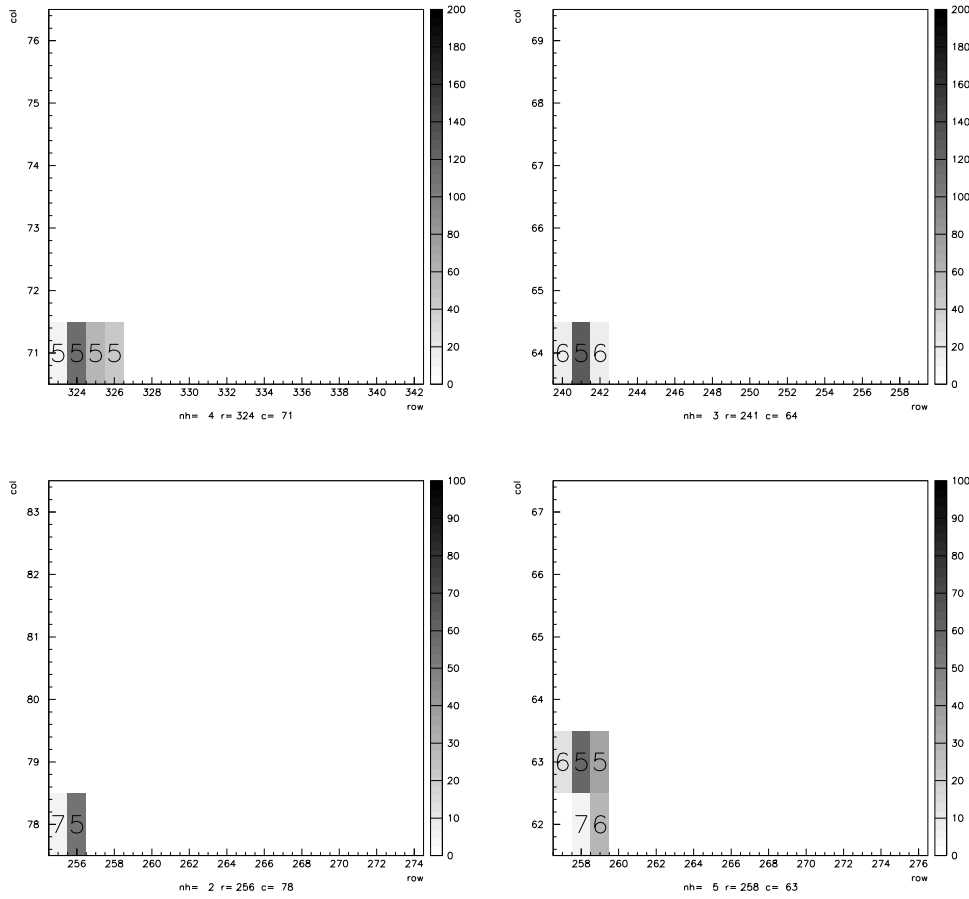


Figura 5.4: Esplicita rappresentazione di alcuni cluster che ne indica la struttura spaziale, la posizione nel sensore a pixel, il level1 degli hit, la carica raccolta (TOT) e le coordinate della cella attraversata dalla traccia secondo la ricostruzione del telescopio.

5.3 Cluster con molti hit

I cluster grandi almeno 5 hit sono una frazione piccola del numero totale degli eventi (figura 5.5) e per questi si osservano forme più complicate che possono essere indicative della fusione di almeno due cluster prodotti da più di una traccia, del rumore elettronico o della produzione di un raggio δ . Estrarre una misura della posizione da questi cluster conduce in generale a risultati poco precisi.

In figura 5.6 sono riportati alcuni esempi di cluster anomali per le lo-

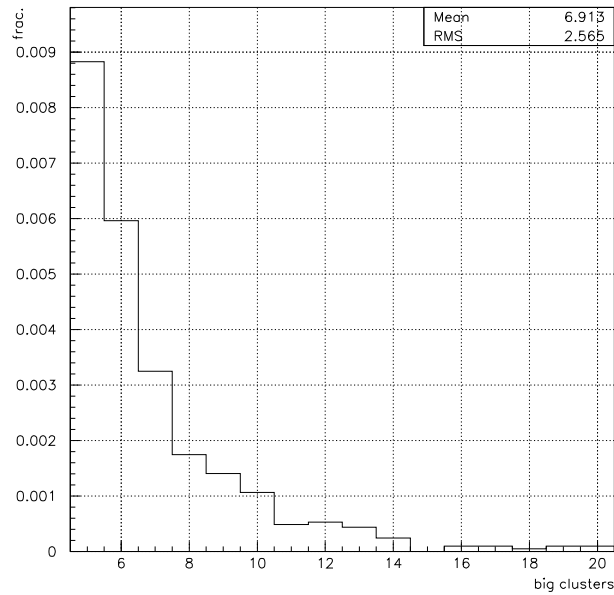


Figura 5.5: Frazione dei cluster grandi (≤ 5 hit) rispetto al numero totale di cluster. In ascissa si ha il numero di hit che compongono il cluster.

ro eccessive dimensioni. Tali cluster mantengono comunque la tendenza ad estendersi lungo le colonne e spesso si osservano per lo stesso cluster due massimi per la carica raccolta posti ai due estremi della lunghezza. A prima vista questa caratteristica potrebbe essere attribuita alla fusione di due o più cluster vicini, prodotti simultaneamente da più particelle e non separabili mediante l'algoritmo che definisce il cluster; un calcolo esplicito di questa possibilità mostra, però, come essa sia improbabile: dalla tabella 5.1 si vede, infatti, che la probabilità di misurare più di un cluster è circa il 4%; considerando che l'area del fascio incidente copre una superficie del sensore di circa 4 chip (~ 11600 pixel), si ha che la probabilità che due cluster siano tanto vicini da essere uniti è indicativamente dello 0.002% !

A fronte di una statistica dell'ordine del 2% per i cluster con più di 3 hit è realistico ipotizzare che, nel caso di cluster grandi, l'interazione tra la particella incidente ed il silicio del sensore abbia prodotto un raggio δ .

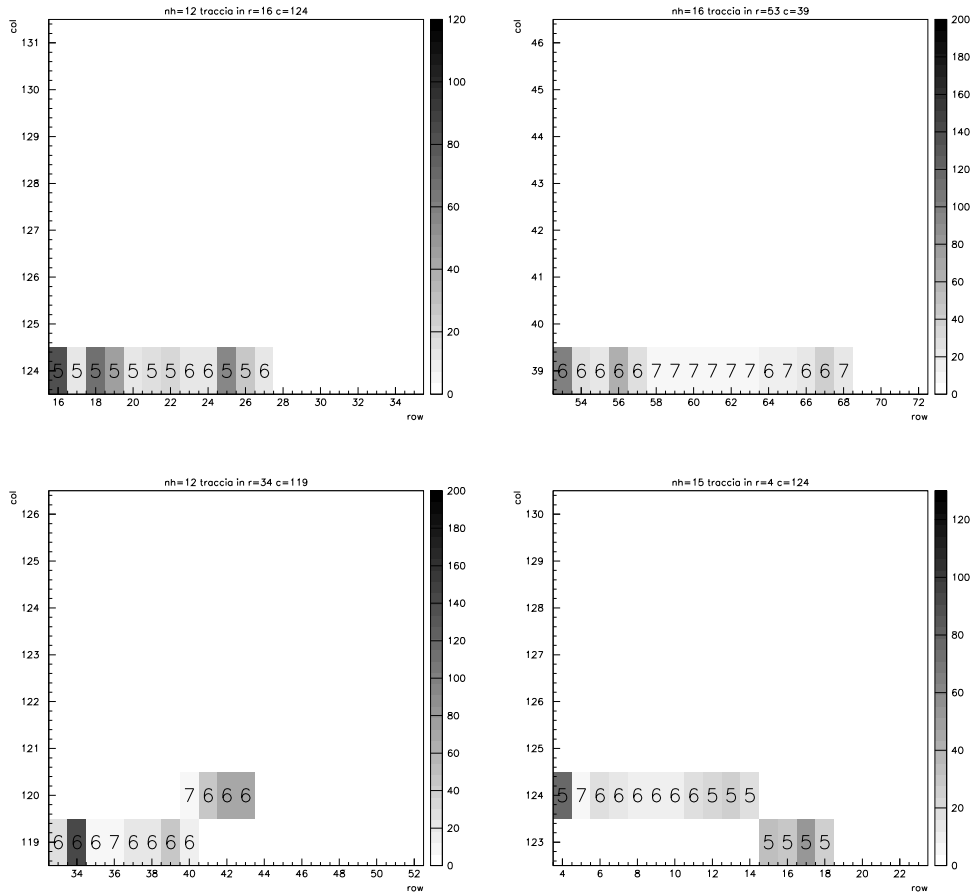


Figura 5.6: Esempi di cluster con dimensioni anomale. Per ognuno sono indicate le coordinate della cella attraversata dalla traccia.

Questo elettrone molto energetico assume una traiettoria indipendente da quella del pione primario appartenente al fascio e rilascia debolmente parte della sua energia in una scia di pixel fino a raggiungere il termine della sua corsa dove cede la maggior parte della sua energia coerentemente con la curva che descrive la perdita di energia per ionizzazione in un tratto dx , dE/dx in funzione di E , per un elettrone nel silicio riprodotta in figura 5.7.

Nella figura 5.8 è invece riportato il grafico del range per elettroni nel silicio, dal quale è possibile estrarre una stima dell'energia dei raggi δ che, percorrendo nel silicio un tragitto compreso tra $250 \mu\text{m}$ e $500 \mu\text{m}$ (dalla

figura 5.5 si può assumere un tragitto medio di $350 \mu\text{m}$), presentano energie comprese tra 200 KeV e 500 KeV.

Conclusioni

A partire dai dati organizzati nel formato delle n-tuple è stato mostrato come si possa ricostruire la risposta di un modulo a pixel al passaggio di una traccia. I pixel che raccolgono carica forniscono hit che, raggruppati in cluster, danno informazioni spazio-temporali sul passaggio delle tracce. La dimensione dei cluster è statisticamente legata all'angolo di incidenza della traccia e, per angoli di incidenza di 0° o 10° , è probabile la formazione di cluster a 1 o 2 hit, con prevalenza di singolo hit a 0° e doppio hit a 10° . Come sarà esposto più avanti la presenza di cluster a doppio hit risulta benefica per la risoluzione spaziale in quanto da essi il calcolo della posizione del passaggio di una traccia può avvalersi dell'interpolazione di carica.

Per bassi angoli di incidenza è comunque possibile la formazione di cluster di grosse dimensioni (≤ 5 hit). La probabilità di simili eventi è dell'ordine del 2% e la causa è attribuibile alla formazione di raggi δ generati dall'interazione tra le particelle incidenti ed il silicio. Data la direzione casuale dei raggi δ emessi, l'informazione che questi cluster forniscono sulla posizione della traccia incidente non può essere attendibile. Nel contesto dell'esperimento ATLAS le ambiguità saranno comunque ridotte al minimo con l'ausilio delle informazioni provenienti dagli altri strati del rivelatore a pixel, dagli altri apparati di rivelazione, e con opportune selezioni degli eventi.

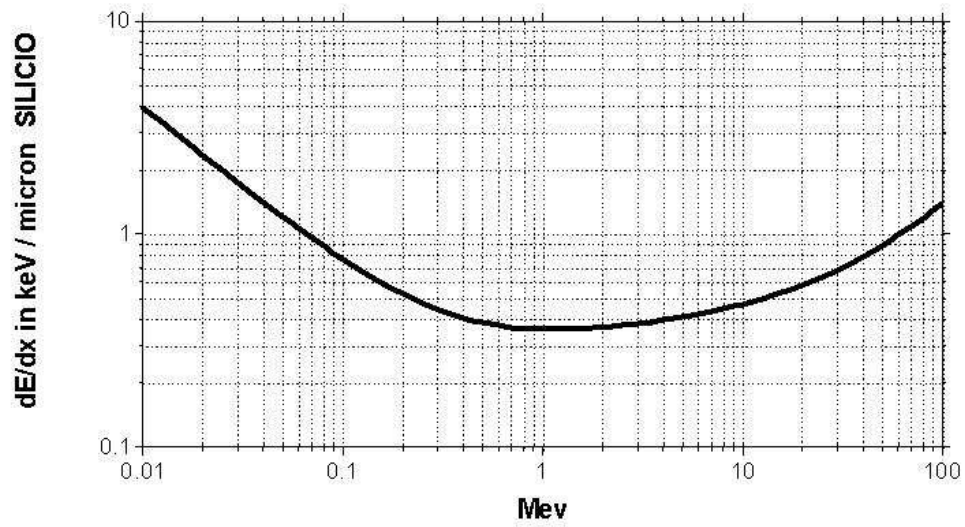


Figura 5.7: Energia specifica persa da elettroni nel silicio.

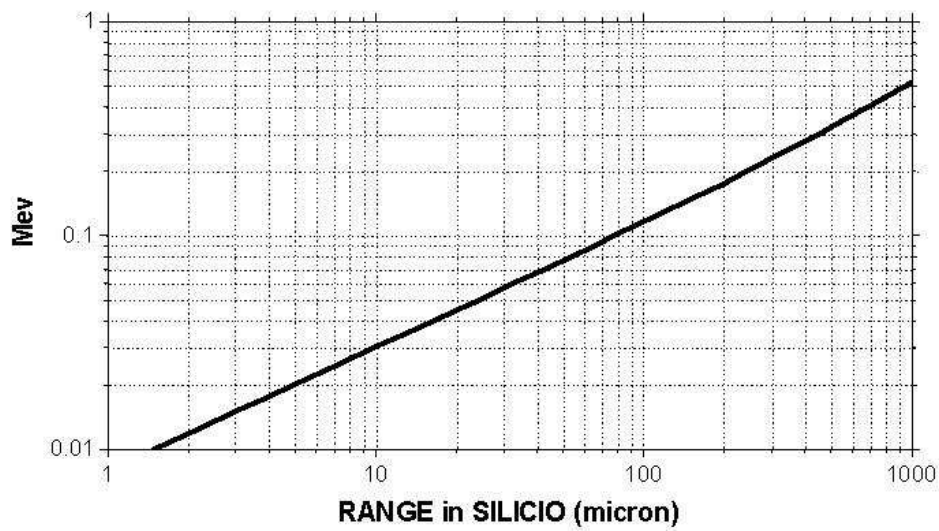


Figura 5.8: Range per elettroni nel silicio.

Capitolo 6

Efficienza

In questa sezione si definisce il concetto di efficienza per i rivelatori a pixel e si presentano le misure effettuate su alcuni dispositivi analizzando le diverse cause che danno luogo alle perdite in efficienza.

6.1 Efficienza in funzione della fase

Per un dato evento (rappresentato dallo scatto del trigger), superata la selezione delle tracce discussa nei capitoli precedenti, si possono presentare quattro differenti situazioni [45]:

- il detector a pixel non rivela alcun hit (zero cluster)
- viene rivelato un cluster lontano dal punto di estrapolazione della traccia sul detector (perdita spaziale del cluster)
- viene rivelato un cluster lontano dal bunch crossing atteso (perdita temporale del cluster)
- viene rivelato un cluster vicino al punto della traccia estrapolato sul detector e nel bunch crossing atteso (cluster coerente)

Per ogni fase, ovvero per ogni canale TDC, vengono contati il numero di eventi e, per ogni canale del LVL1 si calcola la frazione di eventi con un

cluster in una certa finestra spaziale; è richiesto che la distanza del cluster dall'extrapolazione sia minore di $200 \mu\text{m}$ per la coordiana x e $400 \mu\text{m}$ per la y . Questa frazione è rappresentata in un grafico come quello in figura 6.1 per i canali del LVL1 di interesse ($LVL1_{start}$, $LVL1_{start} + 1$, $LVL1_{start} + 2$) utilizzando la scala temporale tra 0 e 75 ns precedentemente descritta e che individua il bunch crossing e la fase.

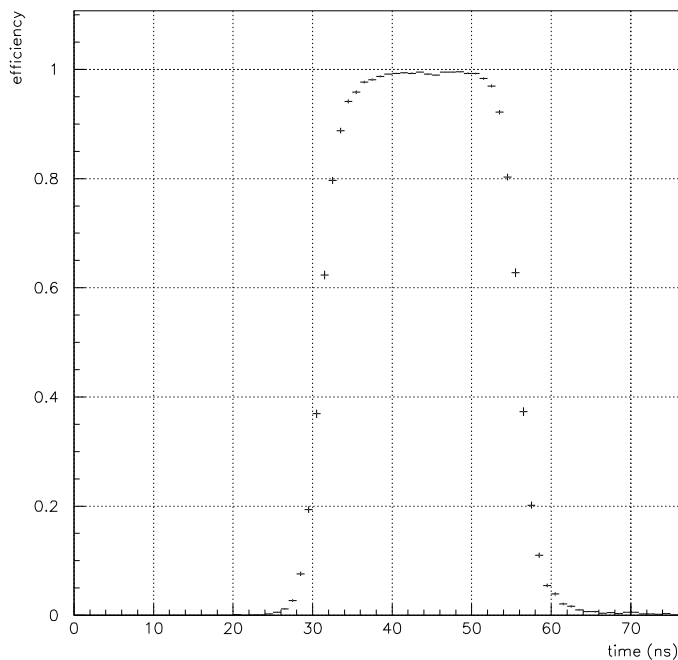


Figura 6.1: Efficienza rispetto alla fase (modulo FE-I1)

L'efficienza minima richiesta per l'ATLAS Pixel Detector specificata nel Technical Design Report [17] è del 97 %; normalmente le prestazioni di un sensore a pixel non irraggiato presentano un'ottima efficienza il cui massimo supera il 99 % e con intervallo di circa 10 ns in cui si mantiene pressocché costante (*plateau*). Il massimo di efficienza è l'efficienza che può essere ottenuta con un'opportuna sincronizzazione tra il tempo di arrivo delle particelle e il clock; la larghezza del plateau fornisce quindi il margine per la precisione

entro cui si può sincronizzare la fase per le operazioni all'LHC.

6.2 Fit dell'efficienza

In generale il fit della curva di efficienza assume una distribuzione temporale data dalla convoluzione tra una funzione esponenziale e una gaussiana [38] (figure 6.2 e 6.3) ed è determinato da quattro parametri che ne caratterizzano la forma:

ϵ [%]	massimo dell'efficienza;
t_0 [ns]	tempo di partenza;
τ [ns]	costante di tempo dell'esponenziale;
σ [ns]	RMS della gaussiana;

La funzione interpolatrice per l'efficienza, $f(t)$, può essere scritta come:

$$f(t) = \epsilon[I(t) - I(t - 25 \text{ ns})] \quad (6.1)$$

dove, definendo la funzione normalizzata $F(x)$ come:

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{\xi^2}{2}} d\xi \quad (6.2)$$

il termine $I(t)$ è dato da:

$$I(t) = F\left(\frac{\sqrt{2}(t - t_0)}{\sigma}\right) - F\left(\frac{\sqrt{2}(t - t_0 - \frac{\sigma^2}{\tau})}{\sigma}\right) e^{\frac{(t - t_0 - \frac{\sigma^2}{\tau})}{\tau}} \quad (6.3)$$

La prima parte di $I(t)$ è una sigmoide normalizzata (una curva ad “s” di altezza unitaria), centrata in t_0 , le cui concavità sono determinate dal parametro σ ; l'altra parte di $I(t)$ è un termine, dipendente da t_0 , σ e τ , che agisce sulla seconda parte della sigmoide e ne ritarda ulteriormente il raggiungimento del plateau, in modo determinato dal parametro τ .

Raggiunto il massimo ϵ , il fit dell'efficienza decresce in maniera pressoché simmetrica, in modo tale che le caratteristiche che descrivono la salita siano riprodotte nella fase della discesa, traslate di 25 ns.

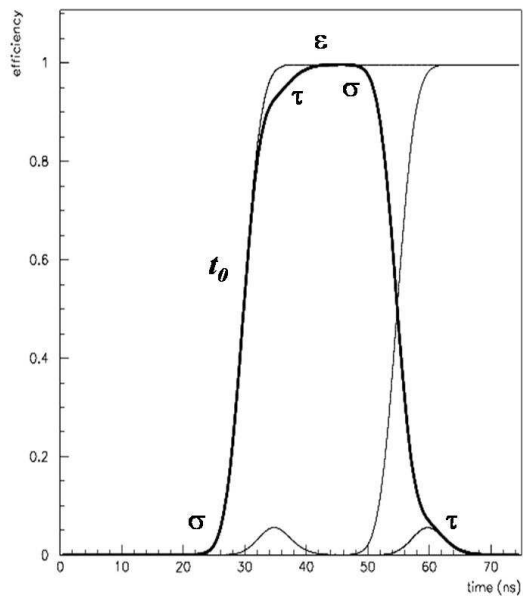


Figura 6.2: Funzione utilizzata per il fit dell'efficienza

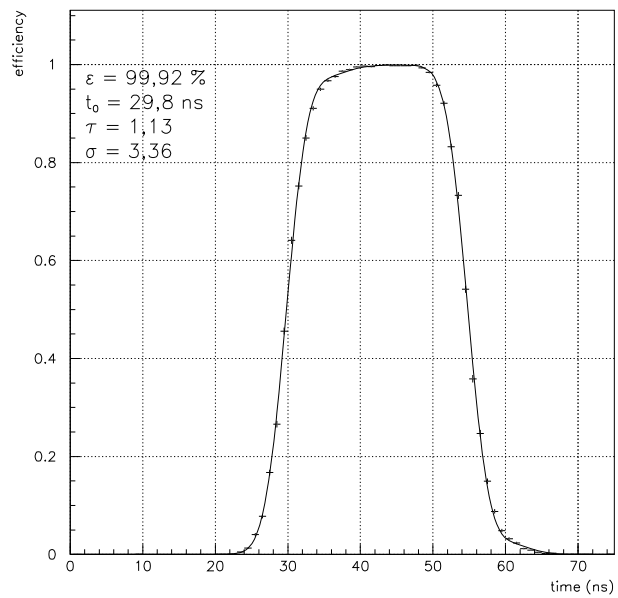


Figura 6.3: Fit dell'efficienza applicato ai dati di un sensore.

Alcuni sensori analizzati hanno mostrato palesi anomalie nelle curve di efficienza per le quali il semplice fit appena descritto non è adeguato (figura 6.4).

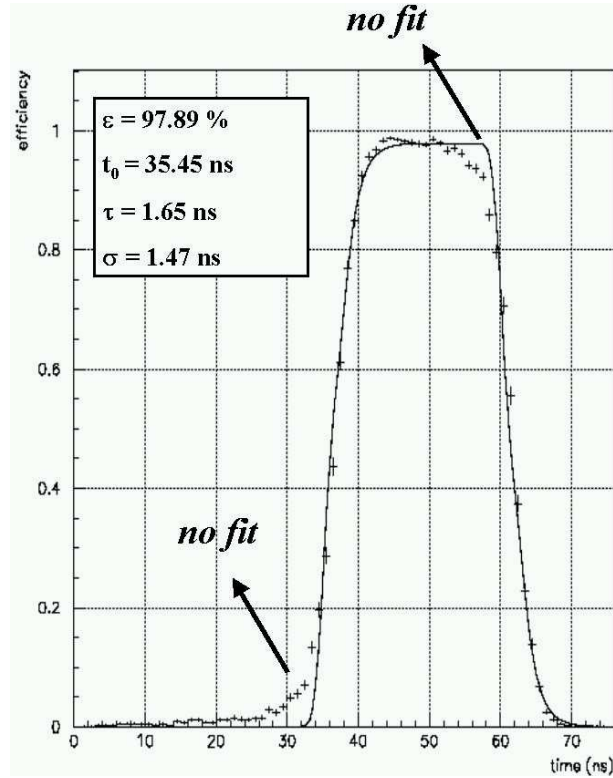
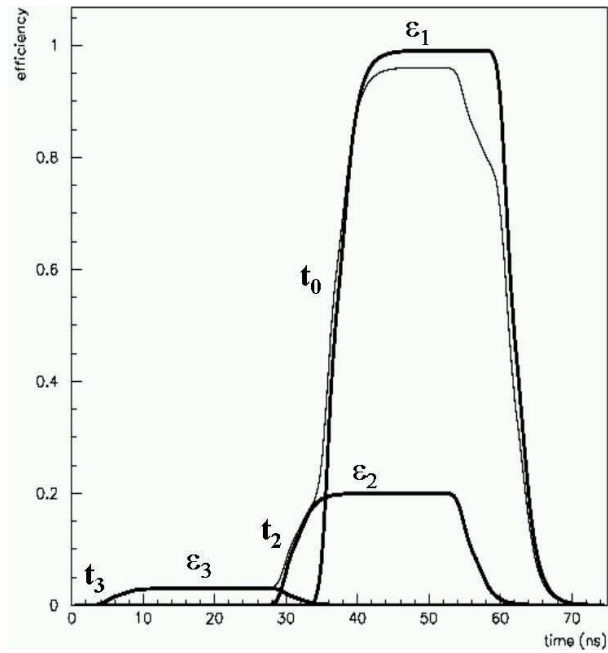
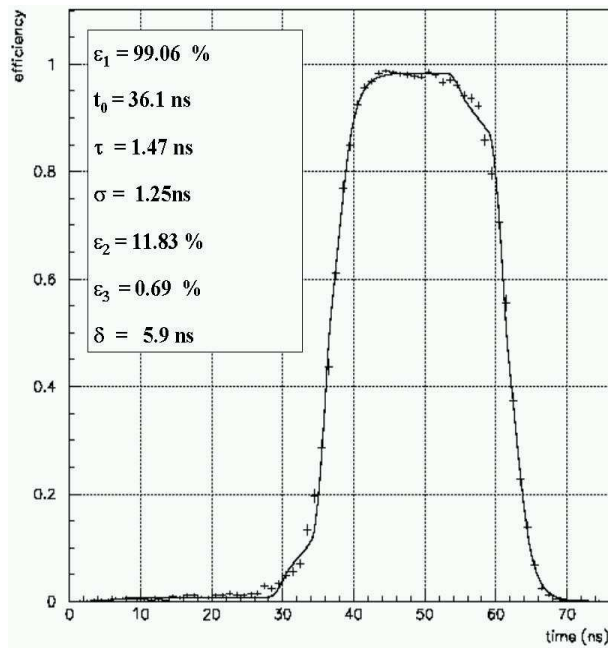


Figura 6.4: Fit inadeguato per un grafico di efficienza anomalo.

Questa anomalia non era causata da difetti del sensore sottoposto al test su fascio ma, probabilmente, da un'errata impostazione del sistema di trigger. In questi casi si ottiene una migliore funzione interpolatrice se si suppone la presenza di un errore casuale nel trigger che anticipa il tempo di arrivo del cluster di δ ns o $\delta+25$ ns (figure (a) e (b) in 6.5). In questo modello l'efficienza è data dal contributo di 3 curve standard con differenti altezze ($\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$) e tempi ($t_0, t_1 = t_0 - \delta, t_2 = t_1 - 25$ ns).



(a)



(b)

Figura 6.5: Costruzione di una funzione per il fit di efficienze con anomalie di trigger (a) e interpolazione dell'efficienza con tale funzione (b).

sensore	FE-I1	FE-I3	FE-I3 irr.
ϵ (%)	99.9	99.9	98.4
t_0 (ns)	29.8	37.0	36.7
τ	1.1	0.8	1.3
σ	3.4	2.7	2.6
plateau	$39 \div 49 ns$	$45 \div 55 ns$	$46 \div 56 ns$
ϵ media	99.71	99.88	98.13
zero hit	0.04	0.005	1.09
perdita spaziale	0.02	0.005	0.05
perdita temporale	0.23	0.11	0.73
anticipo	0.07	0.07	0.01

Tabella 6.1: Parametri dei fit dell'efficienza e perdite in efficienza.

6.3 Perdite in efficienza

In una condizione ideale in cui il rivelatore non presentasse alcun tipo di perdita in efficienza si osserverebbe una distribuzione rettangolare di altezza unitaria e larga 25 ns.

Gli eventi con zero cluster, che possono indicare la presenza di pixel non funzionanti, e quelli con perdita spaziale del cluster, spesso attribuibili a cluster grandi (con più di 3 hit) prodotti da raggi δ , normalmente non dipendono dalla fase e abbassano uniformemente la distribuzione dell'efficienza.

Nello studio dell'efficienza intrinseca del rivelatore le perdite di efficienza derivanti da eventi con zero cluster possono essere ridotte col mascheramento dei pixel che non danno mai alcun segnale anche se colpiti direttamente dal fascio (dead pixel), attribuibili in generale a difetti nelle connessioni elettroniche (bump bonding).

Le perdite temporali tendono a disperdere la distribuzione su più canali del LVL1. In particolare il timewalk di cluster con bassa raccolta di carica ne ritarda la rilevazione di 25 ns producendo nella distribuzione dell'efficienza le

curve caratterizzate dal parametro τ ; i cluster rilevati in anticipo rispetto al tempo atteso, attribuibili al rumore (riducibile attraverso il mascheramento dei pixel rumorosi) o ad errori nel trigger, generano le curve caratterizzate dal parametro σ e comunque, ad eccezione di casi patologici, il loro contributo alle perdite in efficienza è minore rispetto alle perdite dovute al timewalk.

Un'analisi accurata delle perdite in efficienza, divise nelle categorie appena descritte, può essere effettuata considerando un certo intervallo temporale di plateau nel quale si valutano le perdite (tabella 6.1). È anche utile vedere come le perdite si distribuiscono tra i pixel del sensore o rispetto alle coordinate di una singola cella.

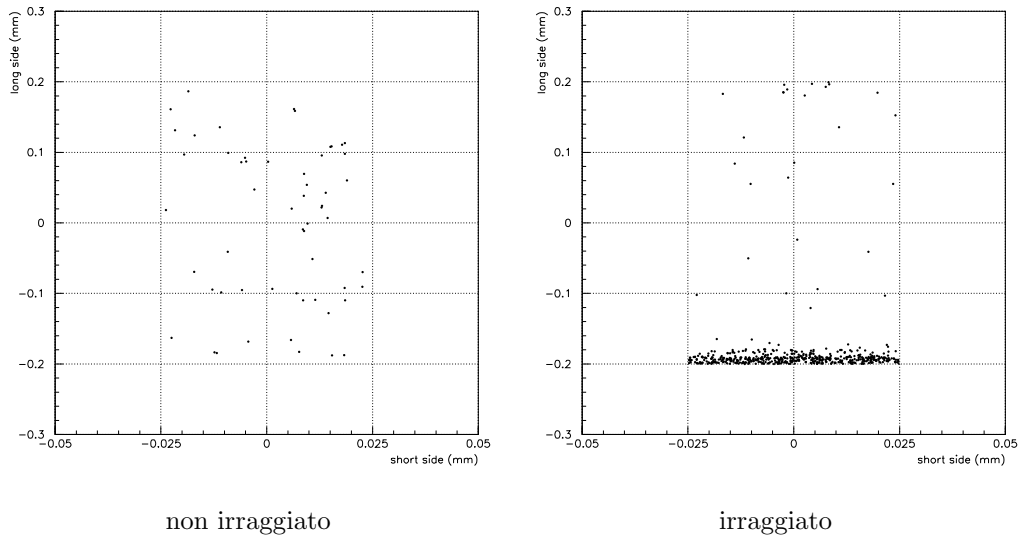


Figura 6.6: Posizione degli hit persi entro la cella di un pixel per il modulo FE-I3 non irraggiato e irraggiato.

La figura 6.6 mostra la distribuzione delle perdite di hit rispetto al centro della cella di un pixel per il modulo FE-I3 prima e dopo l'irraggiamento; nel caso nel modulo non irraggiato la perdita di hit è modesta ed è uniformemente distribuita nell'area della cella mentre, dopo l'irraggiamento, si osserva chiaramente come le inefficienze nella raccolta di carica, derivanti da segnali troppo bassi per superare la soglia, si distribuiscano prevalentemente sul bordo inferiore della cella, in corrispondenza della bias grid descritta

nel capitolo 3. Questa zona di inefficienza è il prezzo da pagare per poter effettuare un controllo di qualità dei rivelatori in fase di produzione.

Conclusioni

L'efficienza di un modulo a pixel, ovvero la garanzia che esso offre nelle informazioni spazio-temporali fornite sul passaggio di una traccia incidente è ottimizzata in un limitato intervallo temporale dell'ordine di 10 ns. In questo intervallo l'efficienza si presenta costante (plateau) e superiore al 99.8% per dispositivi non irraggiati. Al di fuori del plateau il tempo di arrivo di una particella può, in generale, non essere misurato correttamente dal rivelatore a pixel; in particolare la rivelazione di un segnale previsto prima del plateau, può avvenire con un ritardo di 25 ns a causa del timewalk. Il ritardo temporale dovuto al timewalk dei segnali più deboli risulta essere la principale causa nelle perdite di efficienza per sensori non irraggiati generando perdite in efficienza comprese tra 0.1 ÷ 0.2%.

In seguito all'irraggiamento le perdite in efficienza dovute timewalk aumentano in relazione alla diminuzione dell'ampiezza dei segnali raccolti. A questo effetto si aggiunge inoltre un drastico calo di efficienza, che può superare l'1%, dovuta ad eventi nei quali non si genera alcun segnale, particolarmente rilevante per tracce localizzate sulla bias grid.

La perdita spaziale di informazioni, ovvero errori nella localizzazione della posizione del passaggio delle tracce, risulta invece avere il peso minore nelle perdite di efficienza ed è praticamente trascurabile per i moduli non irraggiati.

Capitolo 7

Risoluzione spaziale

In questo capitolo si affrontano le tematiche relative alla risoluzione spaziale [46] dei rivelatori a pixel in vista del loro utilizzo nell'esperimento ATLAS. Molte delle considerazioni qui esposte valgono per la misura della risoluzione spaziale dei rivelatori a segmentazione, per i quali l'interpolazione di carica tra celle adiacenti fornisce informazioni più precise sul passaggio delle tracce.

7.1 Considerazioni generali

La risoluzione spaziale è uno degli aspetti chiave del rivelatore a pixel. L'ordine di grandezza è determinato dalle dimensioni della cella.

In questo studio l'attenzione è rivolta alla sola coordinata x ovvero quella che corre lungo il lato corto di un pixel; per la coordinata y possiamo pensare alla risoluzione semplicemente come il valore RMS di una distribuzione rettangolare di larghezza $400 \mu\text{m}$:

$$\sigma_y = \frac{400\mu\text{m}}{\sqrt{12}} = 115\mu\text{m} \quad (7.1)$$

Per la coordinata x la risoluzione spaziale è determinata calcolando il residuo tra la posizione della traccia estrapolata dal telescopio sul sensore e quella misurata dal rivelatore a pixel che può essere calcolata con opportuni algoritmi. In questo contesto è importante il grado con cui avviene la raccolta

e la condivisione della carica (*charge sharing*) tra pixel adiacenti in seguito al passaggio di una particella nel silicio. Questa proprietà è legata alle caratteristiche intrinseche del sensore e ai parametri operazionali e da essa dipendono le prestazioni in efficienza e risoluzione spaziale del sensore [47, 45].

Particelle cariche con un grande angolo di incidenza producono segnali interessando più pixel che raccolgono la carica rilasciata dalla particella lungo la traiettoria nel silicio.

Per particelle che incidono sul sensore ad angolo costante solo l'ampiezza dei segnali dei pixel ai bordi del cluster contengono informazioni sulla posizione del passaggio della particella ed è quindi sufficiente prendere in considerazione solo il primo e l'ultimo pixel del cluster; le cariche raccolte dai pixel intermedi non sono correlate alla posizione della traccia [47, 48].

7.2 L'algoritmo digitale

L'algoritmo digitale (o binario) per determinare la posizione individuata da un cluster fa uso unicamente delle coordinate dei centri degli hit. Nel caso di un cluster con un singolo hit la posizione individuata coincide quindi col centro del pixel colpito dalla traccia mentre per cluster con due hit la posizione fornita dall'algoritmo digitale è la posizione media tra i due pixel.

In figura 7.1 sono rappresentate, come esempio, le distribuzioni dei residui per cluster a 1 e 2 hit calcolati con la posizione determinata mediante l'algoritmo digitale; i dati riportati si riferiscono a moduli non irraggiati soggetti al fascio incidente ad angolo retto e al fascio incidente a 10 gradi rispetto alla perpendicolare.

Nel caso in cui ci fossero solo cluster a 1 hit si avrebbe

$$\sigma_{1hit} \leq \frac{50 \mu m}{\sqrt{12}} = 14 \mu m \quad (7.2)$$

essendo $14.43 \mu m$ il valore RMS di una distribuzione rettangolare larga $50 \mu m$.

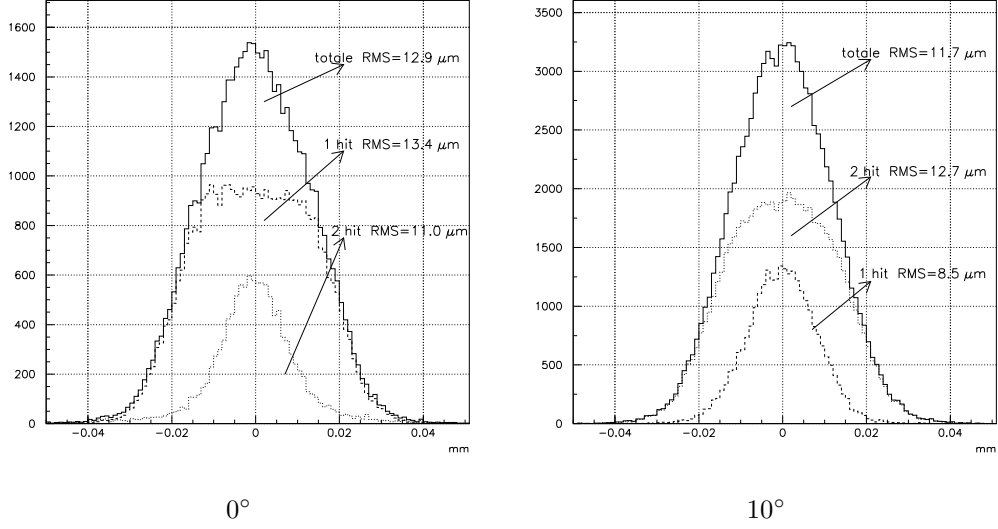


Figura 7.1: Distribuzione dei residui per moduli a 0° e 10° non irraggiati. I residui sono calcolati con la posizione determinata mediante l'algoritmo digitale.

Modellizzando le celle dei pixel come in figura 7.2, vediamo che esse presentano due regioni laterali che coprono una superficie di lunghezza complessiva Δ nelle quali il passaggio della traccia libera cariche condivise col pixel adiacente (regione di charge sharing); in una regione centrale di lunghezza $(50\mu m - \Delta)$ le cariche liberate vengono raccolte unicamente nello stesso pixel e possiamo quindi scrivere:

$$\sigma_{1hit} \leq \frac{50 \mu m - \Delta}{\sqrt{12}} \quad (7.3)$$

$$\sigma_{2hit} \leq \frac{\Delta}{\sqrt{12}} \quad (7.4)$$

7.3 La distribuzione η e l'algoritmo analogico

Nel caso di cluster con più di un pixel la posizione, calcolata con l'algoritmo digitale, può essere corretta utilizzando l'algoritmo analogico che fa uso della distribuzione η già incontrata nel capitolo sull'analisi preliminare dei dati a

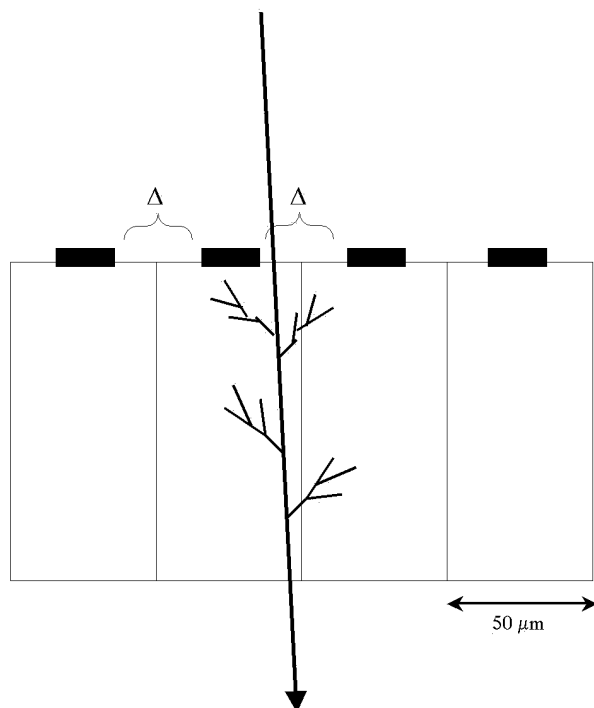


Figura 7.2: Modellizzazione della cella dei pixel. Il passaggio della traccia nella regione Δ permette che la carica liberata venga condivisa tra pixel adiacenti.

proposito delle strip e la cui tecnica verrà ora trattata più approfonditamente in relazione alle problematiche connesse alla misura della risoluzione per il rivelatore a pixel.

Considerando un cluster con due hit (ma il discorso può essere immediatamente esteso per molteplicità maggiori), l'algoritmo analogico prende in considerazione la correlazione tra la posizione e la variabile η così definita:

$$\eta = \frac{Q_r}{Q_r + Q_l} \quad (7.5)$$

essendo Q_r e Q_l le cariche raccolte rispettivamente dal pixel di destra e da quello di sinistra.

Nella figura 7.3 sono rappresentate la distribuzione dei valori di η ($dN/d\eta$) nel caso di un sensore colpito dal fascio perpendicolarmente e il corrispondente integrale $f(\eta) = \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta} d\eta$.

sensore	FE-I1	FE-I3	FE-I3 irr.
σ 1 hit (μm)	8.5	8.9	11.8
σ 2 hit dig.	12.7	11.0	9.6
σ tot. dig.	11.7	10.2	11.1

Tabella 7.1: Risoluzione spaziale calcolata con l'algoritmo digitale (10°).

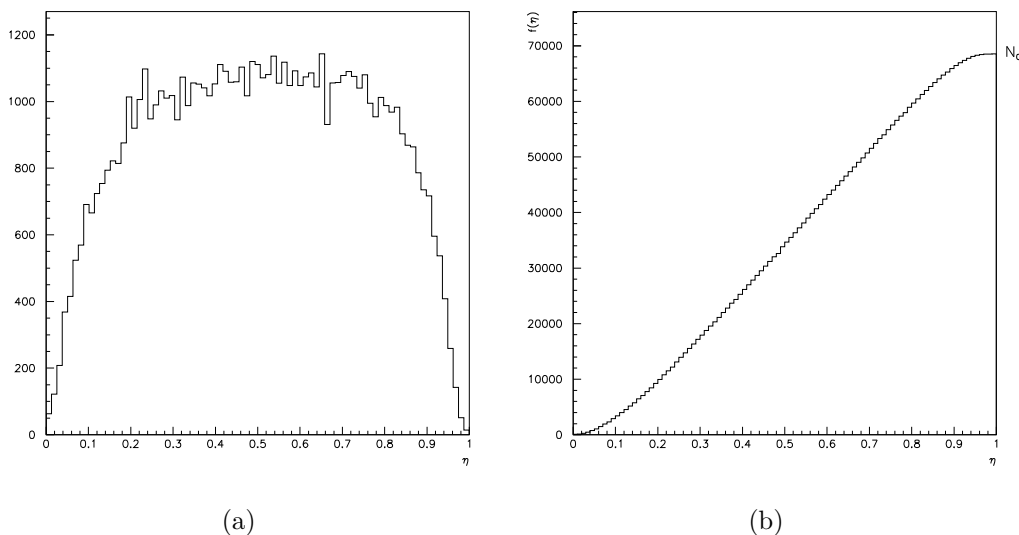


Figura 7.3: Distribuzione di η (a) e grafico della funzione η integrale (b) per un sensore a pixel perpendicolare al fascio incidente.

Poiché il fascio esplora uniformemente tutti i punti della coordinata locale x di una cella, la non uniformità della distribuzione di η indica che la relazione tra η e la posizione non è lineare ma η assume valori vicini a 0 o ad 1 in zone più ristrette rispetto a quelle nelle quali assume valori vicini a 0.5. Così, se x_{dig} è la posizione x calcolata con l'algoritmo digitale a cavallo tra i due pixel e Δ è la lunghezza (lungo la coordinata x) della zona in cui avviene la condivisione di carica tra pixel adiacenti (zona di charge sharing), l'integrale della distribuzione di η calcolata con N_0 eventi incidenti in tale zona fornisce la posizione per un particolare valore di η secondo la seguente formula [43]:

$$x(\eta)_{analog} = x_{dig} + \frac{\Delta}{N_0} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta} d\eta - \frac{\Delta}{2} \quad (7.6)$$

Una procedura equivalente può essere adottata nel caso dei cluster con molteplicità più alta (più di 2 hit) che si incontrano con maggiore statistica per angoli di incidenza più grandi.

Nelle figure 7.4 sono riportate le distribuzioni dei residui per la posizione calcolata per un sensore perpendicolare al fascio e a 10° . Si osserva che, mentre per i cluster a 1 hit la risoluzione rimane invariata rispetto a quella calcolata con l'algoritmo digitale (fig. 7.1), con l'algoritmo analogico migliora la risoluzione per i cluster a 2 hit e quindi la risoluzione totale.

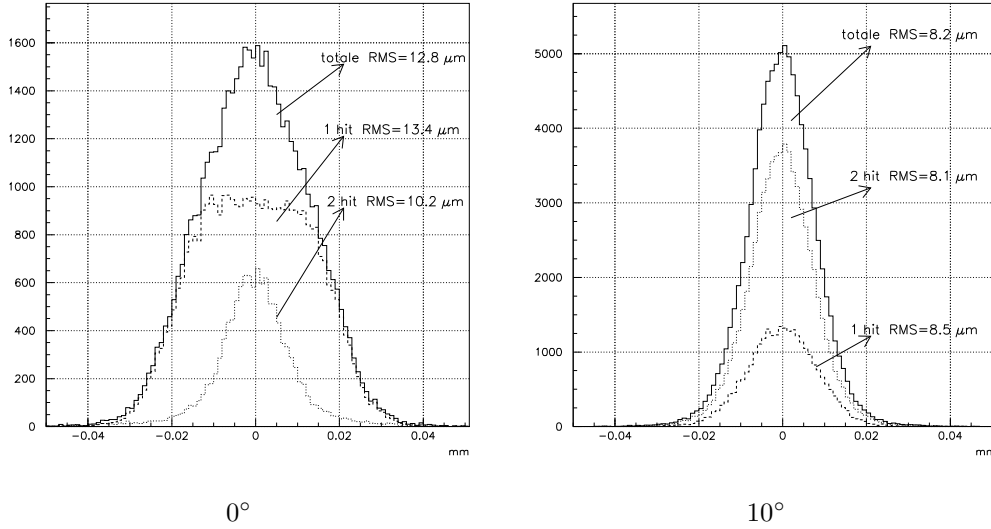


Figura 7.4: Distribuzione dei residui per moduli a 0° e 10° non irraggiati. I residui sono calcolati (per cluster a 2 hit) con la posizione determinata mediante l'algoritmo analogico.

7.4 La regione di condivisione di carica

In riferimento alla formula precedente che lega la posizione x al valore di η va osservato che la lunghezza Δ della regione di condivisione di carica dipende dalla dimensione del cluster, dall'angolo di incidenza, dalle caratteristiche

del sensore (come le soglie elettroniche che determinano la rivelazione degli hit), e dai parametri operazionali come la tensione di svuotamento applicata. La dimensione della regione di charge sharing deve quindi essere estratta da un fit di dati per ogni configurazione e il suo valore influenza sensibilmente la misura della risoluzione spaziale del detector. Per cluster a singolo hit il valore Δ è ininfluente poiché la coordinata x viene calcolata con l'algoritmo digitale; quando la statistica dei cluster a molti hit non è trascurabile è opportuno considerare distinti valori di Δ almeno per i 2 e 3 hit.

Nel modello esposto nel paragrafo precedente la regione di charge sharing è stata assunta, per semplicità, come nettamente definita e separata dalla regione in cui non avviene questo scambio. Nella figura 7.5 sono rappresentate le distribuzioni spaziali, rispetto alla coordinata locale x di un pixel, per le tracce che forniscono un hit (pixel centrato in 0) e 2 hit (pixel centrati in 0 e 0.05 mm) nel caso di un modulo non irraggiato, per angoli di 0° e 10° .

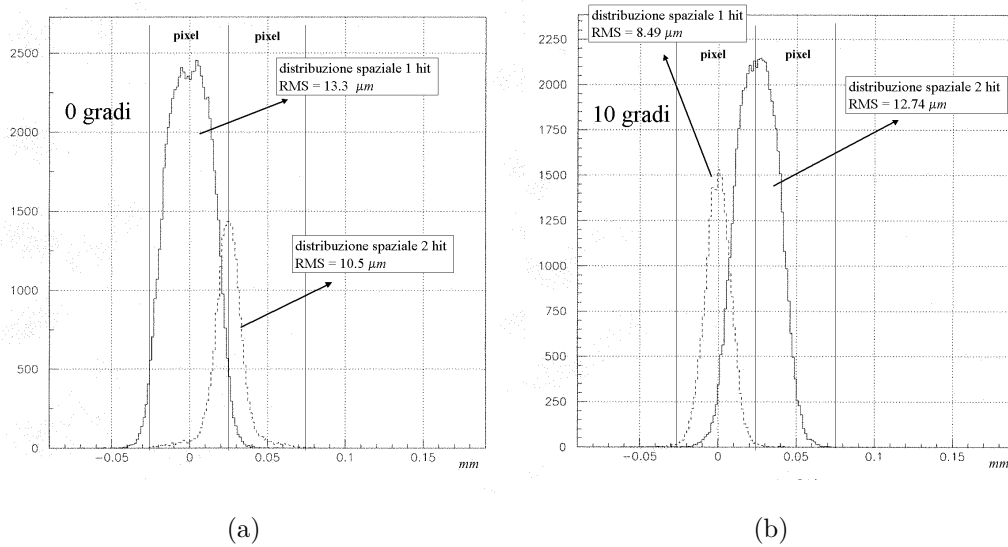


Figura 7.5: Distribuzione nella cella della zona di 1 hit e della regione di 2 hit a cavallo tra due celle per un modulo ad angoli di incidenza di 0° (a) e 10° (b).

Da questi grafici osserviamo che:

- la distribuzione spaziale delle tracce che danno 1 hit è una gaussiana

centrata nella cella del pixel (una più precisa parametrizzazione fa uso della convoluzione tra una gaussiana e una distribuzione rettangolare);

- alcuni eventi presentano cluster a 1 hit nonostante la traccia estrapolata passi nel pixel adiacente ma ciò può essere attribuito in gran parte alla risoluzione del telescopio;
- la distribuzione spaziale delle tracce che danno 2 hit è centrata tra le due celle dei pixel;
- le distribuzioni spaziali per i cluster a 1 e 2 hit si sovrappongono ovvero la zona di condivisione di carica non è immediatamente definibile e una traccia che attraversa tale zona può comunque fornire cluster a singolo hit;
- a 0 gradi c'è poca condivisione di carica lungo tutto il pixel: nel centro della cella la probabilità di ottenere 2 hit in seguito al passaggio della traccia è quasi nulla, mentre su un bordo si ha circa il 75% di probabilità;
- a 10 gradi dominano i cluster a due hit: nel centro della cella la probabilità di ottenere 2 hit è circa il 15% e sfiora il 100% sul bordo.

Per una stima della lunghezza Δ mirata al calcolo della posizione mediante l'algoritmo analogico si è adottata la strategia di ricercare quel valore di Δ che ottimizza i residui per la posizione dei cluster a 2 hit calcolata con tale algoritmo; questo valore fornisce quindi il minimo errore nella risoluzione spaziale; allo stesso modo si può procedere, in presenza di una discreta statistica, per il calcolo della Δ per cluster a 3 hit.

In figura 7.6 è mostrata questa analisi effettuata per un sensore a 0° e 10°: nel grafico sono riportate le risoluzioni spaziali (cluster con 2 hit) ottenute con diversi valori del parametro Δ . Ai dati è possibile sovrapporre un fit parabolico dal cui minimo si ricava il valore di Δ che garantisce la migliore risoluzione. Osserviamo inoltre come a 10° la misura della risoluzione spaziale

con l'algoritmo analogico sia molto più sensibile al parametro Δ rispetto al caso di 0° .

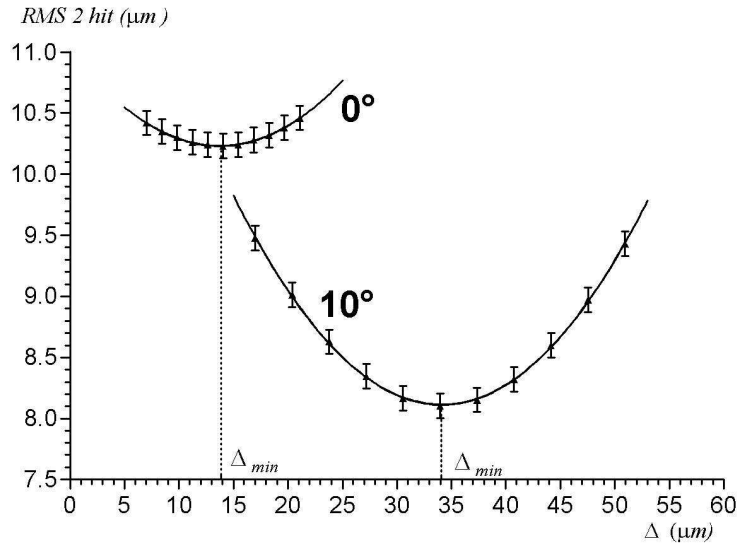


Figura 7.6: RMS della distribuzione dei residui per la posizione calcolata con l'algoritmo analogico con cluster a 2 hit per diversi valori di Δ . I dati sono tratti dall'analisi di un sensore ad un angoli di incidenza di 0° e 10° . Il valore che fornisce la miglior risoluzione spaziale, ricavabile con un fit parabolico, viene adottato come misura della regione di condivisione di carica.

Il confronto tra la Δ così determinata ed il valore RMS della distribuzione spaziale della regione relativa ai 2 hit in figura 7.5 (si vedano anche le ultime righe di tabella 7.2) mostra che limitarsi a stimare la lunghezza Δ come il doppio dell'RMS della distribuzione avrebbe comportato una stima errata della zona di charge sharing. Dall'analisi di diversi sensori è comunque possibile ottenere una stima indicativa di Δ a partire dal valore RMS utilizzando un'opportuno fattore di conversione dipendente dall'angolo: risulta infatti $\frac{\Delta}{RMS} = 1.4 \pm 0.1$ a 0° e $\frac{\Delta}{RMS} = 2.7 \pm 0.2$ a 10° .

sensore	FE-I1	FE-I3	FE-I3 irr.
σ 1 hit (μm)	8.5	8.9	11.7
σ 2 hit analog.	8.1	7.5	7.9
σ tot. analog.	8.2	8.1	10.7
Δ (sharing 2 hit)	34 ± 0.5	27 ± 0.5	19 ± 0.5
RMS xloc 2 hit	12.7	10.5	8.3
Δ / RMS	2.7	2.6	2.3

Tabella 7.2: Risoluzione analogica e condivisione di carica a 10° .

Conclusioni

Come si è visto in questo capitolo la geometria stessa dei pixel fornisce, per cluster a singolo hit, una risoluzione spaziale inferiore a $14 \mu\text{m}$. La possibilità di definire, all'interno della cella di un pixel, una regione, dipendente dell'angolo di incidenza, prevalentemente legata alla formazione di cluster a singolo hit, e una regione legata alla formazione di doppi hit fornisce una migliore stima della risoluzione ottenibile mediante l'algoritmo digitale che sfrutta unicamente la posizione degli hit.

Per cluster a doppio hit è inoltre possibile avvalersi dell'informazione sugli impulsi e utilizzare l'algoritmo analogico con un concreto aumento di risoluzione spaziale. Per angoli di incidenza di 10° , dove è notevole la statistica di cluster a doppio hit, la risoluzione spaziale totale per moduli non irraggiati passa dal valore di $\sim 10 \mu\text{m}$, calcolato senza l'ausilio dell'interpolazione di carica, al valore di $\sim 8 \mu\text{m}$ calcolato con l'algoritmo analogico.

La diminuzione degli impulsi rivelati da un modulo irraggiato si ripercuote in una diminuzione della regione di charge sharing, in cui è dominante la formazione di doppi hit, che riduce il miglioramento di risoluzione ottenuto mediante l'algoritmo analogico fino ad una risoluzione totale di $\sim 11 \mu\text{m}$.

Capitolo 8

La situazione sperimentale all'LHC

In questo capitolo si studia come la risoluzione spaziale, definita e trattata nel capitolo precedente, assume, nelle condizioni sperimentali all'LHC, una dipendenza dal tempo di arrivo. Tale dipendenza, che in generale corrisponde ad un peggioramento di risoluzione, è generata dalla condizione che l'acquisizione dei segnali sia limitata ad un unico canale temporale di 25 ns e quindi alcuni segnali, ritardati dal timewalk in canali temporali successivi, vengono persi.

Viene inoltre trattata la possibilità di recuperare parte dei segnali persi in modo da ripristinare una risoluzione ottimale e sarà mostrato come questa procedura comporti inevitabilmente un aumento nella quantità di dati acquisiti.

La scelta di un'opportuno intervallo entro cui fissare la fase con la garanzia di una buona efficienza deve essere dunque accompagnata alle considerazioni qui svolte.

8.1 Limitazione ad un solo bunch crossing

Nell'esperimento ATLAS all'LHC, per motivi legati alla richiesta di una elevatissima velocità nella raccolta dei dati provenienti dai pixel, non si avranno a disposizione i 16 bunch crossing che costituiscono i canali temporali del level1 presenti nel test beam, ma la lettura dei segnali sarà limitata ad un unico intervallo di 25 ns e le particelle saranno sincronizzate con il clock a 40 MHz con una fase opportunamente fissata; è quindi naturale richiedere che gli hit di un cluster cadano il più possibile nello stesso level1 per ridurre al minimo la perdita di informazioni.

Per studiare questa condizione si considerano, per un dato cluster, soltanto gli hit nel primo bunch crossing; in questo modo molti cluster riducono la propria molteplicità di hit con la conseguente perdita di informazioni sulla posizione; in particolare i cluster con 2 hit su bunch crossing diversi vengono ridotti a cluster a singolo hit e per essi il calcolo della posizione deve limitarsi all'algoritmo digitale. Può anche accadere che cluster con più di 2 hit siano divisi in più cluster separati tra i quali viene scelto quello più vicino alla posizione estrapolata dal telescopio (figura 8.1). Quest'ultima situazione è particolarmente benefica nel caso di cluster grossi affetti da raggi delta che generalmente conducono ad una cattiva misura della posizione; infatti questi cluster presentano spesso due picchi nella raccolta di carica situati nei pixel agli estremi opposti della lunghezza mentre i pixel intermedi, con minore carica raccolta e quindi un maggiore timewalk, tendono a cadere in bunch crossing successivi (figura 5.6).

Considerando ad esempio l'analisi di un sensore non irraggiato a 10° si osserva che solo circa il 60 % dei cluster con 2 hit presentano entrambi gli hit nello stesso bunch crossing così, se ci si limita all'osservazione di un solo bunch crossing, il restante 40 % andrà ad incrementare il numero di cluster a singolo hit. Allo stesso modo tra i cluster a 2 hit si inseriranno ora anche cluster a molteplicità maggiore che hanno subito un ridimensionamento. E' importante notare, ai fini di questo studio, che il 33% dei cluster a doppio hit ha i due hit in canali del level1 adiacenti e quindi, se l'osservazione fosse

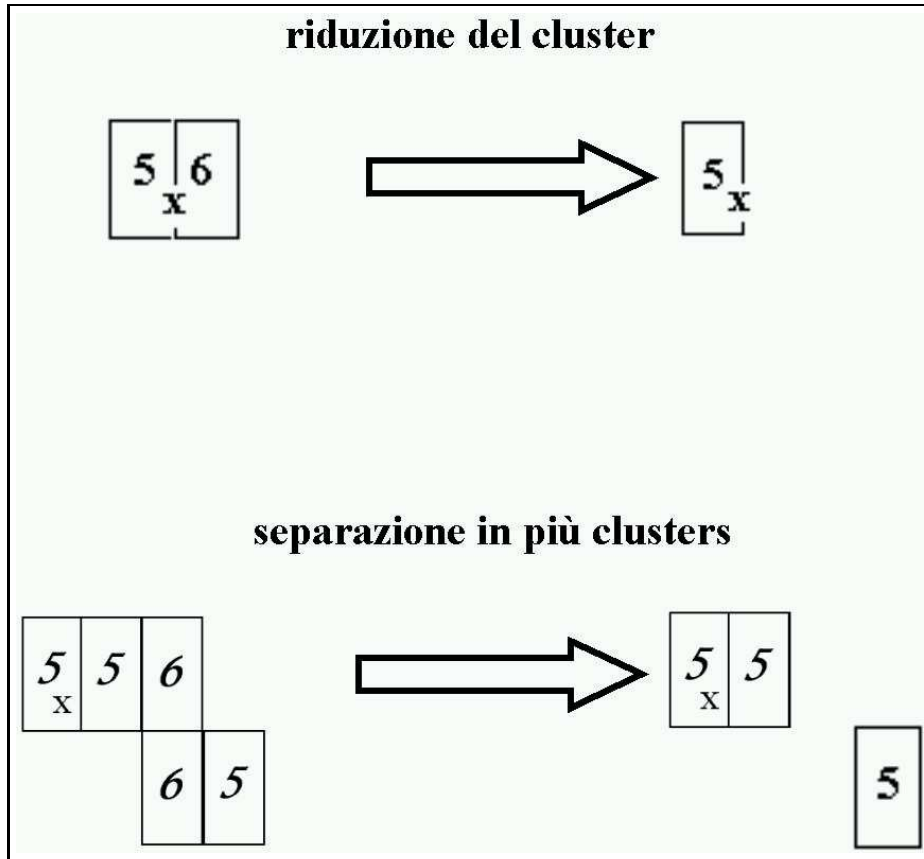


Figura 8.1: Riduzione dei cluster conseguente alla limitazione ad un solo bunch crossing. La x indica la posizione estrapolata dal telescopio e i numeri i canali LVL1 degli hit.

estesa da 1 a 2 bunch crossing adiacenti, circa il 93% dei cluster a 2 hit non non sarebbe ridotto a singolo hit.

Un discorso simile può essere affrontato per i cluster che interessano 3 pixel con statistiche rilevanti. A 10 gradi la statistica rimane bassa ma diciamo comunque che solo il 40% dei cluster con 3 hit ha tutti e tre gli hit nello stesso level1 e anche in questo caso si ha una buona probabilità che gli hit in ritardo si distribuiscano nel bunch crossing immediatamente successivo. Queste considerazioni saranno utili in seguito, quando sarà esposta la possibilità di recuperare almeno una parte degli hit che, a causa del timewalk, sono rivelati nel bunch crossing immediatamente successivo a quello atteso.

Come accennato in precedenza la limitazione all'osservazione di un solo

sensore	FE-I1	FE-I3	FE-I3 irr.
σ 1 hit (μm)	12.8	12.2	13.5
σ 2 hit analog.	9.1	8.4	9.3
σ tot. analog.	11.4	10.9	12.8

Tabella 8.1: Risoluzione analogica a 10° quando l'osservazione è limitata ad un solo bunch crossing.

bunch crossing può condurre ad un lieve miglioramento dell'efficienza dovuto alla ridefinizione dei cluster di dimensione anomala che altrimenti fornirebbero posizioni esterne alla finestra spaziale definita per l'efficienza. Per quanto riguarda la distribuzione dei residui si ha invece un allargamento dei valori RMS corrispondente ad un peggioramento della risoluzione spaziale; per comprenderne la motivazione basta pensare che molti cluster a due hit che individuano una posizione situata vicino al confine tra i due pixel vengono ora ridotti ad un singolo hit che quindi fornisce semplicemente la posizione del centro di un pixel. Nel prossimo paragrafo sarà mostrato più in dettaglio come questo peggioramento della risoluzione sia dipendente dal tempo di arrivo della particella incidente.

8.2 Dipendenza della risoluzione dalla fase

La probabilità che un cluster a doppio hit abbia entrambi gli hit nel medesimo bunch crossing è dipendente dalla fase tra il trigger e il clock. La ragione di questa dipendenza è spiegata in figura 8.2, già proposta nel paragrafo 4.1, che rappresenta la rilevazione di un cluster costituito da due hit che raccolgono due quantità di carica differenti e quindi hanno un diverso timewalk. Al variare della fase che caratterizza l'evento i due hit possono cadere nello stesso canale del level1 o in canali diversi.

In Fig. 8.3 è riportato il grafico della probabilità, rispetto al tempo di arrivo, che un cluster costituito da 2 hit, associato ad un certo valore della

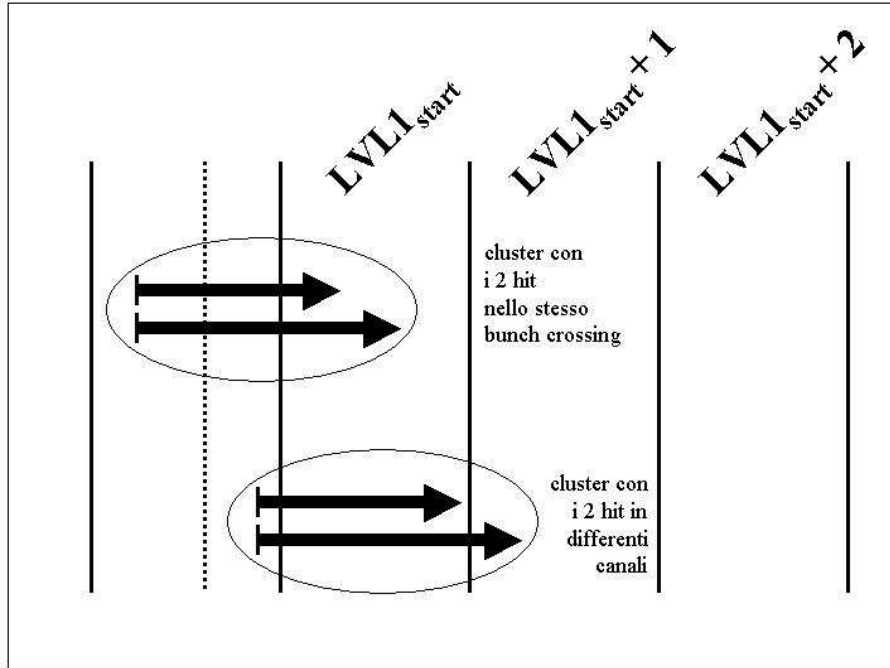


Figura 8.2: Rilevazione di un cluster a 2 hit per due diversi valori della fase.

fase, presenti entrambi gli hit in un certo bunch crossing. In tale grafico è stata sovrapposta l'efficienza in funzione della fase.

Si osserva dal grafico che, nella situazione in cui la raccolta dei dati è limitata ad un solo bunch crossing, è comunque possibile selezionare un opportuno intervallo della fase in cui si minimizza il ridimensionamento dei cluster a 2 hit in cluster a 1 hit; il margine di operatività del sensore a pixel all'LHC, cioè l'intervallo entro cui può essere fissata la fase, dev'essere determinato attraverso un compromesso tra l'efficienza e la perdita di informazione sugli hit.

Il massimo nella probabilità che i cluster a doppio hit presentino entrambi gli hit nello stesso bunch crossing corrisponde, nella limitazione ad un solo bunch crossing, al massimo nella frazione di cluster a doppio hit e, conseguentemente, si ha il minimo nella frazione di cluster a 1 hit per i quali è ora ridotto il contributo proveniente dal ridimensionamento dei cluster a doppio hit in singolo hit (figura 8.4).

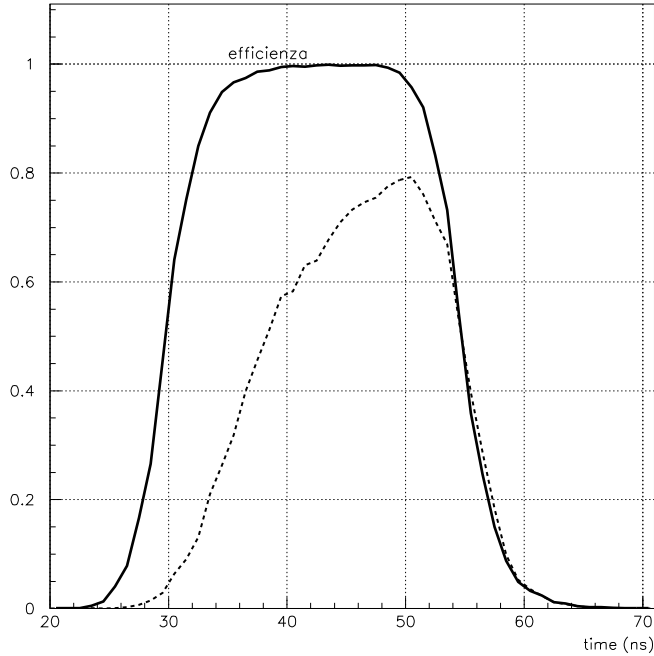


Figura 8.3: Probabilità che un cluster a 2 hit abbia entrambi gli hit nello stesso bunch crossing in funzione del tempo di arrivo. Al grafico è sovrapposta l'efficienza.

La risoluzione spaziale, che in assenza di limitazioni sui canali del level1 non presenta dipendenza temporale, risulta ora dipendente dal tempo di arrivo (e quindi dalla fase): ci si aspetta un allargamento della distribuzione dei residui per i cluster a 1 in corrispondenza dei valori della fase per i quali la statistica dei cluster a singolo hit contiene molti cluster a doppio hit ridotti; allo stesso modo è prevedibile un peggioramento della risoluzione per i cluster a doppio hit là dove la statistica dei cluster a doppio hit comprende molti cluster a 3 hit (o di dimensione maggiore) ridotti a 2. L'esplicitazione di queste ultime affermazioni è presentata in figura 8.5 nei cui grafici è rappresentato il valore RMS delle distribuzioni dei residui per cluster a 1 e 2 hit rispetto al tempo dei arrivo del cluster.

La dipendenza temporale della risoluzione totale $\sigma(t)$, intesa come il valore RMS della distribuzione dei residui per cluster a 1 e 2 hit (per angoli non

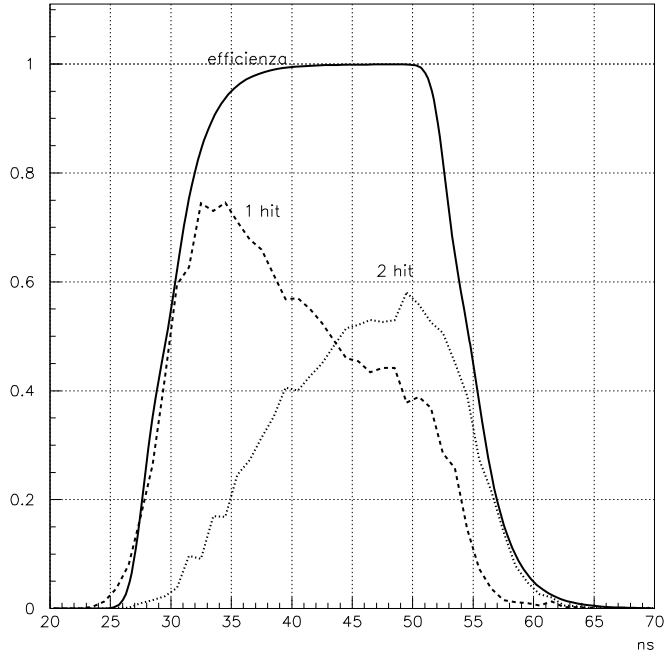


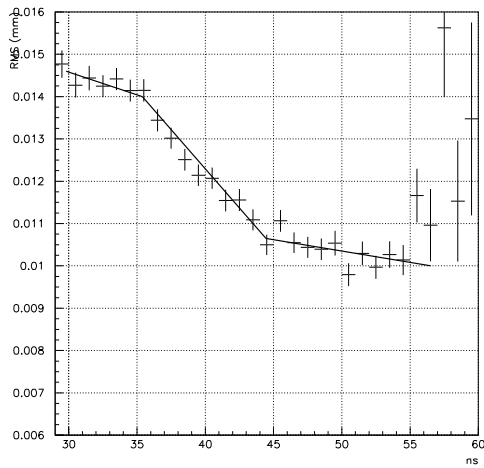
Figura 8.4: Frazione di cluster a 1 e 2 hit in funzione del tempo di arrivo quando i segnali sono letti da un unico bunch crossing.

superiori a 10 gradi è possibile trascurare cluster con dimensione maggiore), può essere espressa come:

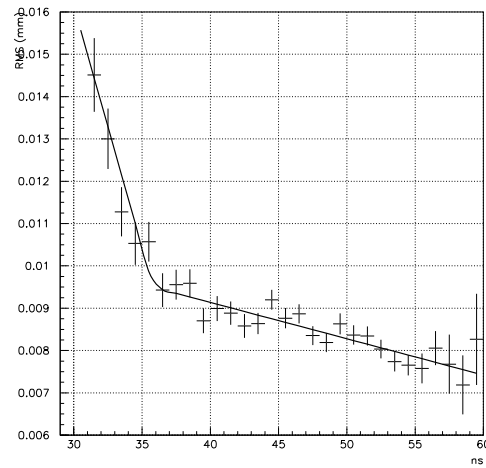
$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma^2(t)_{1hit} f(t)_{1hit} + \sigma^2(t)_{2hit} f(t)_{2hit}} \quad (8.1)$$

essendo $f(t)_{1hit}$ e $f(t)_{2hit}$ rispettivamente la frazione di cluster a 1 e 2 hit per un dato tempo di arrivo.

Più semplicemente si può estrarre il valore RMS della distribuzione dei residui totale per diversi valori del tempo di arrivo, ottenendo grafici della risoluzione spaziale totale rispetto al tempo come quello in figura 8.6. La difficoltà principale consiste nell'aver a disposizione una statistica sufficientemente alta.



(1 hit)



(2 hit)

Figura 8.5: Risoluzione spaziale in funzione della fase per cluster a 1 e 2 hit (sensore non irraggiato a 10°). Ai dati è stato sovrapposto un fit basato su una funzione costruita con due o tre rette spezzate.

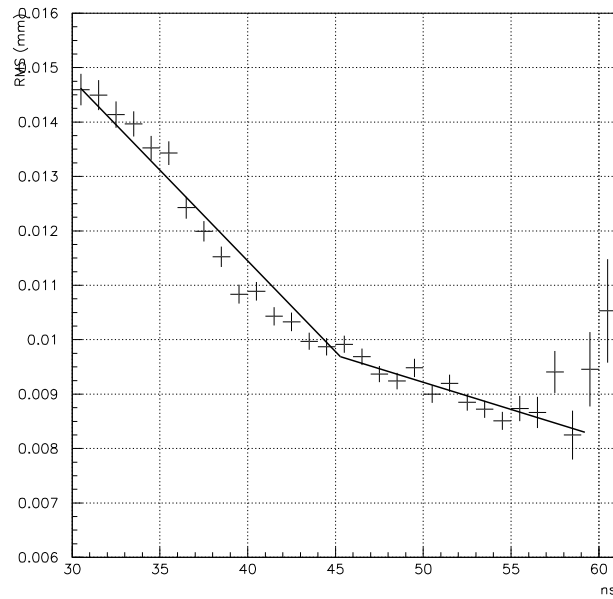


Figura 8.6: Risoluzione totale in funzione del tempo di arrivo (sensore a 10°). Per visualizzarne meglio l'andamento, ai dati è stato sovrapposto il fit costituito da due rette spezzate.

8.3 Recupero degli hit con bassa raccolta di carica

Come spiegato nella sezione precedente, quando la rivelazione dei segnali è limitata ad un solo bunch crossing (eventualmente con fase modulabile) il timewalk degli hit con bassa raccolta di carica può causare una perdita di risoluzione spaziale dipendente dalla fase. Se fosse possibile duplicare gli hit con bassa carica nel bunch crossing immediatamente precedente si potrebbero recuperare molti degli hit altrimenti persi. Nella presa dati all'LHC è effettivamente prevista questa possibilità che è corrispondente a porre una soglia di carica (o di TOT) al di sotto della quale l'hit è duplicato con il tempo anticipato di un canale LVL1 (figure 8.7 e 8.8).

L'analisi di questa situazione è stata fatta simulando sui dati del test beam la duplicazione e l'anticipazione degli hit deboli per alcune soglie di TOT. È stato inoltre possibile avvalersi di alcuni dati derivanti dai test beam più recenti nei quali il recupero degli hit deboli ($TOT \leq 5$ e $TOT \leq 10$) è stato effettuato, operando direttamente sull'elettronica di lettura, durante la presa dati al CERN. Ai fini di questo studio le due procedure (recupero degli hit via software o via hardware) sono del tutto equivalenti.

Si vede nei grafici in figura 8.9 come, aumentando la soglia del TOT che determina la duplicazione e l'anticipazione degli hit deboli, si tende a ristabilire la situazione in cui tutti gli hit dei cluster sono raccolti e ciò accade su intervalli temporali (di fase) che vanno a coincidere con quello che garantisce una buona efficienza. Va ricordato però che il tempo di arrivo dell'hit duplicato è anticipato di 25 ns e quindi un timewalk troppo grande può comportare comunque la perdita del segnale nella ricostruzione del cluster (è stato osservato nel capitolo 5 che circa il 93% dei cluster a 2 hit presenta entrambi gli hit nello stesso bunch crossing o in bunch crossing adiacenti).

La procedura di recupero degli hit deboli (ma con un timewalk non eccessivo) nella ricostruzione dei cluster migliora evidentemente la risoluzione spaziale su intervalli temporali sempre più ampi al crescere della soglia scelta

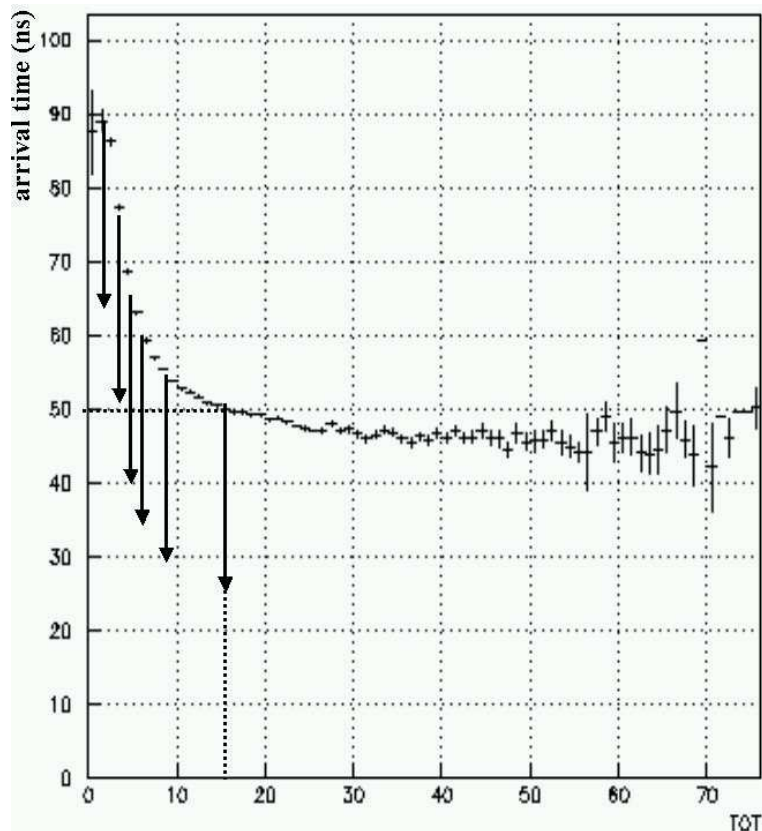


Figura 8.7: Gli hit con un TOT inferiore ad un fissato valore (in questo caso $TOT \leq 15$) sono copiati e anticipati nel bunch crossing precedente.

di TOT fino a raggiungere una situazione simile a quella in cui la risoluzione è massima ed indipendente dalla fase.

Dall'analisi effettuata in questo studio emerge come il modello di sensore FE-I3 riveli, a parità di efficienza rispetto al FE-I1, una migliore capacità di raccogliere i segnali: l'allontanamento temporale degli hit dovuto al timewalk è più contenuto nel FE-I3 e i ritardi sono ristretti agli hit molto deboli; la soglia di $TOT \leq 10$ nel FE-I3 è sufficiente a recuperare, nella limitazione ad un solo bunch crossing, gran parte di questi segnali mentre, per il FE-I1, nonostante la soglia $TOT \leq 15$, molti hit sono persi a causa del timewalk che ritarda anche segnali con TOT maggiori e allontana in modo irrecuperabile quelli con TOT bassi. Per le stesse ragioni il FE-I3 presenta una migliore

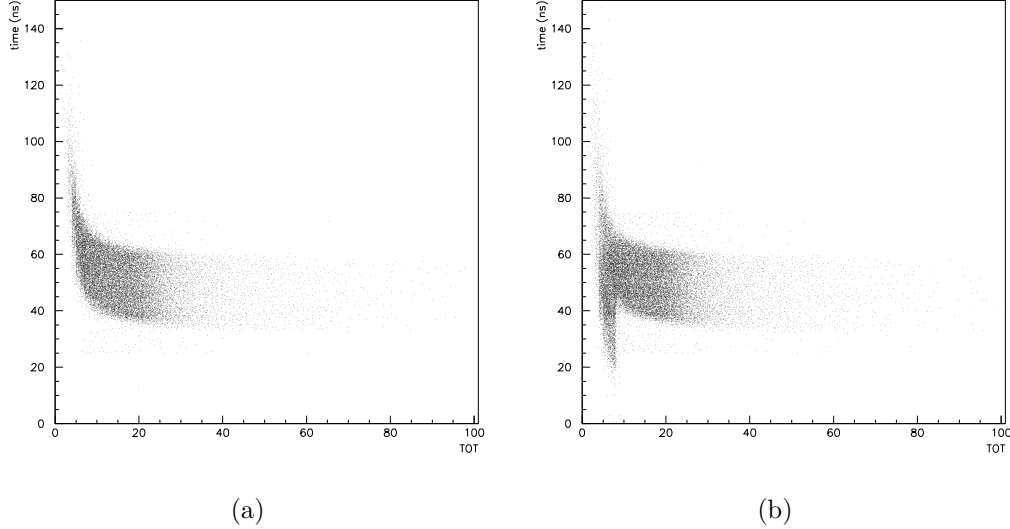
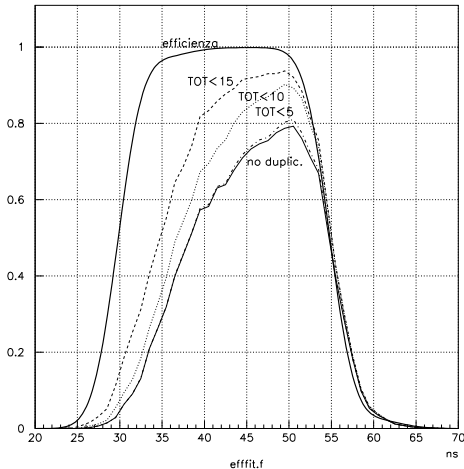


Figura 8.8: Tempo di arrivo degli hit in funzione del TOT nella situazione in cui non si effettua il recupero degli hit deboli (a) e nel caso in cui si duplicano e anticipano gli hit con TOT inferiore a 10. (b)

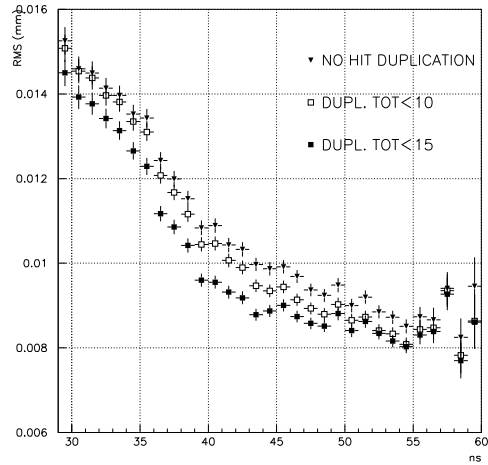
risoluzione spaziale rispetto al FE-I1 e già con $TOT \leq 10$ la risoluzione può essere assunta costante su un ampio intervallo del plateau di efficienza.

Per il FE-I3 si osserva inoltre in figura 8.10 come l'irraggiamento inibisca la sensibilità del rivelatore almeno per i segnali più deboli che possono addirittura non essere raccolti dai pixel danneggiati dalle radiazioni. Assieme al peggioramento dell'efficienza e della risoluzione si nota come la risoluzione spaziale assuma un andamento costante quando si recuperano gli hit con $TOT \leq 10$ ma l'effettiva perdita dei segnali non è, in questo caso, dovuta al timewalk e non è recuperabile.

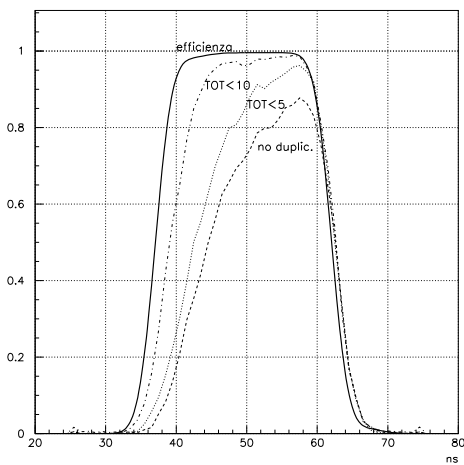
Recuperando, per quanto possibile, gli hit con $TOT \leq 10$ il sensore FE-I3 a 10° garantisce un'efficienza elevata e pressoché costante su un intervallo di circa 10 ns entro cui la risoluzione spaziale è compresa tra 8 e 9 μm in assenza di irraggiamento e vale circa 11 μm quando il dispositivo subisce la fluenza di $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$. Il prezzo da pagare in seguito alla duplicazione dei segnali deboli è un incremento del numero medio di hit per evento, dipendente dalla soglia di TOT scelta (tabella 8.2) che, in condizioni di fasci ad alta



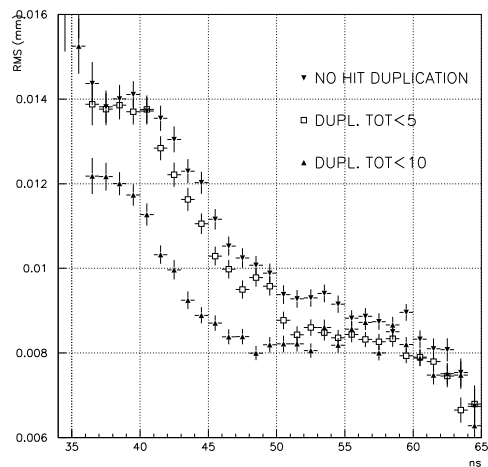
FE-I1



FE-I1 risoluzione totale

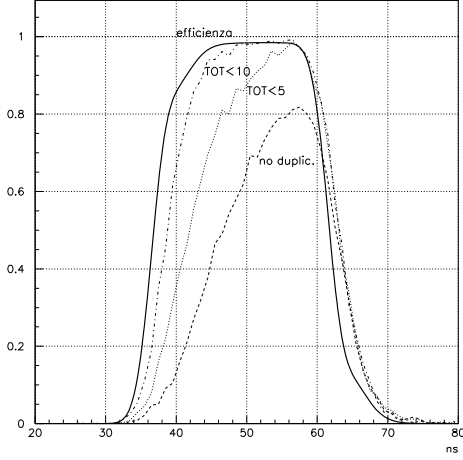


FE-I3

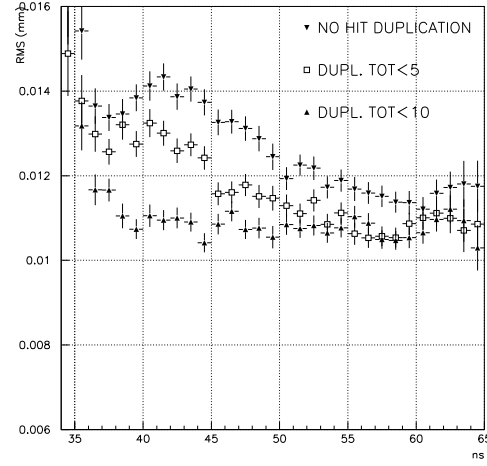


FE-I3 risoluzione totale

Figura 8.9: Frazione di cluster a 2 hit che non subiscono riduzione in funzione del tempo di arrivo e per diversi valori della soglia di TOT per la duplicazione degli hit. I grafici sono sovrapposti all'efficienza. A sinistra è rappresentata la risoluzione totale rispetto al tempo di arrivo per le diverse soglie (sensori non irraggiati a 10°).



FE-I3 irraggiato



FE-I3 irr. risoluzione totale

Figura 8.10: FE-I3 irraggiato (10°): il danneggiamento da radiazione riduce o annulla l'ampiezza dei segnali di molti hit. Il ritardo temporale può essere recuperato in gran parte con bassi valori della soglia di TOT conducendo ad una risoluzione costante ma inferiore a quella dei rivelatori irraggiati a causa dei segnali definitivamente persi.

sensore	FE-I1	FE-I3	FE-I3 irr.
hit/evento senza duplicazione	1.9	1.8	1.5
duplicazione $TOT \leq 5$	2.0	2.2	1.7
duplicazione $TOT \leq 10$	2.1	2.3	1.9
duplicazione $TOT \leq 15$	2.3	2.8	2.6

Tabella 8.2: Incremento del numero medio di hit per evento in relazione alla soglia di TOT posta per la duplicazione degli hit deboli (10°).

intensità può condurre ad un sovraccarico della memoria nell'acquisizione dei dati. Sotto questo aspetto la scelta della soglia $TOT \leq 10$ per il recupero degli hit deboli risulta adeguata per il FE-I3 a 10° rappresentando un buon compromesso tra risoluzione, efficienza e quantità di dati letti.

Conclusioni

Al termine di questo lavoro ricapitoliamo brevemente l'attività svolta e i risultati ottenuti.

Il rivelatore a Pixel dell'esperimento ATLAS è stato presentato nel contesto del progetto LHC ormai prossimo alla fase operativa di esplorazione del Modello Standard, ricerca dell'Higgs e di supersimmetria.

I dati dei test su fascio eseguiti al CERN sono stati utilizzati per caratterizzare i rivelatori a pixel sviluppati secondo precise specifiche in vista della loro applicazione al collisionatore LHC, che prevede prestazioni resistenti ad un elevato livello di radiazioni.

L'analisi è stata svolta su sensori dotati di differente elettronica ed esplorando diverse condizioni di irraggiamento e angolo di incidenza; sono state misurate importanti proprietà come l'efficienza e la risoluzione cercando di classificare le cause delle eventuali perdite.

Un metodo per la ricerca ed il mascheramento dei pixel rumorosi è stato automatizzato ed implementato nel programma di analisi dati.

Le specifiche di ATLAS richiedono un'efficienza con plateau superiore al 97% per particelle ad alta energia, e una risoluzione spaziale migliore di $15 \mu\text{m}$ per la direzione corta dei pixel. Queste proprietà devono essere mantenute anche dopo l'irraggiamento.

I dispositivi analizzati presentano un'efficienza che, per tracce perpendicolari o a 10° , supera il 99% nel caso di sensori non irraggiati e il 98% per sensori che hanno subito la fluence dell'ordine di $10^{15} \text{n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$. In entrambi i casi può essere assunto un intervallo di 10 ns in cui l'efficienza è pressoché

costante, sufficiente a posizionare la fase nella presa dati all'LHC. La risoluzione spaziale dipende dall'angolo di incidenza variando tra $8 \mu\text{m}$ e $13 \mu\text{m}$, e si raggiunge la condizione ideale per angoli che offrono una buona statistica di cluster a doppio hit.

La risoluzione spaziale è stata studiata sviluppando algoritmi per il calcolo della posizione dei cluster. La strategia migliore per valorizzare le proprietà del sensore fa uso dell'interpolazione di carica e richiede la conoscenza di altre caratteristiche come il grado di condivisione di carica tra pixel adiacenti.

Il tempo di arrivo degli hit è dipendente dalla carica raccolta e tale dipendenza è particolarmente evidente per segnali deboli; da ciò emerge che, quando la lettura degli hit è ristretta ad un intervallo di 25 ns , i cluster possono subire un ridimensionamento dovuto alla perdita di hit. L'entità di questo ridimensionamento e la conseguente perdita di risoluzione spaziale sono stati studiati evidenziandone la dipendenza dal tempo di arrivo. Questo è stato possibile applicando opportune simulazioni ai dati in analisi o avvalendosi di accorgimenti presi durante il test su fascio. Allo stesso modo è stata analizzata la possibilità di recuperare gli hit deboli duplicando i segnali inferiori ad una certa soglia in un bunch crossing precedente. In questo modo si argina la dipendenza della risoluzione spaziale dal tempo di arrivo a costo di un incremento del numero di segnali da leggere.

Emerge quindi la necessità di scegliere una finestra temporale, entro cui fissare la fase per l'acquisizione dei segnali, che massimizzi l'efficienza e la risoluzione del sensore valutando inoltre una soglia per la duplicazione degli hit deboli che migliori la risoluzione senza produrre un sovraccarico di segnali, particolarmente rischioso nel caso di tracce multiple.

Il modulo FE-I3 presenta, nelle condizioni in cui la rivelazione dei segnali sia limitata ad un solo bunch crossing, una risoluzione totale che, nell'intervallo di plateau dell'efficienza, varia tra $9 \mu\text{m}$ e $10 \mu\text{m}$ (10°) e un'occupazione di segnali di 1.8 hit/evento per tracce incidenti singolarmente sul rivelatore. Il recupero degli hit con $\text{TOT} \leq 10$ consente il raggiungimento di una risoluzione spaziale di $\sim 9 \mu\text{m}$, assumibile costante nel plateau di efficienza,

con un'occupazione di segnali di 2.3 hit/evento. Dopo il danneggiamento da radiazione la risoluzione spaziale si mantiene comunque inferiore agli 11 μm , valore che ben rientra nelle specifiche del Technical Design Report di ATLAS.

Parte del lavoro sviluppato in questa tesi è stato riportato in due recenti note del gruppo ATLAS:

Alimonti, G. et al. *Analysis of test beam data of ATLAS Pixel Detector production modules with a high intensity pion beam.* ATL-COM-INDET-2005-012.

Alimonti, G. et al. *Test beam measurement of the detection efficiency of ATLAS Pixel production modules.* ATL-COM-INDET-2005-013.

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] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974) 39.
- [4] K. Lane, *Technicolor 2000*, hep-ph/0007304 (2000).
- [5] D. E. Groom et al., Eur. Phys. Journal **C15** (2000) 1.
- [6] T. Hambye and K. Riesselmann, Phys. Rev. **D55** (1997) 7255.
- [7] C. Quigg, B.W. Lee and H. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519.
- [8] M. Veltman, Acta Phys. Polon. **B70** (1977) 475.
- [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] P. Abreu et al. (DELPHI collaboration), Phys. Lett. **B499** (2001) 23.
- [11] R. Barate et al. (ALEPH collaboration), Phys. Lett. **B499** (2001) 53.

- [12] G. Abbiendi et al. (OPAL collaboration), Phys. Lett. **B499** (2001) 38.
- [13] P. Achard et al. (L3 collaboration), Phys. Lett. **B517** (2001) 319.
- [14] The LEP collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the Heavy Flavor and Electroweak Groups, CERN-EP/99-15.
- [15] P.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. Lon., **A133** (1931) 60.
- [16] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-16 (Vol. I) and CERN/LHCC 97-17 (Vol. II).
- [17] The ATLAS Pixel Collaboration, *Pixel Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-13.
- [18] S. Haywood, *Offline alignment & calibration of the Inner Detector*, ATL-INDET-2000-005.
- [19] The ATLAS Collaboration, *High Level Trigger, Data Acquisition and Controls TDR*, CERN/LHCC 2003-022.
- [20] The ATLAS Collaboration, *Computing Technical Design Report*, CERN/LHCC 2005-022.
- [21] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, 2nd Edition, Wiley-interscience, New York (1981).
- [22] R. Wunstorf, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **44** (1997) 806.
- [23] H. Feick, *Radiation tolerance of silicon particle detectors for high-energy physics experiments*, Ph.D. thesis University Hamburg, Internal Report DESY F35D-97-08 (1997).

- [24] G. Lindström, M. Moll and E. Fretwurst, Nucl. Instr. and Meth. **A426** (1999) 1.
- [25] R.H. Richter et al., Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 412.
- [26] 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).
- [27] S. Bates et al., Nucl. Instr. and Meth. **A379** (1996) 116.
- [28] H. Feick et al., Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 217.
- [29] G. Lindström et al. (ROSE collaboration), *Radiation hard silicon detectors - developments by the RD48 (ROSE) collaboration*, Nucl. Instr. and Meth. **A466** (2001) 308.
- [30] E. Fretwurst et al., Nucl. Instr. and Meth. **A342** (1994) 119.
- [31] H. Feick, *Temperaturabhängigkeit der Langzeitausheilung neutronengeschädigter Silizium-Detektoren*, diploma thesis, Universität Hamburg (1993).
- [32] T. Schulz et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. **41** (1994) 791.
- [33] The ROSE collaboration, *RD48 3rd status report*, CERN/LHCC 2000-009 (2000).
- [34] M. S. Alam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A456** (2001) 217.
- [35] I. Gorelov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A489** (2002) 202.
- [36] T. Rohe, Ph.D. thesis, Ludwig Maximilians Universität, Munich 1999.

- [37] J. Treis et al., Nucl. Instr. and Meth. **A490** (2002)
- [38] A. Andreazza, Nucl. Instr. and Meth. **A513** (2003) 103.
- [39] <http://troncon.home.cern.ch/troncon/testbeamhome.html>, pagine curate da C. Troncon.
- [40] A. Andreazza et al., *H8 ATLAS pixel test beam analysis program-User Guide* ATL-INDET-2001-009.
- [41] O. Couet, *Paw tutorial*, CERN, Ginevra (1999)
- [42] *Hbook, reference manual (version 4.17)*, CERN, Ginevra (1993)
- [43] E. Belau et al., Nucl. Instr. and Meth. **A214** (1983) 253.
- [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] F. Ragusa, Nucl. Instr. and Meth. **A447** (2000) 184.
- [46] T. Lari, *Measurements of spatial resolution of ATLAS Pixel detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A462** (2001) 112.
- [47] C. Troncon, IEEE Trans. on Nucl. Sci. **47** (2000) 125.
- [48] R. Turchetta, Nucl. Instr. and Meth. **A335** (1993) 44.

Ringraziamenti

Desidero esprimere la mia gratitudine a tutti i membri del gruppo ATLAS-Pixel di Milano per il prezioso supporto che mi hanno offerto nella realizzazione di questo lavoro. Particolari ringraziamenti vanno al Prof. Francesco Ragusa, al Dott. Attilio Andreazza, alla Dott.ssa Clara Troncon e al Dott. Tommaso Lari che mi hanno pazientemente seguito con disponibilità ed attenzione coinvolgendomi nelle attività del gruppo, valorizzando il mio lavoro e regalandomi esperienze indimenticabili.

Un ringraziamento sentito va inoltre ai miei genitori per la fiducia che mi hanno sempre dimostrato.