



UNIVERSITÀ  
DI SIENA  
1240

DIPARTIMENTO DI SCIENZE FISICHE, DELLA TERRA E DELL'AMBIENTE  
Corso di Laurea in Fisica e Tecnologie Avanzate

STUDI DI TRACCIAMENTO DI PARTICELLE CARICHE  
NELL'ESPERIMENTO CALET

*Relatore:*  
Prof. Paolo Maestro

*Tesi di laurea di:*  
Maria Giulia Callaini

Anno Accademico 2020/2021



*Remember to look up at the stars and not down at your feet.*

*Try to make sense of what you see and wonder about what makes the universe exist.*

*Be curious.*

*And however difficult life may seem, there is always something you can do and succeed at.*

*It matters that you don't just give up.*

– Stephen W. Hawking

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Raggi cosmici</b>	<b>3</b>
1.1 Cenni storici	3
1.2 Cosa sono i RC?	5
1.2.1 Composizione dei raggi cosmici	8
1.2.2 Origine dei Raggi Cosmici	9
1.3 Meccanismi di accelerazione	10
1.3.1 Meccanismo di accelerazione di Fermi al secondo ordine	10
1.3.2 Meccanismo di Fermi del primo ordine	10
1.3.3 Accelerazione dei raggi cosmici extragalattici	11
1.4 Propagazione dei raggi cosmici nella Galassia	12
1.4.1 Leaky Box Model	12
1.4.2 Rapporto secondari-primari nei raggi cosmici	14
<b>2 Sciami elettromagnetici e adronici</b>	<b>18</b>
2.1 Principali tecniche di rilevazione	18
2.1.1 Misure indirette	18
2.1.2 Misure dirette	19
2.2 Sciami elettromagnetici	20
2.2.1 Sviluppo longitudinale	21
2.2.2 Sviluppo laterale	21
2.3 Sciami adronici	22
2.3.1 Sviluppo longitudinale dello sciame adronico	23
2.3.2 Sviluppo laterale	24
<b>3 Il calorimetro CALET</b>	<b>25</b>
3.1 CALET, CALorimetric Electron Telescope	25
3.2 CHarge Detector (CHD), il rivelatore di carica	27
3.3 Imaging Calorimeter (IMC)	28

3.4	Total Absorption Calorimeter (TASC)	28
3.5	Trigger system	29
3.6	Risultati di CALET	29
3.6.1	Misure di precisione dello spettro degli elettroni	30
3.6.2	Spettro di protoni e nuclei pesanti	31
3.6.3	Spettro di Carbonio e Ossigeno	33
3.6.4	Osservazioni su spettri del ferro	35
<b>4</b>	<b>I metodi di ricostruzione</b>	<b>38</b>
4.1	Il Kalman Filter	38
4.2	Il Metodo dei Momenti	39
4.3	Hough Transform	40
4.4	Simulazione Monte Carlo	42
4.5	Event display	43
4.5.1	Protoni	44
4.5.2	Nuclei di elio	45
<b>5</b>	<b>Analisi dati - Protoni e nuclei di elio interagenti</b>	<b>47</b>
5.1	Protoni interagenti	47
5.1.1	Risoluzione ed efficienza di ricostruzione	55
5.2	Nuclei di elio interagenti	59
5.2.1	Risoluzione ed efficienza di ricostruzione	66
<b>6</b>	<b>Analisi dati - Protoni e nuclei di elio non interagenti</b>	<b>70</b>
6.1	Protoni non interagenti	70
6.1.1	Risoluzione ed efficienza di ricostruzione	77
6.2	Nuclei di elio non interagenti	80
6.2.1	Risoluzione ed efficienza di ricostruzione	87
6.3	Osservazioni conclusive	90
<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>91</b>
<b>A</b>	<b>Interazione radiazione - materia</b>	<b>92</b>
A.1	Interazione di particelle cariche	92
A.1.1	Particelle cariche pesanti	93
A.1.2	Elettroni e positroni	96
A.2	Interazione dei fotoni con la materia	98
A.2.1	Effetto fotoelettrico	98
A.2.2	Effetto Compton	98
A.2.3	Produzione di coppia	98

<b>Ringraziamenti</b>	100
<b>Bibliografia</b>	100

# Introduzione

Lo studio dei raggi cosmici ha come obiettivo la comprensione della loro origine, dei meccanismi di accelerazione nelle sorgenti astrofisiche che li producono e dei meccanismi di propagazione nel mezzo interstellare. A questo scopo negli ultimi due decenni sono stati sviluppati strumenti calorimetrici in grado di rivelare direttamente i raggi cosmici fino ad energie di centinaia di TeV. Tali strumenti sono affiancati da altri rivelatori che misurano la carica e la direzione di arrivo dei raggi cosmici.

CALET (acronimo di CALorimetric Electron Telescope) è un osservatorio calorimetrico di raggi cosmici operante dall'Agosto 2015 sulla Stazione Spaziale Internazionale. La missione CALET è il frutto di una collaborazione internazionale guidata dall'agenzia spaziale giapponese JAXA e che coinvolge l'Agenzia Spaziale Italiana (ASI), la NASA e università negli Stati Uniti, in Giappone e Italia, in particolare l'Università di Siena che è capofila della partecipazione italiana alla missione.

Il principale obiettivo scientifico di CALET è la misura di alta precisione dello spettro inclusivo di elettroni e positroni cosmici in un intervallo da 1 GeV a 20 TeV. Altri obiettivi importanti sono la misura degli spettri energetici e delle abbondanze relative dei nuclei cosmici e la ricerca di materia oscura attraverso lo studio di eventuali segnature caratteristiche negli spettri di elettroni e raggi gamma. Lo strumento CALET è composto da tre rivelatori che permettono l'identificazione del nucleo cosmico incidente, misurandone la carica elettrica, ricostruendone la direzione e misurando l'energia rilasciata dallo sciame di particelle da esso generato.

In questo lavoro di tesi sono stati studiati tre metodi di ricostruzione delle tracce dei raggi cosmici rivelati dallo strumento CALET. Il primo metodo è basato su un algoritmo di tipo Kalman Filter combinatorio ed è utilizzato nel programma di ricostruzione ufficiale della collaborazione. Il secondo è basato sulla Hough Transform, una tecnica utilizzata per il riconoscimento e l'estrazione automatica di forme da immagini digitali e adattata per ricercare la traccia dei raggi cosmici nell'IMC (calorimetro a imaging). E' stato infine sviluppato un algoritmo di tracciamento basato sul Metodo dei Momenti. Tale metodo permette di calcolare la direzione dell'asse dello sciame a partire dagli autovettori della matrice di covarianza, calcolata usando i depositi di energia nel TASC (calorimetro ad assorbimento totale di CALET).

I tre metodi di tracciamento sono stati applicati a dati di protoni e nuclei di elio simulati, in un ampio intervallo di energia e con una distribuzione angolare isotropa, per mezzo del programma Monte Carlo dell'esperimento. La precisione nella ricostruzione della traccia con i tre metodi è valutata dal confronto con l'informazione vera di generazione del Monte Carlo. Le prestazioni ottenute sono confrontate in termini di risoluzione angolare e spaziale ed efficienza di ricostruzione.

La tesi è organizzata nel seguente modo.

Il capitolo 1 fornisce un'introduzione alla fisica dei raggi cosmici. In particolare, dopo una parte introduttiva storica sulle principali scoperte, si descrive lo spettro dei raggi cosmici, la loro composizione e origine per poi passare ai meccanismi di accelerazione di Fermi (di I e II ordine) e alla loro propagazione nella Galassia. Viene descritto il modello Leaky Box e la produzione di raggi cosmici secondari nel mezzo interstellare.

Nel capitolo 2, facendo riferimento ai processi di interazione della radiazione ionizzante con la materia descritti in Appendice A, vengono spiegati gli sciami elettromagnetici e adronici e descritti i diversi tipi di calorimetro utilizzati per la loro rivelazione.

Il capitolo 3 illustra e spiega lo strumento CALET, le parti di cui è composto, le rispettive funzioni e i sistemi di trigger per raccogliere i dati in modo efficiente. Vengono inoltre descritti i principali risultati pubblicati finora dalla collaborazione.

Nel capitolo 4 sono spiegati i metodi di tracciamento basati su Kalman Filter, Metodo dei Momenti, Hough Transform. E' descritto il programma di analisi che implementa questi algoritmi e che è stato sviluppato per questo lavoro di tesi. E' mostrato il display di eventi (incluso nel programma di analisi) di protoni ed elio ricostruiti con i suddetti metodi.

I capitoli 5 e 6 riportano i risultati ottenuti: le distribuzioni angolari e dei punti di impatto ricostruiti con i tre metodi, le relative risoluzioni angolari e spaziali e le efficienze, distinguendo fra protoni e nuclei di elio che soddisfano l'High-Energy trigger di CALET (capitolo 5) ed eventi non interagenti (capitolo 6), cioè sotto soglia di trigger. Il confronto fra i risultati è discusso al termine dei capitoli e nelle conclusioni della tesi (capitolo 7).



# Capitolo 1

## Raggi cosmici

### 1.1 Cenni storici

È ormai noto che la Terra è sotto un continuo bombardamento di radiazioni provenienti dallo spazio esterno, un fenomeno di cui si è scoperta l'esistenza all'inizio del secolo scorso. Alla fine del diciannovesimo secolo era stato osservato che negli elettroscopi, anche se isolati, si verificava una scarica che per essere spiegata richiedeva una qualche sorgente di radiazione ionizzante. La messa a punto, nel 1909, di un nuovo elettroscopio da parte di Theodor Wulf permise ai fisici di condurre indagini sulle misteriose radiazioni al di fuori del laboratorio. Con questo nuovo elettroscopio, Wulf misurò la ionizzazione dell'aria in varie località in Germania, Olanda e Belgio giungendo alla conclusione che i risultati da lui ottenuti supportavano l'ipotesi che la radiazione fosse dovuta alla presenza di sostanze radioattive negli strati più superficiali della crosta terrestre. Per capire l'origine di questa radiazione Wulf effettuò una serie di misurazioni per mettere in relazione eventuali cambiamenti di intensità di tale radiazione con l'altezza alla quale tali misurazioni venivano eseguite: se la radiazione proveniva dalla terra, aumentando l'altezza alla quale si effettuava la misurazione essa avrebbe dovuto subire un decremento. Egli si aspettava di osservare una decrescita esponenziale della ionizzazione dell'atmosfera; invece, il segnale diminuiva molto meno di quanto previsto. Questo dato poteva essere spiegato con l'esistenza di una sorgente di radiazione non ancora nota.

Nel 1912 lo scienziato austriaco Victor Hess, dotato di alcuni elettroscopi, effettuò una decina di ascensioni in mongolfiera, fino alla quota di 5000 m. Gli esperimenti di Hess mostrarono una ionizzazione dell'atmosfera che cresceva con l'altezza, specie al di sopra di 1000 m, raggiungendo a 5000 m un valore 3-5 volte maggiore di quello osservato a livello del mare. La conclusione di Hess fu: "I risultati delle mie osservazioni si spiegano meglio assumendo che una radiazione di alto potere ionizzante entri dall'alto nella nostra atmosfera". Grazie a questi studi nel 1936 Hess ottenne il premio Nobel. Ad una conclusione simile a quella dello scienziato austriaco era giunto nel 1911 anche il fisico italiano Domenico Pacini che aveva con-

dotto misurazioni all'interno di un sottomarino osservando come l'intensità delle radiazioni diminuiva con l'aumentare della profondità del mare.

La natura di questa nuova radiazione fu oggetto di dibattito tra i fisici. Robert Millikan, che nel 1925 aveva denominato tale radiazione "Raggi cosmici" (RC), considerava di natura elettromagnetica la radiazione ionizzante presente nell'atmosfera, poiché, in base alle conoscenze di allora, la radiazione più penetrante erano fotoni ad alta energia. Tuttavia, altre evidenze sperimentali ne mostravano la natura di particelle cariche come dimostrato dal fatto che i RC potevano essere deflessi dal campo magnetico terrestre. Nel 1927 Clay evidenziò come l'intensità dei RC venisse modulata in relazione alla latitudine nel campo geomagnetico dimostrando che si trattava di particelle elettricamente cariche. Tra il 1928 e il 1929 i fisici tedeschi Walter Bothe e Werner Kolhörster, si accorsero che utilizzando contatori Geiger disposti l'uno sopra l'altro, a breve distanza tra loro (fig. 1.1), spesso essi segnalavano simultaneamente il passaggio di una carica. Queste scariche simultanee, o coincidenze, non erano casuali perché diminuivano quando i due contatori si allontanavano. I due scienziati, dunque, conclusero che la coincidenza dei segnali doveva essere prodotta da una singola particella che attraversava l'uno dopo l'altro i due contatori.

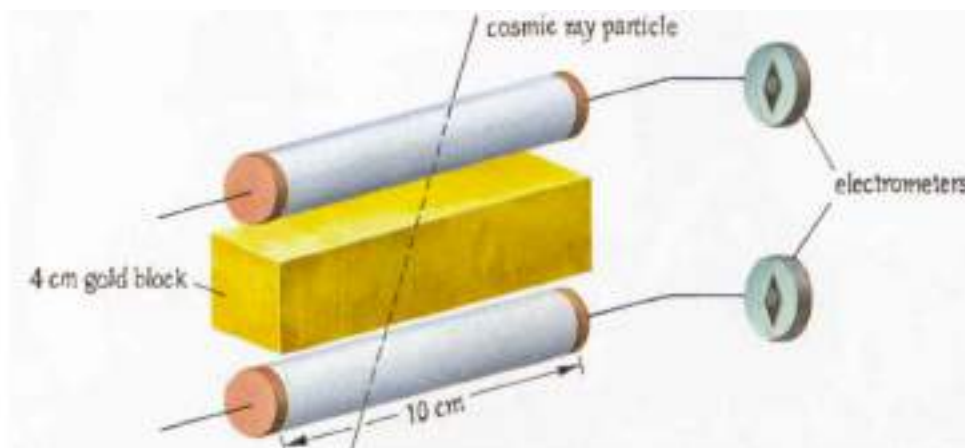


Figura 1.1: Disposizione dei contatori Geiger nell'esperimento di Walter Bothe e Werner Kolhörster.

Interponendo tra i due contatori vari materiali dimostrarono che i RC non erano costituiti da raggi gamma, ma da particelle cariche altamente penetranti in grado di passare attraverso spessori d'oro fino a 4 cm. Questi esperimenti furono continuati negli anni '30 dal fisico italiano Bruno Rossi che scoprì che tale radiazione poteva attraversare spessi strati di piombo. Grazie a circuiti di coincidenza elettronici da lui inventati e che permettevano di misurare coincidenze tra dispositivi posti a distanza tra loro, Rossi evidenziò l'esistenza degli sciami che investivano grandi superfici con un numero elevatissimo di particelle ionizzanti.

Nel 1938 Pierre Auger e Roland Maze dimostrarono che contatori Geiger-Muller posti a diversi metri l'uno dall'altro registravano contemporaneamente l'arrivo di particelle da RC, indican-

do così che esse erano particelle secondarie provenienti da una sorgente comune: gli sciame atmosferici.

Lo studio dei RC era quindi un campo di ricerca attivissimo che portò alla scoperta di nuove particelle, generate negli urti di RC con il mezzo atmosferico. Infatti, cercando una spiegazione al puzzle dei RC, i fisici scoprirono una serie di nuove particelle subatomiche (“zoo particles”) aprendo la strada allo studio delle particelle elementari. Lo strumento che permise la scoperta di nuove particelle fu la camera a nebbia inventata da Wilson nel 1911. La camera è essenzialmente una scatola di vetro contenente gas. Quando il gas si espande, la temperatura si abbassa, portando alla condensazione del gas attorno agli ioni presenti nella camera e producendo una traccia visibile delle particelle cariche mettendole così in evidenza. In questo modo fu possibile “vedere” le particelle generate dai RC nell’atmosfera. Se la camera a nebbia viene immersa in un campo magnetico è possibile risalire alla massa e al segno della carica delle particelle tramite la curvatura della traccia nel campo magnetico [1]. In questo modo nel 1932 Carl Anderson osservò una particella di massa uguale a quella dell’elettrone ma con carica positiva: il positrone, la cui scoperta fu poi confermata nel 1933 da Blackett ed Occhialini.

Successivamente sono stati scoperti i muoni e particelle appartenenti al gruppo dei mesoni: kaoni e pioni. Era quindi chiaro che quando i RC arrivavano sulla Terra, essi potevano interagire con le molecole dell’atmosfera creando una cascata di particelle secondarie. Il laboratorio a cielo aperto dei RC venne sfruttato fino agli anni ’50, finché non vennero sviluppati acceleratori di particelle che permettevano uno studio più diretto e controllato della fisica nucleare e subnucleare. Oggi la ricerca si concentra principalmente sugli eventi astrofisici che potrebbero generare i RC.

## 1.2 Cosa sono i RC?



Figura 1.2: Immagine artistica di uno sciame atmosferico.

I RC sono particelle e nuclei atomici di alta energia che colpiscono la Terra da ogni direzione. La loro origine può essere sia galattica che extragalattica. I RC che dallo spazio arrivano nell'atmosfera sono chiamati primari. Questi interagiscono con gli strati alti dell'atmosfera e generano una moltitudine di particelle, i cosiddetti sciami secondari. I RC primari sono costituiti per il 99% da protoni e nuclei, e solo per l'1% da elettroni e tracce di antimateria (positroni e antiprotoni). Della prima componente, i protoni sono i più abbondanti, rappresentando una frazione pari a circa l'87% del totale, il resto è costituito principalmente da nuclei di He (12%) e altri nuclei leggeri (1%). Una prima caratteristica da osservare nei RC primari è il loro spettro energetico che copre un intervallo di energie molto ampio, che si estende da circa  $10^9$  eV fino a  $10^{21}$  eV. I RC primari sono classificabili in base alla loro energia come illustrato nella seguente tabella:

Nome	Energia (eV)
High Energy Events	$10^9$
Very High Energy Events	$10^{12}$
Ultra High Energy Events	$10^{15}$
Extreme High Energy Events	$E > 10^{15}$

Figura 1.3: Classificazione dei RC primari in base alla loro energia.

La figura [1.4](#) mostra lo spettro dei RC, cioè il flusso di particelle  $\frac{dN}{dE}$  che colpisce l'atmosfera terrestre in funzione della loro energia  $E$ . Lo spettro energetico segue approssimativamente una legge di potenza:

$$\frac{dN}{dE} = KE^{-\gamma} \quad (1.1)$$

dove  $\gamma$  è l'indice spettrale e  $K$  è una costante.

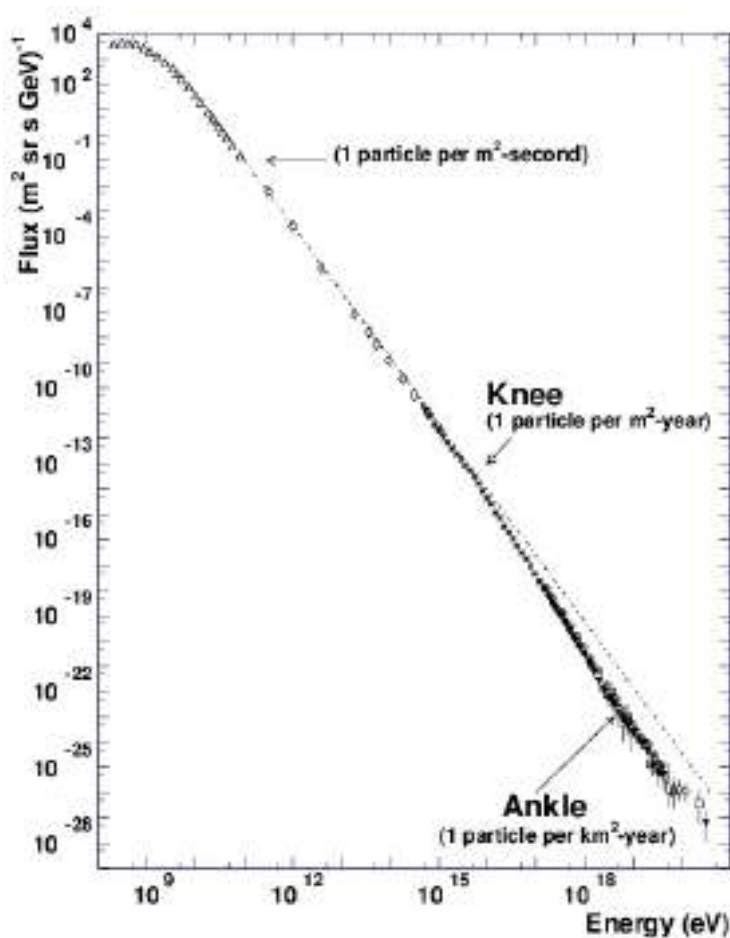


Figura 1.4: Spettro energetico dei RC primari. Sono visibili due zone di transizione: il ginocchio (pendenza più ripida) e la caviglia (pendenza meno ripida)

Questo è il cosiddetto spettro “all particle” ottenuto sommando i flussi di tutti gli elementi nei RC. I RC di energia più bassa sono più numerosi, mentre il loro flusso diminuisce all’aumentare dell’energia. Per esempio, il flusso di RC intorno a  $10^9$  eV è di circa 1 per  $m^2$  per secondo, ma diventa 1 per  $m^2$  per anno a  $10^{15}$  eV e addirittura solo 1 per  $km^2$  per secolo alle energie più alte mai osservate ( $10^{21}$  eV). In fig. 1.4 si nota che i due punti detti knee (ginocchio) e ankle (caviglia), in corrispondenza dei quali si verificano cambiamenti di pendenza dello spettro, delimitano tre diverse regioni. Per energie comprese tra  $10^9$  eV e  $10^{15}$  eV, l’indice spettrale è  $\gamma = 2.7$ ; in corrispondenza del “ginocchio” lo spettro aumenta la sua pendenza e  $\gamma$  passa dal valore 2.7 al valore 3.1. Ad energie superiori a  $10^{19}$  eV lo spettro si appiattisce nuovamente e  $\gamma$  ritorna al valore originario 2.7, in corrispondenza della cosiddetta “caviglia”.

I RC di più bassa energia fino a  $10^{10}$  eV provengono dal sole; quelli di energia intermedia fino a  $10^{15}$  eV sono di origine galattica (esplosioni di supernovae); i raggi cosmici con energia più elevata, oltre i  $10^{15}$  eV sono di origine extragalattica (pulsar con intensi campi magnetici,

buchi neri, nuclei galattici attivi).

### 1.2.1 Composizione dei raggi cosmici

Un aspetto importante dei RC riguarda la loro composizione chimica, cioè l'abbondanza relativa degli elementi di cui sono composti [2]. Il confronto tra la composizione dei RC e quella degli elementi del sistema solare (SS), mostrato in Fig.1.5, permette di ottenere informazioni sulla loro natura e provenienza.

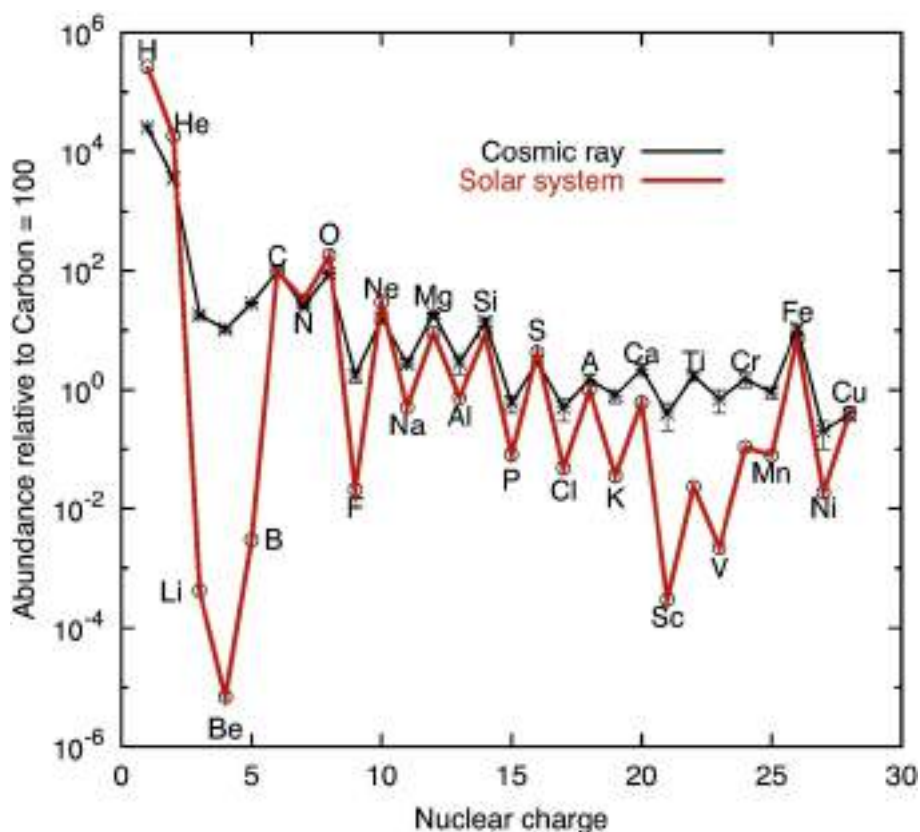


Figura 1.5: Abbondanze relative dei raggi cosmici, confrontate con quelle tipiche del sistema solare.

Si nota che le abbondanze relative degli elementi nei RC e nel sistema solare presentano molte analogie, ma ci sono anche alcune differenze:

- i nuclei più leggeri, come H ed He, sono meno abbondanti nei RC;
- picchi per C, O, Ne, Mg, Si e Fe sono presenti sia nei RC che nella materia del SS;
- differenze evidenti si notano per due gruppi di elementi (Li, Be, B e Sc, Ti, V, Cr, Mn) che sono decisamente più abbondanti nei RC rispetto alla materia che forma il SS. Ciò può essere spiegato con il fatto che essi sono prodotti nei RC dall'interazione (spallazione) di nuclei di alto Z con il mezzo interstellare [3], mentre sono quasi totalmente

assenti nella fase finale del processo di nucleosintesi stellare. Il processo di spallazione di elementi primari (come C, O e Fe) determina la formazione di elementi secondari nei RC aumentandone l'abbondanza rispetto al SS<sup>[4]</sup>. In particolare, dalla spallazione di C e O si ottengono Li, Be, B mentre Sc, V, Cr, Mn derivano dalla spallazione del Fe.

- in entrambe le distribuzioni si osserva l'effetto pari-dispari legato alla stabilità dei nuclei: gli elementi con numero atomico pari sono più abbondanti rispetto a quelli, adiacenti, con numero atomico dispari.

### 1.2.2 Origine dei Raggi Cosmici

Lo studio dei RC è importante per ottenere informazioni sulla loro origine, sulle sorgenti astrofisiche che li producono, sui meccanismi di accelerazione che li portano ad avere energie così elevate, e sulla loro propagazione nel mezzo interstellare. Come detto in precedenza i RC di più bassa energia fino a  $10^{10}$  eV provengono dal Sole. Dall'espansione continua della parte più esterna dell'eliosfera, la corona solare, si origina il vento solare, un flusso di particelle cariche composto principalmente da protoni, elettroni e, in parte minore, da particelle alfa. Il flusso del vento solare varia nel tempo ("modulazione solare") secondo il ciclo undecennale dell'attività solare.

Per  $E < 10^{15}$  eV si ritiene che i RC siano accelerati dalle esplosioni di supernovae che avvengono nella nostra Galassia. Queste enormi esplosioni avvengono quando il nocciolo interno di una stella giunge alla fine della sua vita e collassa sotto il suo stesso peso. Si produce così una violenta esplosione che espelle nello spazio interstellare gli elementi che si erano originati nella stella in seguito a reazioni di fusione nucleare. L'onda d'urto generata accelera le particelle fino ad altissime energie <sup>[5]</sup>.



Figura 1.6: Nuvola di gas rappresentante il resto della supernova N132D. L'onda d'urto delle esplosioni di supernova è un probabile sito di accelerazione dei RC.

## 1.3 Meccanismi di accelerazione

### 1.3.1 Meccanismo di accelerazione di Fermi al secondo ordine

In una pubblicazione del 1949 [6], Enrico Fermi propose una prima versione del meccanismo di accelerazione per spiegare le enormi energie raggiunte dai RC. Secondo tale meccanismo le particelle nei RC acquistano energia in seguito alle collisioni con nubi di gas ionizzati (i plasmi), che creano regioni di campo magnetico irregolari [7]. Queste nuvole ionizzate si muovono nello spazio interstellare in modo casuale ed agiscono come “specchi magnetici” su cui le particelle collidono in modo stocastico [8]. Le particelle coinvolte in una collisione frontale, “Head-on”, sono accelerate, mentre le particelle coinvolte in una collisione “Tail-end” subiscono una perdita di energia. Si può calcolare che, in media, gli scontri frontali sono più probabili e in questo modo le particelle guadagnano energia in seguito molte collisioni [9]. Tuttavia il modello non risulta molto efficiente in quanto l’acquisto di energia in ogni collisione è proporzionale a  $\beta^2$  della particella (meccanismo di secondo ordine).

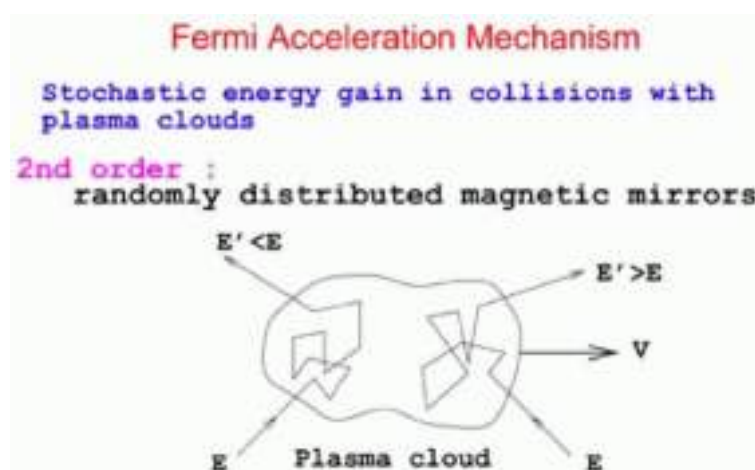


Figura 1.7: Schema del meccanismo di Fermi del secondo ordine.

### 1.3.2 Meccanismo di Fermi del primo ordine

L’idea originale di Fermi è stata modificata da ricercatori alla fine degli anni ’70 [10] per descrivere un meccanismo più potente di accelerazione basato sulla propagazione supersonica delle onde d’urto dovute alle esplosioni di supernovae nel mezzo interstellare. Come mostrato in Fig. 1.8 una particella relativistica può attraversare più volte il fronte d’onda che delimita la regione di plasma (upstream) non ancora raggiunta dall’onda d’urto, dalla regione (downstream) del plasma già investita dall’onda d’urto. A differenza del meccanismo di Fermi di secondo ordine, in questo caso il guadagno di energia medio ad ogni attraversamento del fronte d’onda dello shock è proporzionale a  $\beta$  della particella. Questo meccanismo riesce a spiegare l’accelerazione dei raggi cosmici fino ad energie dell’ordine di  $10^{15}$  eV e consente di calcolare



uno spettro dei RC alla sorgente (cioè prima della propagazione nel mezzo interstellare) con legge di potenza  $E^{-2.1}$  [4].

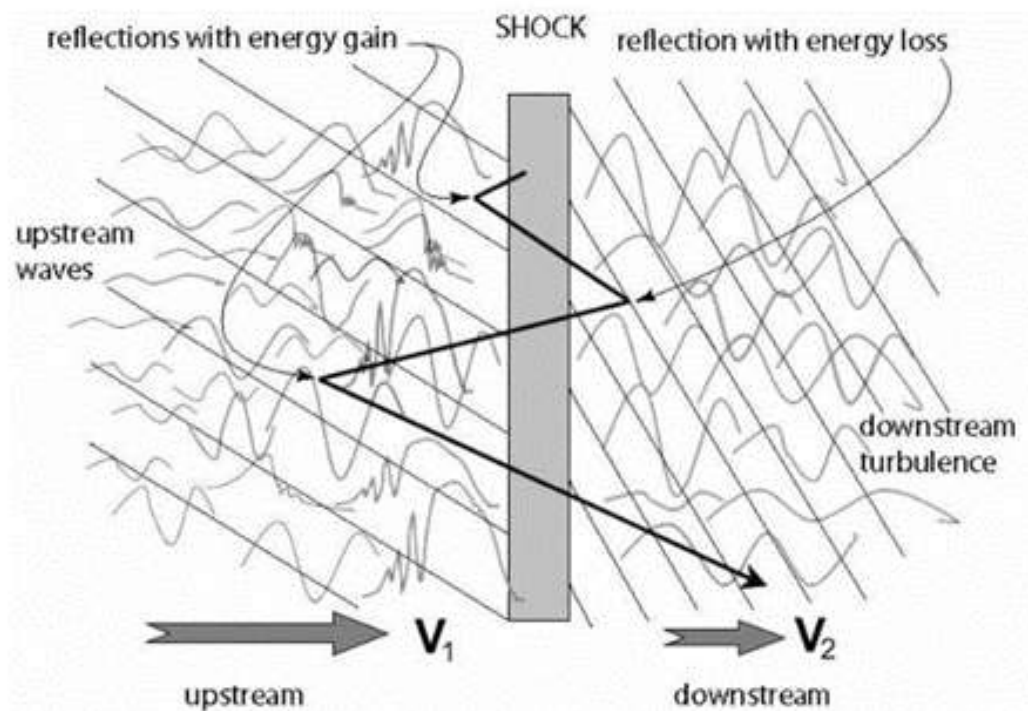


Figura 1.8: Schema del meccanismo accelerazione Fermi di primo ordine.

### 1.3.3 Accelerazione dei raggi cosmici extragalattici

L'onda prodotta dall'esplosione di una supernova è in grado di spiegare l'accelerazione dei RC fino ad energie di  $10^{15}$  eV [8]. Oltre la regione del ginocchio, i RC non sono più confinati all'interno della Galassia e si ritiene ci sia una transizione da una componente galattica ad una prevalentemente extragalattica. Per energie comprese tra  $10^{15}$  e  $10^{19}$  eV possibili sorgenti extragalattiche potrebbero essere i nuclei galattici attivi (AGN) e le sorgenti di Gamma Ray Bursts. AGN è il nome che viene attribuito ad una classe di galassie (circa il 10% di quelle osservate) che presentano nella propria regione centrale un buco nero supermassivo, che fagocita la materia circostante. Attorno al nucleo, sul piano equatoriale, si sviluppa un disco di accrescimento circondato da uno spesso anello di materia e, perpendicolarmente allo stesso piano, vengono emessi due jet di particelle relativistiche e radiazione su tutto lo spettro elettromagnetico.

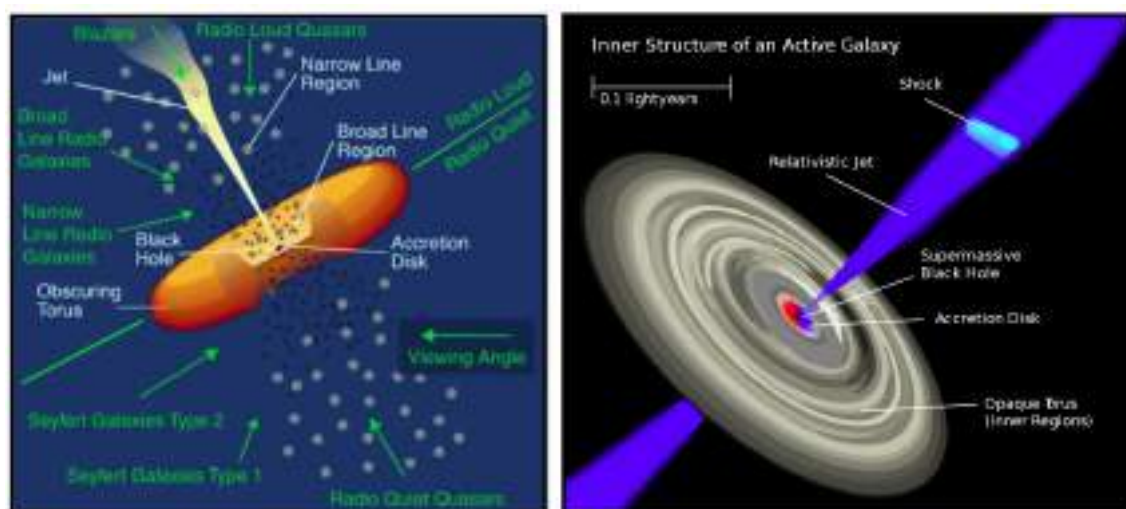


Figura 1.9: Schema di un AGN.

## 1.4 Propagazione dei raggi cosmici nella Galassia

Un modello teorico di propagazione dei raggi cosmici include tutti i processi fisici che cambiano l'abbondanza e l'energia dei RC nel loro tragitto tra la sorgente e la Terra, dove vengono osservati. I processi fisici in gioco sono processi di spallazione, diffusione lungo le linee dei campi magnetici galattici e scattering su irregolarità di tali campi, decadimenti di nuclei radioattivi e interazioni con il gas interstellare.

Il modello più semplice di propagazione è il modello Leaky-Box (fig. [1.10](#)).

### 1.4.1 Leaky Box Model

Nel modello Leaky Box (LBM) si assume che la nostra Galassia sia un cilindro piatto con raggio di circa 15 kpc ( $1 \text{ pc} = 3.26$  anni luce) e altezza circa 300-500 pc e avente campo magnetico medio di circa  $3\text{-}6 \mu\text{G}$ . I RC, essendo composti prevalentemente da particelle elettricamente cariche, risentono del campo magnetico galattico e si propagano seguendone le linee di forza. C'è inoltre una probabilità finita di uscita dei RC dalla Galassia ogni volta che essi ne raggiungono i bordi. In questo modello, inoltre, si assume che nella Galassia la densità dei RC, la distribuzione delle loro sorgenti e la distribuzione del mezzo interstellare sono costanti e uniformi.



Figura 1.10: Modello Leaky-Box per i raggi cosmici galattici. Le sorgenti emettono raggi cosmici nella Galassia. Questi si propagano nel campo magnetico interstellare fino a che (a) raggiungono la Terra, (b) sfuggono dalla Galassia, o (c) vanno incontro a spallazione in nuclei più leggeri (in figura la spallazione del carbonio produce boro).

Assumendo che la propagazione dei RC sia stazionaria nel tempo e considerando solo nuclei stabili con perdite di energia durante la propagazione trascurabili, il sistema di equazioni che descrive il Leaky Box Model è:

$$\frac{Q_i}{m_H n \beta c} - \frac{N_i}{\lambda_i} - \frac{N_i}{\lambda_{esc}} + \sum_{k>0} \frac{N_k}{\lambda_{k \rightarrow i}} = 0 \quad (1.2)$$

dove:

- $Q_i$  : numero di nuclei dell'  $i$ -esimo elemento per unità di tempo e di volume prodotti dalla sorgente con energia in un certo intervallo dello spettro;
- $N_i$  : densità di nuclei nello stesso intervallo energetico di  $Q_i$  che si diffondono nel mezzo interstellare;
- $\lambda_i$  : lunghezza di interazione dell'  $i$ -esimo nucleo nel mezzo interstellare, ovvero il cammino libero medio percorso dall'  $i$ -esimo nucleo prima che questo urti anelasticamente un protone presente nel mezzo con conseguente frammentazione del nucleo;
- $m_H$  : massa dell'atomo di idrogeno; il mezzo interstellare viene schematizzato come idrogeno gassoso avente densità  $n$  dell'ordine di  $1 \text{ cm}^{-3}$ ;
- $\beta c$  : velocità della particella;

- $\lambda_{k \rightarrow i}$  si calcola come

$$\lambda_{k \rightarrow i} = \frac{m_H}{\sigma_{k \rightarrow i}} \quad (1.3)$$

essendo nota la  $\sigma_{k \rightarrow i}$ , la sezione d'urto parziale di cambio-carica di un nucleo su di un protone;

- $\lambda_i$  : lunghezza di interazione (espressa in g/cm<sup>2</sup>) calcolata utilizzando  $\sigma_i$ , la sezione d'urto anelastico totale dell'  $i$ -esimo nucleo su di protone:

$$\lambda_i = \frac{m_H}{\sigma_i} \quad (1.4)$$

- $\lambda_{esc}$  : cammino libero medio di fuga dei RC. Rappresenta la quantità di materia (in g/cm<sup>2</sup>) che viene in media attraversata dai RC prima che questi fuggano dalla Galassia e si esprime con l'equazione:

$$\lambda_{esc} = m_H n \beta c \tau_{esc} \quad (1.5)$$

- $\tau_{esc}$  : tempo medio che intercorre tra l' emissione e la fuoriuscita dalla Galassia dei RC (tempo di fuga).

#### 1.4.2 Rapporto secondari-primari nei raggi cosmici

Risolvendo il set di equazioni differenziali del LBM (eq. [1.2](#)) si può ottenere una stima per le abbondanze relative dei nuclei secondari nei RC rispetto ai primari. Poiché i RC secondari vengono prodotti per spallazione dei primari con il mezzo interstellare, nelle equazioni si pone il termine di sorgente  $Q_i = 0$  per i secondari.

Per porre vincoli sui valori di  $\lambda_{esc}$  si fanno confronti tra le previsioni del LBM e le misure sperimentali. Consideriamo il caso semplice di due sole specie chimiche: un nucleo primario  $P$  e il secondario  $S$  che discende da  $P$  per spallazione. Riscrivendo il sistema di equazioni [1.2](#) per i nuclei  $P$  ed  $S$  si ha:

$$\frac{Q_P}{m_H n \beta c} - \frac{N_P}{\lambda_P} - \frac{N_P}{\lambda_{esc}} = 0 \quad (1.6)$$

e per i secondari

$$-\frac{N_S}{\lambda_S} - \frac{N_S}{\lambda_{esc}} + \frac{N_P}{\lambda_{P \rightarrow S}} = 0 \quad (1.7)$$

Il rapporto fra secondari e primari è quindi dato da:

$$\frac{N_S}{N_P} = \frac{\lambda_{esc}}{1 + \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_{P \rightarrow S}}} \quad (1.8)$$

Se il cammino medio percorso dal nucleo del secondario nel mezzo interstellare prima che il nucleo si frammenti è molto maggiore della quantità di materia attraversata prima che il

nucleo riesca a fuoriuscire dalla Galassia, cioè  $\lambda_S \gg \lambda_{esc}$ , l'equazione 1.8 si riduce a:

$$\frac{N_S}{N_P} = \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_{P \rightarrow S}} \quad (1.9)$$

e quindi l'abbondanza relativa secondari/primari è proporzionale al cammino libero medio di fuga  $\lambda_{esc}$ . Misurando sperimentalmente il rapporto secondari/primari nei RC si può ottenere una stima del parametro  $\lambda_{esc}$  fondamentale in tutti i modelli di propagazione, anche più complicati del LBM. Una volta noto  $\lambda_{esc}$ , le equazioni del LBM possono essere risolte per ricavare da  $N_i$  (il flusso dei RC di una certa specie nucleare misurato sulla Terra) il termine  $Q_i$  ovvero la composizione chimica delle sorgenti astrofisiche di accelerazione.

La stima del cammino libero medio di fuga dei RC, calcolata dalle abbondanze relative dei nuclei secondari rispetto ai primari nel LBM, è pari a circa 5-10 g/cm<sup>2</sup>. Da questo dato è possibile affermare che, prima di essere rivelati dagli strumenti sulla Terra o fuoriuscire dalla Galassia, i RC percorrono una distanza ( $\sim 1$  Mpc) dentro la Galassia che è più grande di un fattore  $10^3$  rispetto al raggio della Galassia stessa (circa 15 kpc). Il moto dei RC è diffusivo: i loro cammini sono randomizzati dalla disomogeneità dei campi magnetici interstellari e quindi quando sono rilevati dagli strumenti sulla Terra hanno perso l'informazione sulla direzione della sorgente da cui sono stati emessi.

Un esempio importante di rapporto fra secondari e primari nei RC è il rapporto Boro/Carbonio, misurato sperimentalmente da molti esperimenti come mostrato in fig. 1.11

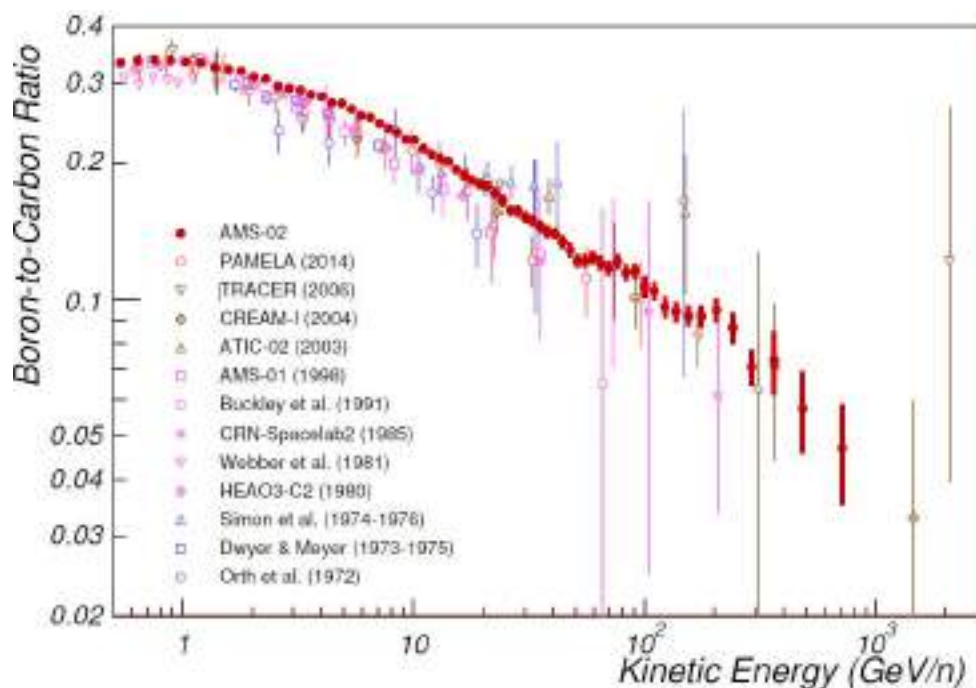


Figura 1.11: Rapporto Boro-Carbonio nei RC in funzione dell'energia cinetica per nucleone misurato da vari esperimenti come riportato nella legenda 1.11.

Il rapporto  $N_B/N_C$  diminuisce all'aumentare dell'energia; i dati sperimentali sono descritti da una legge di potenza:

$$\frac{N_S}{N_P} \propto E^{-\delta} \quad (1.10)$$

con  $0.3 < \delta < 0.4$ , ottenuto dal fit. Combinando le equazioni [1.10](#) e [1.9](#) si ottiene che il cammino libero medio di fuga  $\lambda_{esc}$  è proporzionale a  $E^{-\delta}$

$$\lambda_{esc} \propto E^{-\delta} \quad (1.11)$$

Tale risultato suggerisce che i RC più energetici attraversano uno spessore di materiale minore prima di sfuggire dalla Galassia. Infatti, le traiettorie dei RC sono incurvate dalla presenza dei campi magnetici intergalattici e il raggio di Larmor aumenta all'aumentare dell'energia dei RC. Ad alte energie, quando il raggio di Larmor diventa confrontabile con lo spessore del disco galattico, diminuisce la probabilità del confinamento dei RC all'interno della Galassia. La relazione [1.11](#) spiega perché lo spettro dei RC osservato sulla Terra è più ripido di quello alla sorgente, calcolato con il meccanismo di Fermi. Infatti, indicando rispettivamente con  $Q_P$  e  $Q_S$  le densità dei raggi cosmici emessi dalla sorgente (P) e prodotti per spallazione (S) dei primari nel mezzo interstellare, dal Leaky Box Model si ottiene:

$$Q_P = \frac{N_P(E)}{\tau_{esc}(E)} \quad (1.12)$$

e

$$Q_S \propto N_P(E) \quad (1.13)$$

$\tau_{esc}(E)$  è il tempo di confinamento nella Galassia e, tramite le equazioni [1.5](#) e [1.11](#), dipende dall'energia dei RC come

$$\tau_{esc}(E) \propto \lambda_{esc}(E) \propto \frac{N_S(E)}{N_P(E)} \propto E^{-\delta} \quad (1.14)$$

Poiché lo spettro primari prodotti dalla sorgente  $Q_P$  è proporzionale a  $E^{-\alpha}$  (con  $\alpha \sim 2.1$  come predetto dal meccanismo di Fermi), si ottiene dalle equazioni precedenti, per i primari

$$N_P(E) = Q_P \tau_{esc}(E) \propto E^{-\delta-\alpha} \quad (1.15)$$

e per i secondari

$$N_S(E) = Q_S \tau_{esc}(E) \propto Q_P \tau_{esc}^2(E) \propto E^{-2\delta-\alpha} \quad (1.16)$$

Confrontando l'equazione [1.15](#) con l'equazione dello spettro energetico dei RC misurato da Terra (eq. [1.1](#)), si ottiene che l'indice spettrale  $\gamma$  è

$$\gamma = \delta + \alpha \approx 2.5 \quad (1.17)$$

---

valore molto vicino all'indice spettrale misurato sperimentalmente  $\sim 2.7$ . Calcolando l'indice spettrale dei secondari dall'eq. [1.16](#) si ottiene che  $\gamma \approx 3$ . Lo spettro dei raggi cosmici primari risulta quindi meno ripido rispetto a quello dei RC secondari sulla Terra.

## Capitolo 2

# Sciami elettromagnetici e adronici

In questa sezione vengono discusse le principali tecniche di rivelazione dei raggi cosmici, con particolare attenzione rivolta ai calorimetri, di cui lo strumento CALET, descritto nel capitolo 3, è un esempio. Per una migliore comprensione del loro funzionamento è fornito un breve riassunto delle proprietà di sciame elettromagnetici e adronici. Ulteriori dettagli sui processi di interazione radiazione-materia possono essere trovati in Appendice A.

### 2.1 Principali tecniche di rilevazione

La nostra conoscenza sulla natura dei RC è dovuta allo sviluppo di rivelatori sempre più sofisticati e precisi, che permettono di identificare le particelle misurandone l'energia e la direzione di provenienza. Le tecniche di rivelazione dei RC si dividono in due categorie: dirette e indirette.

#### 2.1.1 Misure indirette

Le misure indirette vengono effettuate al suolo con array di detector, telescopi Cerenkov o rivelatori di fluorescenza. Il basso flusso di RC di altissima energia rende necessaria una grande area di rivelazione per misure statisticamente significative. Gli array misurano le particelle degli sciame atmosferici estesi che sono il risultato dell'interazione dei RC con l'atmosfera terrestre. Essi consistono in una griglia di rivelatori disposti secondo una certa geometria e permettono, tramite la determinazione di alcuni parametri dello sciame, di ricavare informazioni sulla particella primaria. Parametri fondamentali di un array sono la risoluzione angolare e la soglia in energia. Hanno ampio campo di vista e possono operare indipendentemente dalle condizioni atmosferiche.

I telescopi Cerenkov si basano sulla rivelazione della luce Cerenkov prodotta da particelle dello sciame che attraversano il mezzo (l'aria) a velocità superiore a quella della luce in quel mezzo. Pur essendo degli strumenti molto potenti per l'individuazione di sorgenti puntiformi



di fotoni, i telescopi Cerenkov hanno due grandi inconvenienti che sono il basso duty-cycle, ovvero la percentuale del tempo utile per la misura (i telescopi devono lavorare durante notti buie e senza luna) e la scarsa accettazione angolare, ovvero la porzione di cielo osservata. Tuttavia hanno un'ottima risoluzione angolare ed una bassa soglia in energia.

I rivelatori di fluorescenza ricostruiscono i parametri dello sciame misurando la luce isotropa di fluorescenza emessa in atmosfera dagli atomi di azoto eccitati nelle interazioni con le particelle dello sciame. Le misure di luce di fluorescenza devono essere effettuate in condizioni atmosferiche buone e con un fondo luminoso molto basso.

### 2.1.2 Misure dirette

Il metodo più semplice e diretto per la misura e l'identificazione dei RC primari è andare a studiare il flusso di tali particelle ai limiti o fuori dell'atmosfera, con strumenti su palloni stratosferici o nello spazio. I principali strumenti usati sono gli spettrometri magnetici e i calorimetri. Questi ultimi sono costituiti da blocchi di materiale di alta densità in cui la particella incidente (primaria) interagisce generando uno sciame di particelle secondarie di energia minore via via che lo sciame si sviluppa. La somma dei depositi di energia delle particelle cariche dello sciame è proporzionale all'energia della particella incidente. Calorimetri segmentati permettono inoltre di determinare la direzione della particella primaria e stabilirne la natura (elettrone o adrone), attraverso l'analisi della forma dello sviluppo longitudinale e laterale dello sciame. Grandi spessori di materiale sono necessari per far sì che la particella primaria rilasci gran parte della sua energia nel calorimetro, riducendo le perdite longitudinali che degradano la risoluzione energetica dello strumento. I calorimetri si suddividono in

- elettromagnetici, usati per la misura di energia di elettroni, positroni, fotoni che danno luogo a processi elettromagnetici;
- adronici, usati nelle misure di energia di protoni, pioni, nuclei.

Si possono inoltre classificare i calorimetri in:

- omogenei, costituiti da blocchi omogenei di materiale sensibile. Hanno il vantaggio di avere una buona risoluzione energetica visto che il materiale che costituisce tutto il volume è sensibile.
- a campionamento, costituiti da strati di materiale sensibile alternati a strati di materiale assorbente che hanno lo scopo di accelerare il processo di conversione. Sono molto compatti, ma hanno lo svantaggio di avere una peggiore risoluzione energetica.

## 2.2 Sciami elettromagnetici

Quando gli elettroni e i fotoni di alta energia interagiscono con la materia, producono una cascata di particelle che viene chiamata sciame elettromagnetico. Come spiegato in Appendice A, alle alte energie gli elettroni subiscono perdite di energia per bremsstrahlung (perdita radiativa) e i fotoni per produzione di coppie. Questi due processi sono correlati e per entrambi la lunghezza di radiazione  $L_0$  è un parametro fondamentale che caratterizza lo sviluppo degli sciami elettromagnetici. In una cascata elettromagnetica semplificata come quella mostrata in Fig. 2.1, ogni particella mediamente interagisce dopo aver percorso una lunghezza pari a  $L_0$  ( $\frac{9}{7} L_0$  per i fotoni). Ad ogni interazione due nuove particelle vengono create, ciascuna di energia pari alla metà dell'energia della particella che le ha generate, ottenendo così un numero sempre più grande di particelle di energia via via sempre più bassa. Il processo di moltiplicazione si interrompe quando l'energia dei fotoni, elettroni e positroni prodotti raggiunge un valore pari all'energia critica  $E_c$  del materiale. Al di sotto di essa non si ha più bremsstrahlung o produzione di coppia; per gli elettroni e i positroni diventano preponderanti i meccanismi di perdita di energia per ionizzazione, mentre i fotoni interagiscono per effetto fotoelettrico o Compton.

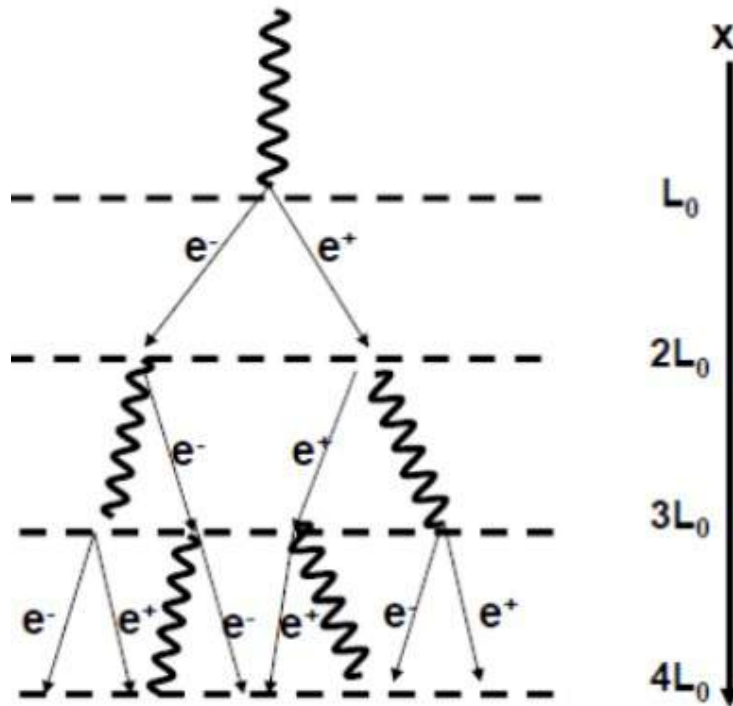


Figura 2.1: Rappresentazione schematica di una cascata elettromagnetica iniziata da un fotone  $\gamma$ . Dopo una lunghezza di radiazione  $L_0$ , il fotone  $\gamma$  produce una coppia  $e^+ e^-$ . A loro volta, dopo circa un'altra  $L_0$ , l'elettrone e il positrone emettono un  $\gamma$  ciascuno per bremsstrahlung. Il processo si ripete finché l'energia delle particelle è superiore all'energia critica  $E_c$ .

### 2.2.1 Sviluppo longitudinale

Nello sviluppo longitudinale si prende in considerazione l'andamento delle particelle secondarie nella direzione della particella primaria incidente. Secondo il modello semplificato di sciame elettromagnetico di Fig. 2.1, il numero totale di particelle presenti ad una profondità  $x$  è  $N(x) \approx 2^x$ , aventi energia media  $E(x) \approx \frac{E_0}{N(x)}$ , dove  $E_0$  indica l'energia della particella che ha iniziato lo sciame. Lo sciame si esaurisce quando gli elettroni raggiungono l'energia critica  $E_c$  alla quale la sezione d'urto per produzione di coppie diventa minore di quella di ionizzazione. Al massimo dello sviluppo, cioè quando tutte le particelle hanno raggiunto l'energia critica  $E_c$ , il numero totale di particelle è  $N_{max} = \frac{E_0}{E_c}$ , da cui si ottiene che la posizione del massimo è data da:  $x_{max} \propto \log \frac{E_0}{E_c}$ . Si ha quindi che:

- il numero di particelle al massimo dello sciame  $N_{max}$  è proporzionale all'energia del primario;
- il massimo dello sciame avviene ad una profondità  $x_{max}$  proporzionale al logaritmo dell'energia del primario

### 2.2.2 Sviluppo laterale

Lo sviluppo dello sciame comporta un allargamento laterale della cascata, che mantiene simmetria cilindrica nella direzione ortogonale all'asse di propagazione della particella primaria. L'angolo medio di emissione delle coppie  $e^+e^-$  e dei fotoni di bremsstrahlung è  $\theta \sim m_e/E_s$  dove  $E_s$  è l'energia della particella secondaria. Quindi i secondari sono emessi a piccoli angoli rispetto all'asse dello sciame. Ne risulta che produzione di coppie e bremsstrahlung sono poco rilevanti per l'allargamento laterale, che invece è principalmente determinato dallo scattering multiplo degli elettroni nella materia. Nel descrivere il profilo laterale di uno sciame elettromagnetico si identificano due componenti: una centrale stretta e una periferica più larga. La componente centrale dipende dagli effetti di scattering coulombiano multiplo da parte di elettroni con energia insufficiente per irradiare fotoni ma con abbastanza energia per allontanarsi dall'asse, e dipende dal raggio di Molière:

$$R_M = \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c} L_0 \quad (2.1)$$

La componente periferica deriva invece dalla propagazione dei fotoni di bassa energia ed i processi coinvolti sono l'effetto fotoelettrico e lo scattering Compton che generano elettroni secondari in direzioni non più allineate con l'asse del primario. L'allargamento di uno sciame elettromagnetico in un piano perpendicolare alla direzione del primario alla profondità  $x$  viene quindi descritto tramite una parametrizzazione con due esponenziali, uno per ciascuna componente:

$$f(x, k) = A e^{-\frac{k}{b_1}} + B e^{-\frac{k}{b_2}} \quad (2.2)$$

dove:  $k$  è la distanza dall'asse dello sciame, e  $b_1, b_2$  sono le lunghezze caratteristiche di attenuazione laterale per le due componenti. Solitamente il raggio di Molière viene utilizzato per la valutazione dell'allargamento di una cascata elettromagnetica. Infatti, il 95% del contenimento radiale  $R_e$  di uno sciame elettromagnetico si ha entro due raggi di Molière:  $R_e(95\%) = 2R_M$ .

### 2.3 Sciame adronici

Uno sciame adronico deriva dall'interazione forte di adroni con la materia con la formazione di particelle secondarie che a loro volta interagiscono secondo un'ampia varietà di processi nucleari ed elettromagnetici. A causa della complessità del problema la descrizione dello sviluppo degli sciame adronici è basata essenzialmente su simulazioni Monte Carlo. In un'interazione adronica circa metà dell'energia incidente viene convertita nella produzione di particelle secondarie: pioni carichi e neutri. I pioni neutri  $\pi^0$  decadono elettromagneticamente in due fotoni, che a loro volta danno origine ad una cascata elettromagnetica; uno sciame adronico è quindi sempre accompagnato da una cascata elettromagnetica (Fig. 2.2). Misu-

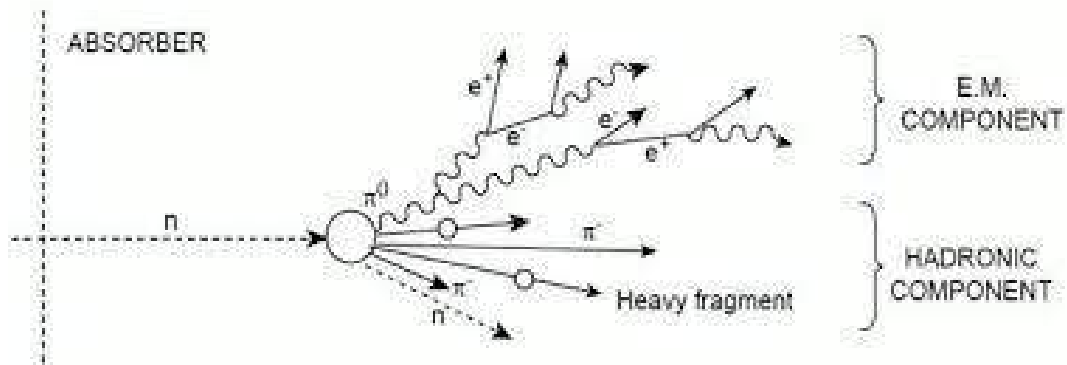


Figura 2.2: Sciame adronico dovuto ad un neutrone incidente. La moltiplicazione di particelle avviene a seguito di un'ampia varietà di interazioni nucleari ed elettromagnetiche.

rando l'energia  $E$  del primario (espressa in GeV) il numero di  $\pi^0$  che vengono prodotti è in media  $n_0 \approx 5 \ln E - 4.6$ . La frazione di energia rilasciata nella cascata elettromagnetica risulta essere in media:  $f_{em} \approx 1 - E^{-0.15}$ . Oltre alla produzione di pioni neutri, il resto dell'energia viene depositata: per ionizzazione (tra 40 e 60%), generazione di neutroni (tra 10 e 15%), rottura nucleare e rinculo di frammenti nucleari (tra 30 e 45%) e produzione di fotoni (3%).

### 2.3.1 Sviluppo longitudinale dello sciame adronico

Lo sviluppo longitudinale di una cascata adronica è caratterizzato dalla lunghezza di interazione nucleare  $\lambda_A$  espressa con la seguente formula:

$$\lambda_A = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{A,anel}} \approx 35 \frac{A^{1/3}}{\rho} \quad (2.3)$$

dove  $\rho$  è la densità del mezzo in cui si sviluppa lo sciame,  $N_A$  il numero di Avogadro e  $\sigma_{A,anel}$  rappresenta la sezione d'urto anelastica di adroni su un nucleo di peso atomico  $A$ . La scelta della quantità  $\lambda_A$  (espressa in cm) per misurare la profondità delle cascate adroniche è dettata dal fatto che il suo valore dipende poco dall'energia e dal tipo di particella incidente. Nelle prime fasi dello sviluppo longitudinale, il profilo cresce rapidamente grazie alla componente elettromagnetica; raggiunto il massimo, nella cascata predominano le interazioni adroniche ed il profilo longitudinale decresce lentamente. Il massimo dello sciame si ha alla profondità (espressa in unità di  $\lambda_A$ ):

$$k_{max} = 0.2 \ln(E) + 0.7[\lambda_A] \quad (2.4)$$

In media il 95% del contenimento longitudinale di uno sciame adronico si ha alla profondità

$$L_h(95\%) \approx k_{max} + 2.5 \lambda_{att} \quad (2.5)$$

dove  $\lambda_{att} \propto E^{0.13}$  rappresenta la lunghezza di attenuazione che descrive il decadimento esponenziale oltre il massimo  $k_{max}$ .

Osservando la tabella sottostante, se si confrontano i valori della lunghezza di radiazione, indicata con  $X_0$ , e di  $\lambda_{att}$  si osserva che gli sciami adronici si sviluppano su lunghezze molto maggiori rispetto agli sciami elettromagnetici.

Materiale	$X_0$ (cm)	$E_c$ (MeV)	$R_M$ (cm)	$\frac{R_M}{X_0}$	$\lambda_A$ (cm)
Be	35.28	113.70	6.60	0.19	42.10
Si	9.37	40.19	4.94	0.53	46.52
Al	8.90	42.70	4.42	0.50	39.70
Fe	1.76	21.68	1.72	0.98	16.77
BGO	1.12	10.50	2.26	2.02	22.32
Cu	1.44	19.42	1.57	1.09	15.32
W	0.35	7.97	0.93	2.66	9.95
Pb	0.56	7.43	1.60	2.86	17.59
U	0.32	6.65	1.00	3.13	11.03
PWO	0.89	9.64	1.96	2.20	20.27
PVT	42.54	94.11	9.59	0.23	78.80
PS	41.31	93.11	9.41	0.23	77.07

Figura 2.3: Valori di lunghezza di radiazione ( $X_0$ ), raggio di Molière ( $R_M$ ), energia critica ( $E_c$ ) e lunghezza di interazione nucleare ( $\lambda_A$ ) per alcuni materiali comunemente usati in calorimetria. [12]

### 2.3.2 Sviluppo laterale

Le particelle secondarie prodotte nello sciame adronico possono essere emesse anche ad angoli grandi rispetto alla direzione del primario e quindi l'allargamento laterale dello sciame adronico è maggiore rispetto a quello dello sciame elettromagnetico. Una frazione consistente dell'energia del primario verrà quindi depositata lontano dall'asse dello sciame. In modo analogo al caso dello sciame elettromagnetico, il profilo laterale dello sciame adronico può essere caratterizzato con due termini esponenziali che descrivono rispettivamente una componente centrale stretta e una componente periferica composta principalmente da particelle di bassa energia. Il contenimento radiale al 95% è proporzionale alla lunghezza di interazione:  $R_h(95\%) \propto \lambda_A$ . Anche in questo caso viste la differenze fra lunghezza di radiazione e di interazione, gli sciami adronici risultano più larghi di quelli elettromagnetici.

## Capitolo 3

# Il calorimetro CALET

In questo capitolo viene descritto lo strumento CALET, riportando il suo funzionamento, i suoi obiettivi e alcuni risultati ottenuti fino ad ora.

### 3.1 CALET, CALorimetric Electron Telescope

CALET, acronimo di CALorimetric Electron Telescope, è un osservatorio di raggi cosmici operante da Agosto 2015 sulla piattaforma esterna del Modulo Sperimentale giapponese (KIBO/JEM) sulla Stazione Spaziale Internazionale. La missione CALET è il frutto di una collaborazione internazionale guidata dall'agenzia spaziale giapponese JAXA (Japanese Aerospace Agency) in collaborazione con istituzioni e università dagli Stati Uniti e dall'Italia, con l'Agenzia Spaziale Italiana (ASI) e la NASA. Per quanto riguarda le Università italiane, sono coinvolte le Università degli Studi di Siena (capofila della partecipazione italiana alla missione), di Pisa, Firenze, e Roma Tor Vergata. Lo strumento è stato lanciato nell'Agosto 2015 a bordo del razzo giapponese H-IIB e una volta raggiunta la ISS è stato installato da un braccio robotico sulla Exposure Facility (JEM-EF), la piattaforma esterna del modulo giapponese (KIBO) [13]. Tale piattaforma ha dimensioni  $4 \times 6$  m<sup>2</sup>, è esposta allo spazio esterno ed è in grado di accogliere fino a 10 moduli di esperimenti contemporaneamente, fornire loro energia elettrica, scambiatori termici e sistemi per trasmissione dati.

Il principale obiettivo scientifico di CALET è effettuare misure di alta precisione dello spettro inclusivo di elettroni e positroni cosmici in un intervallo da 1 GeV to 20 TeV [14]. Altri obiettivi importanti sono la misura degli spettri energetici e delle abbondanze relative dei nuclei cosmici e la ricerca di materia oscura attraverso lo studio di eventuali segnature caratteristiche negli spettri di elettroni ad alta energia e raggi gamma.

Lo strumento (fig. 3.1) è composto dal detector principale, il calorimetro, e da ulteriori sistemi. Tra questi troviamo:

- Flight Releasable Grapple Fixture (FRGF), punto di ancoraggio per il braccio meccanico e astronauti;
- Mission Data Controller (MDC), computer per la gestione del rivelatore e dei dati;
- Advance Stellar Compass (ASC) e ricevitore GPS (GPSR) per il controllo del puntamento e della posizione;
- CALET Gamma ray Burst Monitor (CGBM), sub-detector per misurare i raggi X e raggi gamma in un range di energia fuori sensibilità del telescopio principale.

Il calorimetro è costituito da tre sottorivelatori disposti uno sopra l'altro [3.1](#). Nella parte superiore troviamo il CHarge Detector (CHD) per la misura della carica elettrica  $Z$  della particella incidente. Sotto al CHD è posizionato l'Imaging Calorimeter (IMC) che fornisce l'immagine del profilo iniziale dello sciame, ricostruisce la direzione incidente dei raggi cosmici con una buona risoluzione angolare ed è in grado di misurare la carica elettrica della particella incidente collaborando alla sua identificazione. Il terzo sottorivelatore è il Total Absorption Calorimeter (TASC), che misura l'energia totale dello sciame generato dalla particella incidente e permette di distinguere elettroni e raggi gamma da adroni.

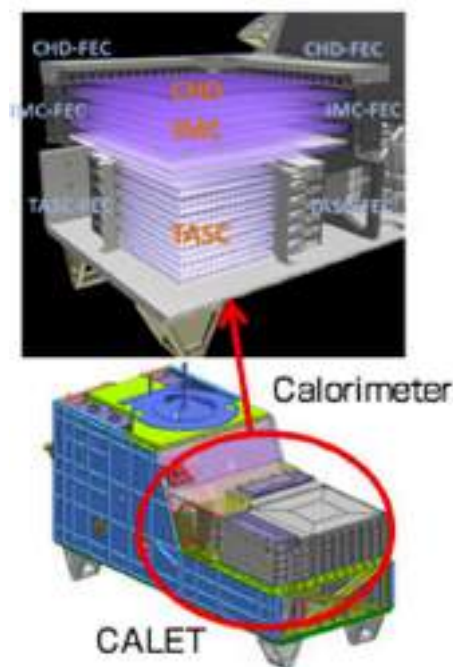


Figura 3.1: Schema del payload di CALET e del calorimetro



### 3.2 CHarge Detector (CHD), il rivelatore di carica

Una particella prima di raggiungere il calorimetro incontra il Charge Detector. Questo ha il compito di misurare il valore assoluto della carica della particella incidente, un'operazione di fondamentale importanza per lo studio dei nuclei nei raggi cosmici. L'identificazione della carica è basata sul principio della dipendenza da  $Z^2$  del valore misurato della ionizzazione specifica per ioni ultrarelativistici di numero atomico  $Z$  (formula di Bethe-Bloch). Visto che la dipendenza è quadratica, è possibile misurare solo il valore assoluto di  $Z$  ma non il suo segno e quindi il CHD non può essere utilizzato per distinguere gli elettroni dai positroni. La risoluzione in carica si esprime in termini dell'unità elementare di carica  $e$ . Valori attesi per la risoluzione in carica nel CHD vanno da 0.15  $e$  a 0.3  $e$  per nuclei con  $2 < Z < 26$ . Il rivelatore CHD è costituito da due piani ognuno composto di 14 scintillatori plastici [15]. Ogni scintillatore ha forma di parallelepipedo di dimensioni 44.8 cm  $\times$  3.2 cm  $\times$  1 cm; la configurazione segmentata dei piani consente di ridurre il contributo al segnale dovuto alle particelle di backscattering prodotte dallo sciame che si sviluppa in IMC e TASC. Il backscattering è infatti un problema tipico, ad energie elevate, degli strumenti calorimetrici. Avvalendosi della ricostruzione precisa della traccia del primario nell'IMC, la struttura segmentata del CHD permette di selezionare solo la striscia effettivamente colpita dal primario escludendo quindi i rilasci dovuti alle particelle di backscattering [16]. I due piani di scintillatori sono disposti ortogonalmente tra loro per determinare la posizione incidente dei raggi cosmici (fig. 3.2).

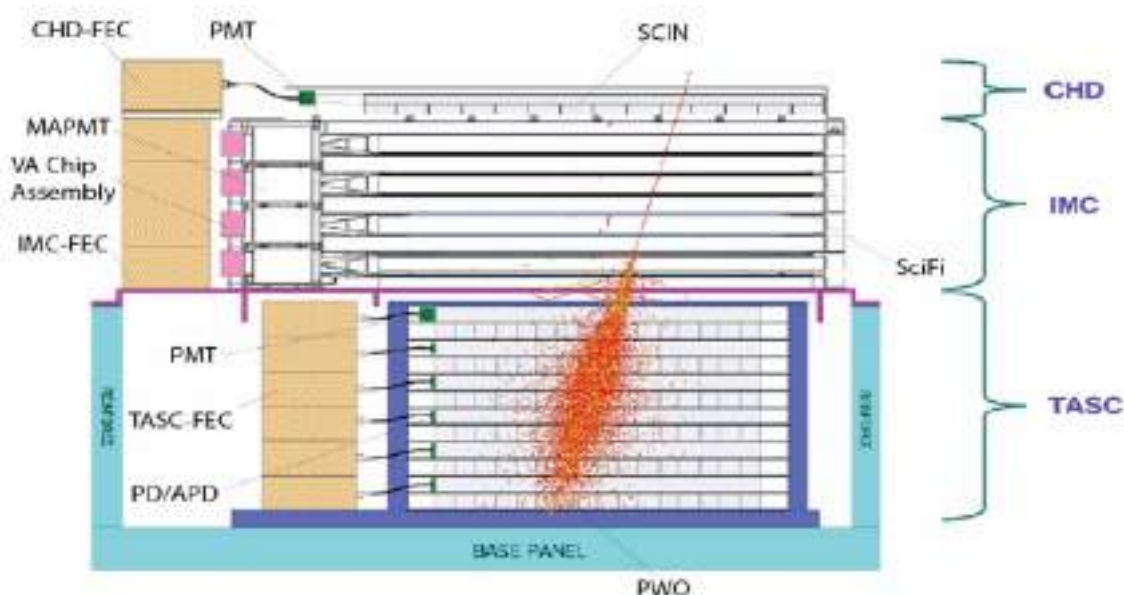


Figura 3.2: Schema dei sottorivelatori nel calorimetro di CALET con la simulazione di uno sciame

### 3.3 Imaging Calorimeter (IMC)

L'IMC è costituito da 7 piani assorbitori di tungsteno intervallati da 8 piani di fibre scintillanti in poliestere che costituiscono gli elementi sensibili del calorimetro e che hanno sezione quadrata di  $1 \text{ mm}^2$  e lunghezza di  $44.8 \text{ cm}$  [17]. Ognuno di questi 8 piani è a sua volta formato da due strati di fibre disposte ortogonalmente lungo gli assi  $x$  e  $y$  del calorimetro, in modo da fornire così due visioni trasversali indipendenti dello sviluppo dello sciame. Ogni strato è composto da 448 fibre. Le dimensioni di ogni piano sono  $44.8 \times 44.8 \times 0.2 \text{ cm}$  e due piani successivi si trovano ad una distanza di circa  $2 \text{ cm}$ . Ad eccezione del primo piano di fibre, ognuno degli altri piani si trova immediatamente sotto a uno dei 7 piani di tungsteno che hanno spessori diversi a seconda della profondità. Spostandosi dall'alto verso il basso i primi cinque piani hanno spessore  $0.07 \text{ cm}$  (corrispondente a  $0.2 X_0$ ), mentre gli ultimi due hanno spessore  $0.35 \text{ cm}$  (corrispondente a  $1 X_0$ ).

L'IMC è utilizzato come preshower. Infatti, i piani di tungsteno inducono l'elettrone o il fotone primario a sciamare prima di entrare nel TASC sottostante, permettendo al sistema di fibre scintillanti di fare un'immagine della parte iniziale dello sviluppo dello sciame. Solo una piccola parte dei protoni interagenti comincia invece a sciamare direttamente nell'IMC vista la sua piccola profondità in termini di lunghezza d'interazione. Grazie alle sue caratteristiche l'IMC permette di:

- ricostruire la traiettoria della particella incidente;
- determinare il punto di inizio dello sciame elettromagnetico;
- discriminare la particella incidente primaria da quelle di backscattering.

Stabilire il punto d'inizio dello sciame elettromagnetico è molto importante per identificare gli elettroni rispetto al fondo di fotoni e protoni. Gli sciame generati nel calorimetro da parte di elettroni o positroni e da fotoni sono simili. Tuttavia, gli eventi determinati dai fotoni si possono riconoscere perché le fibre che precedono il punto d'inizio dello sciame non rilevano un deposito di energia compatibile con quello di una particella carica al minimo di ionizzazione. Nel caso dei protoni invece, l'inizio dello sciame si verifica a profondità maggiori.

### 3.4 Total Absorption Calorimeter (TASC)

Il calorimetro omogeneo TASC misura lo sviluppo dello sciame elettromagnetico/adronico, determina l'energia totale della particella incidente e permette di discriminare elettroni e raggi gamma da adroni. Il TASC è composto da 12 piani di cristalli di tungstato di piombo ( $\text{PbWO}_4$  o semplicemente PWO) ciascuno di dimensioni  $2.0 \text{ cm} \times 2.0 \text{ cm} \times 32 \text{ cm}$ . Ogni piano è formato da 16 barre per un totale di 192 cristalli di PWO. Le barre nei piani sono alternativamente orientate lungo direzioni perpendicolari ( $x$  e  $y$ ) così da fornire due viste ortogonali ( $xz$ ,  $yz$ )

dello sviluppo dello sciame. La profondità totale del TASC è di 24 cm corrispondenti a  $27 X_0$  e  $1.2 \lambda_I$  (lunghezza di interazione nucleare). Ciò implica un contenimento quasi totale per gli sciami elettromagnetici e al contrario una notevole perdita di energia dal fondo del calorimetro per gli sciami adronici perché il loro contenimento longitudinale è parziale. Questo fatto viene sfruttato per ottenere un'alta reiezione del fondo di protoni nelle misure dei flussi elettronici. Per misurare elettroni fino a decine di TeV, il range dinamico necessario è molto alto: il sistema deve essere capace di rivelare depositi di energia da 0.5 MIP (Minimum Ionizing Particle) a circa  $10^5$  MIP per elettroni da 10 TeV. Il range dinamico richiesto per lo strumento copre quindi circa 6 ordini di grandezza. E' ottenuto tramite l'utilizzo di due fotodiodi di area sensibile diversa e di una elettronica di readout a doppio guadagno per ogni fotorivelatore [18]. Il Total Absorption Calorimeter (TASC) rappresenta il cuore dello strumento e come detto in precedenza ha due scopi fondamentali: misurare l'energia totale della particella incidente e separare gli eventi dovuti agli elettroni dal fondo adronico, costituito nei raggi cosmici prevalentemente da protoni, analizzando la topologia dello sviluppo degli sciami. Grazie alle sue prestazioni CALET può misurare lo spettro elettronico con una risoluzione in energia dell'ordine del 2-3% e con un potere di reiezione del fondo di protoni dell'ordine di  $10^5$ .

### 3.5 Trigger system

Per le operazioni di presa dati sono attivi diversi trigger hardware, configurabili tramite discriminatori a soglia nei tre detector: CHD, IMC e TASC. Per raccogliere i dati in modo efficiente e in condizioni diverse, CALET dispone di tre modalità di trigger:

- High-energy shower trigger (HE) ottimizzato per rivelare con un'efficienza  $> 95\%$  gli elettroni ad energia  $> 10$  GeV. Con questo trigger è possibile selezionare gli eventi che danno luogo a uno sciame nel calorimetro.
- Low-energy shower trigger (LE) che ha come target gli elettroni a bassa energia (da 1 GeV a 10 GeV) nelle regioni polari e i raggi gamma di bassa energia ( $\geq 1$  GeV) a latitudini basse.
- Single Trigger utilizzato per acquisire dati di particelle non interagenti durante la calibrazione del detector [19].

### 3.6 Risultati di CALET

CALET sta raccogliendo dati sulla Stazione Spaziale Internazionale dall'Ottobre del 2015 con eccellenti e continue prestazioni. Approssimativamente ogni mese sono stati registrati circa 20 milioni di eventi con energie  $> 10$  GeV. In questo capitolo cercherò di sintetizzare i punti salienti delle osservazioni effettuate da CALET nel corso del suo funzionamento.

### 3.6.1 Misure di precisione dello spettro degli elettroni

Il principale scopo scientifico della missione CALET è la ricerca di possibili indizi sulla presenza di sorgenti astrofisiche di elettroni ad alta energia in prossimità della Terra o la ricerca di segni di materia oscura misurando con alta precisione lo spettro inclusivo di elettroni e positroni nella regione energetica da 1 GeV a 20 TeV. L'ottima risoluzione in energia dello strumento è essenziale per studiare lo spettro degli elettroni. Il calorimetro ha uno spessore di  $30 X_0$  ( $X_0$  lunghezza di radiazione) cosicché riesce a contenere completamente lo sciame prodotto da elettroni fino ad energie del TeV, mentre uno sciame di protoni con la medesima energia, ha una perdita di energia molto grande dal fondo del TASC. Questo permette di identificare e separare gli elettroni dai protoni. Inoltre, la possibilità di discriminare le due particelle aumenta notevolmente grazie al fatto che il TASC e l'IMC sono in grado di ricostruire lo sviluppo longitudinale e laterale delle cascate elettromagnetiche e adroniche. Informazioni circa l'esistenza di acceleratori cosmici vicini possono essere fornite dagli elettroni di alta energia nei raggi cosmici. Infatti, gli elettroni perdono facilmente energia per scattering Compton inverso ed emissione di sincrotrone, e quindi la loro distanza di diffusione per energie di 1 TeV è inferiore a 1 kpc. Poiché sono poche le fonti vicine al sistema solare che li possono produrre, la misura dello spettro di elettroni nella regione dei TeV potrebbe rivelare interessanti caratteristiche spettrali segnalando la possibile presenza di una sorgente vicina di raggi cosmici. Dati forniti dalle missioni PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Lightnuclei Astrophysics) [20] ed AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer) [21], riportano un incremento della frazione di positroni ad energie  $> 10$  GeV. Questo aumento potrebbe essere spiegato con la presenza di una sorgente primaria, che va ad aggiungersi all'origine secondaria generalmente accettata. Tali fonti primarie potrebbero essere di natura astrofisica (pulsar) o esotica (materia oscura). Poiché queste fonti primarie emettono coppie elettrone-positrone, lo spettro inclusivo degli elettroni (elettroni + positroni) potrebbe mostrare signature caratteristiche nella regione dello spettro vicino all'energia più alta della componente primaria. La figura 3.3 confronta lo spettro degli elettroni misurato da CALET con i risultati di altri esperimenti [22, 23]. Si osserva che lo spettro degli elettroni misurato da CALET è in accordo con i dati di AMS-02 al di sotto di 1 TeV. In questa regione di energia entrambi gli esperimenti hanno una buona capacità di identificazione degli elettroni, sebbene utilizzino tecniche di rilevazione diverse. Nella regione energetica che va da 300 a 600 GeV lo spettro misurato da CALET risulta più basso rispetto agli spettri riportati dall'esperimento Fermi-LAT [24] e da DAMPE [25]. Questo potrebbe essere dovuto ad eventuali errori sistematici sconosciuti e non considerati nelle analisi dei vari esperimenti. Al di sopra circa 1 TeV CALET osserva una soppressione del flusso che è coerente con la misura di DAMPE all'interno degli errori mentre non osserva alcuna prova significativa di una struttura spettrale con picco intorno a 1.4 TeV presente invece nello spettro di DAMPE [25].

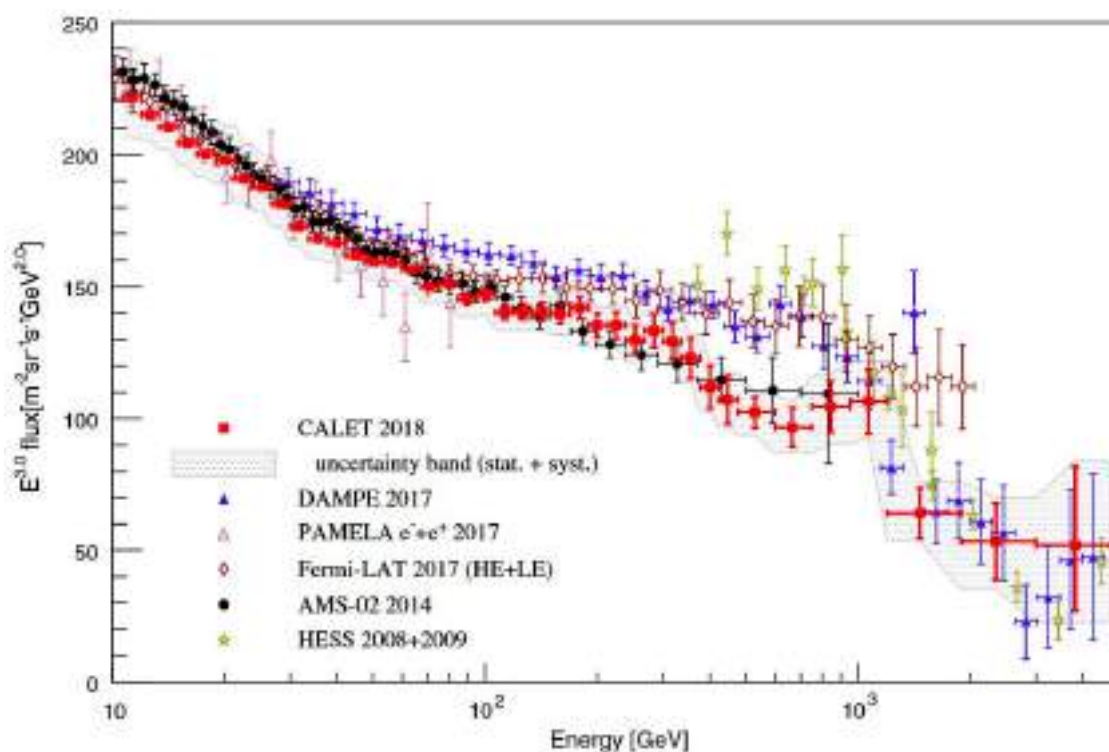


Figura 3.3: Spettro degli elettroni nel range di energia 10.6 GeV-4.75 TeV misurato da CALET e confronto con i dati di altri esperimenti [22].

### 3.6.2 Spettro di protoni e nuclei pesanti

Oltre all'osservazione degli elettroni, le misure dirette dello spettro di ciascun elemento presente nel flusso di raggi cosmici possono contribuire alla comprensione dei fenomeni di accelerazione e propagazione dei raggi cosmici nella Galassia. Le accelerazioni attraverso le onde d'urto provocate da supernovae e la propagazione diffusiva nei campi magnetici galattici sono accettate come spiegazioni plausibili circa le origini dei raggi cosmici. Tuttavia, alcune domande risultano ancora in sospeso. Gli esperimenti CREAM [26], PAMELA [20] ed AMS-02 [27] riportano una deviazione degli spettri da singola legge di potenza per il protone, l'elio e i nuclei leggeri intorno a poche centinaia di GeV/n indicando un inaspettato cambiamento di indice spettrale ("hardening") degli spettri. Ciò rende necessaria una nuova teoria sull'accelerazione e propagazione dei raggi cosmici da parte di una supernova. Inoltre grazie agli spettrometri magnetici e ai calorimetri, capaci di risolvere i singoli elementi nei raggi cosmici, si possono cercare, negli spettri dei nuclei, possibili cutoff dipendenti dalla carica  $Z$  dei nuclei, i quali sono stati ipotizzati per spiegare la presenza del ginocchio ("knee") nello spettro inclusivo ("all particle") dei raggi cosmici, problema tuttora irrisolto [28]. Risulta così particolarmente interessante studiare la regione di transizione per ciascuna specie nucleare e misurare accuratamente la dipendenza energetica dell'indice spettrale e lo strumento CALET

è in grado di farlo [29]. Anche se CALET è stato ottimizzato per la misura degli spettri di elettroni e positroni, questo strumento può essere molto utile anche per misurare, con alta precisione, la composizione energetica e l'abbondanza della componente nucleare dei raggi cosmici, dall'idrogeno al Ferro, fino a energie di circa 1 PeV (peta-elettronvolt), come mostrato in figura 3.4

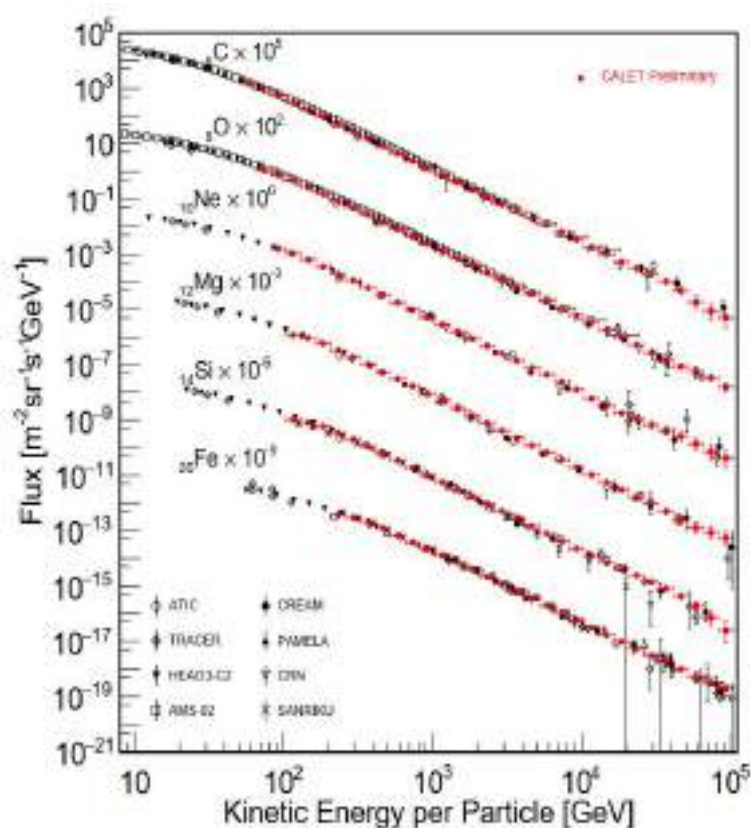


Figura 3.4: Spettri energetici di carbonio, ossigeno, neon, magnesio, silicio e ferro in funzione dell'energia cinetica per particella misurati da CALET (punti rossi) e da altri esperimenti [30].

In Fig. 3.5 è riportato lo spettro di protoni misurato da CALET; si tratta della prima misura effettuata in bassa orbita terrestre in un range di energia che va da 50 GeV a 10 TeV, coprendo con un unico strumento l'intera gamma di energia precedentemente studiata mediante spettrometri magnetici (BESS-TEV [31], PAMELA [20] ed AMS-02 [27]) e strumenti calorimetrici (ATIC [32], CREAM [26] e NUCLEON [33]) che coprono sottointervalli separati. I dati di CALET confermano la presenza di un hardening spettrale ad alcune centinaia di GeV. Lo spettro non è compatibile con una singola legge di potenza che copre l'intero range di energia; i subrange 50- 500 GeV ed 1-10 TeV possono essere descritti separatamente con singole leggi di potenza con diverso indice spettrale. Ulteriori studi su un set di dati più ampio e studi sistematici dettagliati aumenteranno la sensibilità a caratteristiche spettrali dettagliate, che potranno chiarire alcuni aspetti dell'accelerazione e propagazione dei raggi

cosmici galattici [34].

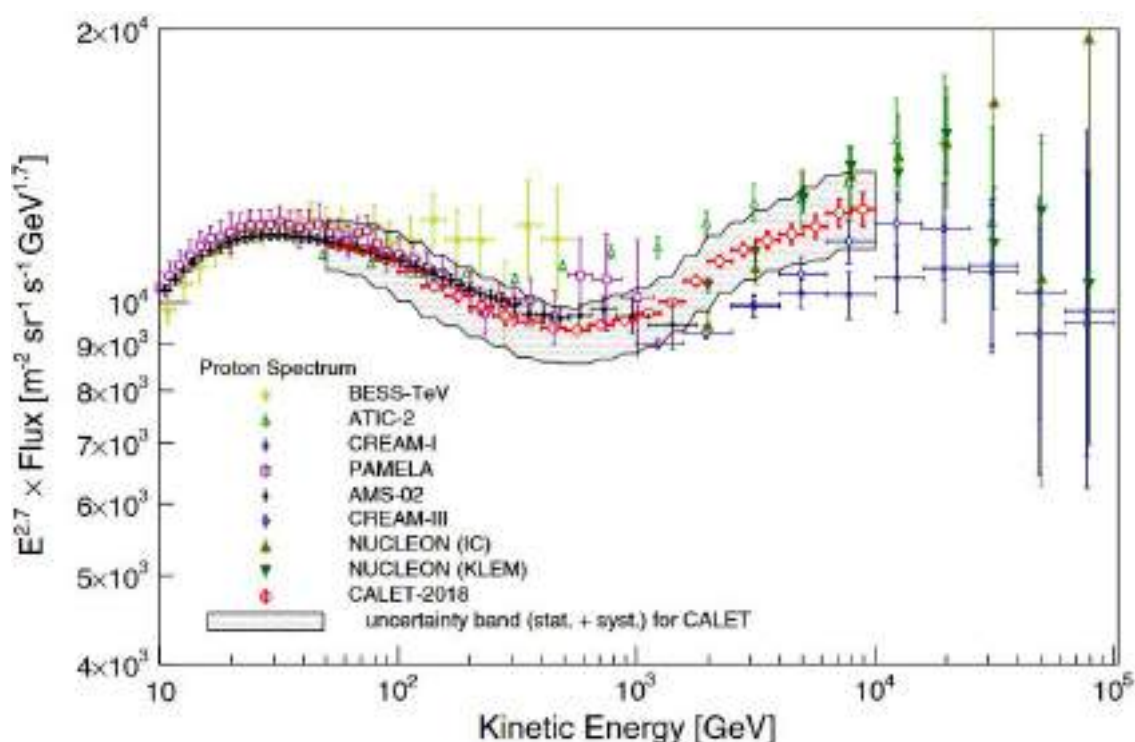


Figura 3.5: Spettro energetico dei protoni misurato da CALET (punti rossi) nell'intervallo 50 GeV - 10 TeV in confronto con altri esperimenti. La banda grigia indica la somma quadratica degli errori statistici e sistematici [34].

### 3.6.3 Spettro di Carbonio e Ossigeno

CALET ha misurato gli spettri energetici di Carbonio e Ossigeno presenti nei raggi cosmici primari in un intervallo di energia compreso tra 10 GeV/n a 2.2 TeV/n, estratti da dati di volo raccolti in 1480 giorni. Dopo aver effettuato le necessarie operazioni di calibrazione con particelle di elio e protoni altamente penetranti, selezionati con un apposito trigger, è stata ricostruita la traccia lasciata dal raggio cosmico e ad ogni evento sono state ricostruite per ogni evento la carica e l'energia rilasciata. Con un algoritmo di ricostruzione basato su un Kalman Filter è stata poi ricostruita la traccia del raggio cosmico primario, la sua direzione e il punto in cui la particella è entrata nello strumento. Tale algoritmo permette inoltre di identificare la traccia della particella incidente distinguendola dal segnale dovuto al background prodotto dalle tracce secondarie diffuse dal TASC. L'identificazione della carica della particella avviene grazie alla misurazione della ionizzazione nel CHD e nell'IMC. La traiettoria della particella è usata per identificare gli scintillatori del CHD e le fibre dell'IMC attraversate dalla particella primaria in modo da determinare la correzione alla lunghezza del percorso da applicare

ai segnali e calcolare la perdita di energia  $dE/dx$ . Tramite curve di calibrazione di  $dE/dx$  ottenute da fit ai dati di volo per ogni specie nucleare, è possibile ricostruire evento per evento la carica del nucleo primario, e selezionare i nuclei di C ed O applicando dei tagli centrati intorno ai numeri atomici dei due elementi (rispettivamente  $Z = 6$  e  $Z = 8$ ). L'energia dello sciami  $E_{TASC}$  di ogni evento è calcolata dalla somma dei depositi di energia in tutti i canali del TASC. L'energia del nucleo primario è ottenuta tramite una procedura di deconvoluzione che tiene conto della risoluzione in energia del TASC. In figura 3.6 sono mostrati gli spettri di carbonio e ossigeno e il loro rapporto misurati da CALET.

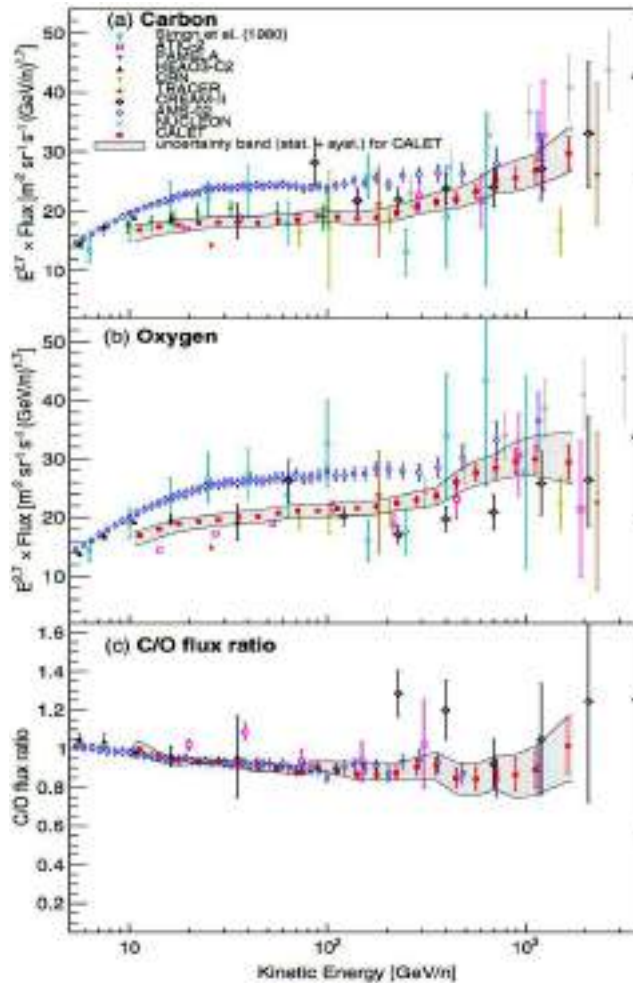


Figura 3.6: Spettri di carbonio (a), ossigeno (b) e loro rapporto (c). Il flusso è moltiplicato per  $E^{2.7}$ , l'energia cinetica per nucleone. Le barre di errore di CALET rappresentano l'incertezza statistica, mentre le bande in grigio sono la somma quadratica delle incertezze statistiche e degli errori sistematici.

Gli spettri ottenuti sono stati confrontati con i risultati ottenuti da altri esperimenti nello spazio o su palloni stratosferici. In particolare, gli spettri sono in accordo con quelli dell'esperimento PAMELA ma sono state riscontrate delle differenze significative con gli spettri misurati dall'esperimento AMS-02, sebbene il rapporto C/O sia consistente (fig. 3.7). Le



osservazioni permettono di escludere una singola legge di potenza per descrivere lo spettro di carbonio e ossigeno a favore di una doppia legge di potenza [35].

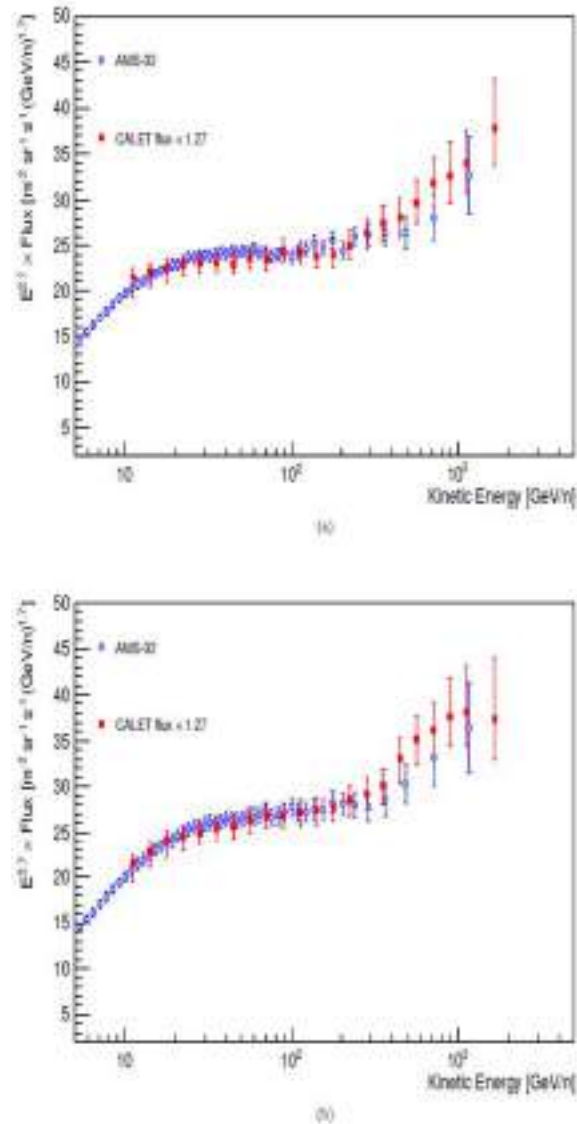


Figura 3.7: Confronto tra i flussi di carbonio (a) e ossigeno (b) misurati da CALET (punti rossi) e da AMS-02 (punti blu). Le barre di errore dei dati di CALET rappresentano la somma quadratica delle incertezze statistiche e sistematiche.

### 3.6.4 Osservazioni su spettri del ferro

Lo studio dello spettro del ferro può risultare utile per distinguere tra i diversi modelli e interpretazioni proposti per cercare di spiegare i processi con i quali i nuclei sono accelerati dalle sorgenti astrofisiche. Infatti il ferro è uno degli elementi pesanti più abbondanti presenti nei raggi cosmici, inoltre, nel suo spettro, eventuali contributi dovuti a processi di spallazione

generati da altri elementi pesanti possono essere considerati trascurabili [36].

Lo spettro del ferro è stato misurato utilizzando i dati di volo raccolti da CALET in un periodo di 1613 giorni e il range energetico si estende da 10 GeV/n a 2 TeV/n. Per selezionare gli eventi candidati Fe, è stata utilizzata una procedura di analisi simile a quella usata per C ed O ma vengono selezionati gli eventi corrispondenti ai nuclei di ferro. In fig. 3.8, la misura di CALET confrontata con i risultati di altri esperimenti nello spazio (AMS 02 [37]), su palloni stratosferici (CREAM-II [38]) e con osservazioni effettuate da osservatori sulla superficie terrestre (H.E.S.S. [39]).

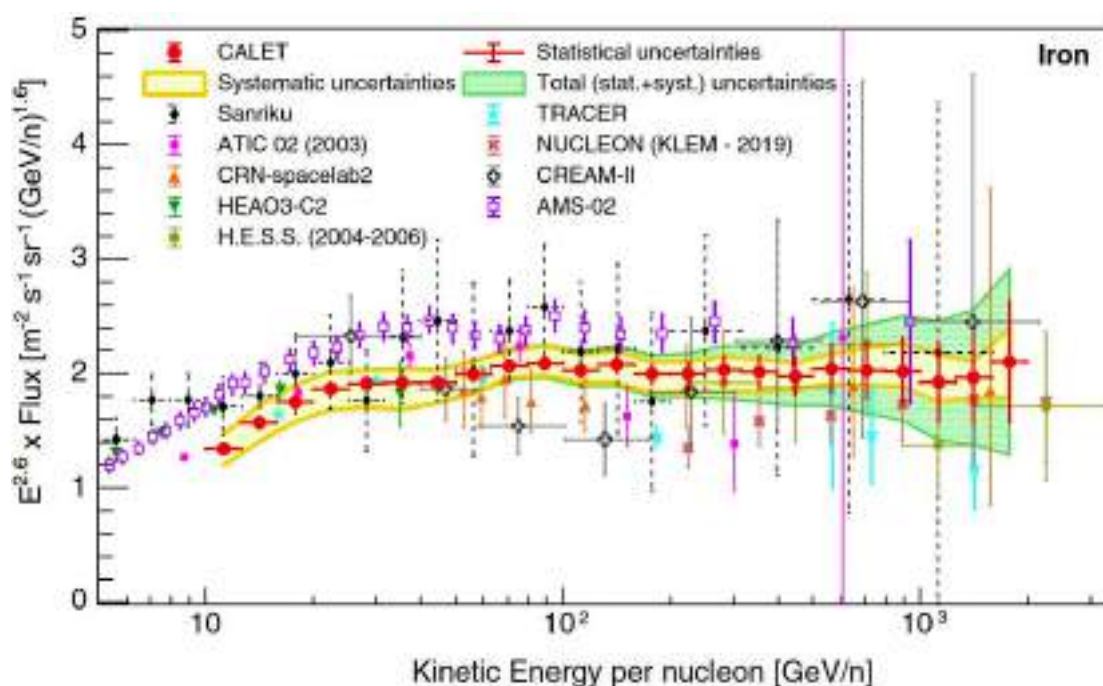


Figura 3.8: Lo spettro del ferro (moltiplicato per  $E^{2.6}$ ) misurato da CALET (in rosso) e altri esperimenti, in funzione funzione dell'energia cinetica per nucleone. Le barre di errore dei dati di CALET rappresentano solamente gli errori statistici, mentre la banda gialla indicano la somma in quadratura degli errori sistematici, e la banda verde la somma in quadratura degli errori statistici e sistematici.

Si può notare che lo spettro del Fe misurato da CALET è in accordo, entro gli errori sperimentali e statistici, con la maggior parte dei risultati degli altri esperimenti riportati nel grafico.

È stato inoltre osservato che al di sotto di energie pari a 50 GeV/n, lo spettro del ferro presenta un andamento simile a quello di raggi cosmici primari generati da elementi più leggeri. Al di sopra di questa energia e fino a 2 TeV/n, le osservazioni sullo spettro sono in accordo con l'ipotesi di una legge di singola potenza, mentre al di sopra di 2 TeV/n le incertezze sistematiche e statistiche non permettono di escludere una possibile deviazione dalla legge di singola potenza.

In conclusione, grazie alla sua strategica posizione sulla stazione spaziale internazionale, CA-

---

LET sta effettuando misure dirette dei flussi dei raggi cosmici aumentando così i dati relativi agli spettri di elettroni e nuclei ad energie più alte.

## Capitolo 4

# I metodi di ricostruzione

La ricerca delle tracce e la loro ricostruzione è di estrema importanza in CALET per identificare le paddle del CHD e le fibre attraversate nell'IMC al fine di misurare la carica della particella incidente, definire l'accettanza geometrica dello strumento e calcolare le variabili topologiche nel calorimetro utili per la discriminazione elettrone-adrone. In questo capitolo vengono descritti tre algoritmi di ricostruzione della traccia della particella incidente utilizzati in CALET: Kalman Filter, Hough Transform e Metodo dei Momenti. Il programma per l'implementazione di tali metodi di tracciamento è scritto in linguaggio C++ e utilizza il software ROOT, sviluppato al CERN per l'analisi dati in fisica delle particelle. Nei capitoli successivi gli algoritmi verranno applicati ai dati ottenuti dalla simulazione Monte Carlo dell'esperimento e se ne confronteranno le prestazioni di ricostruzione.

### 4.1 Il Kalman Filter

In CALET è stato utilizzato un algoritmo basato su un Kalman Filter (KF) combinatorio [17], che sfrutta la capacità di imaging dell'IMC e permette di ottenere la traccia della particella incidente distinguendola dalle particelle di backscattering prodotte nel TASC.

L'algoritmo KF può facilmente gestire un'elevata molteplicità di hit nell'IMC e ricostruire candidati di tracce multiple, con un tempo di calcolo rapido, anche in caso di inefficienze del rivelatore. L'algoritmo analizza separatamente le due viste XZ e YZ del rivelatore, che sono indipendenti, poiché i piani dell'IMC hanno le fibre orientate nella direzione X o Y con differenti coordinate Z. La ricerca della miglior traccia inizia dal layer più alto dell'IMC in una vista. Una traccia candidata viene creata per ogni possibile combinazione di cluster (gruppi di hits) nei primi due piani (nella stessa vista) dell'IMC, comprese le tracce in cui manca un hit. Per ogni traccia candidata viene eseguito un fit con una linea retta e l'angolo di incidenza e il parametro di impatto calcolati sul terzo layer sono utilizzati per associare alla traccia i cluster più vicini nel layer. Il procedimento è ripetuto ri-fittando la traccia con i nuovi punti aggiunti

ed estrapolandola sul layer successivo, fino all'ultimo layer. Tuttavia se la traccia viene ricostruita male già a partire dai primi layer, anche le tracce successive aggiungendo ulteriori punti risulteranno errate. Per risolvere questo problema, l'algoritmo KF combinatorio genera una nuova traccia candidata per ogni cluster sul  $k + 1$ -esimo layer, in modo tale che la traccia candidata sia sufficientemente vicina alla traccia prevista. La traccia candidata viene quindi ramificata in altre possibili tracce, ognuna delle quali può evolvere separatamente. Per ogni ramo così formato, l'informazione del  $k + 1$ -esimo layer viene combinata con quella predetta in modo tale da dare una stima "filtrata" della matrice di covarianza, dei valori dell'angolo di incidenza e del parametro di impatto del  $k + 1$ -esimo layer. Tale stima "filtrata" viene confrontata con la posizione vera della traccia e viene aggiornato il  $\chi^2$  della traccia fittata. Questo procedimento viene ripetuto per tutti i possibili layer dell'IMC. Per evitare di generare un numero di tracce enorme e limitare il tempo di calcolo, una traccia candidata viene scartata quando il suo  $\chi^2$  diventa maggiore rispetto ad un valore predefinito o ha un numero di punti mancanti  $> 2$ .

Per eventi di alta energia nel TASC, solo sciami di particelle entro una certa regione di interesse (ROI, dall'inglese Region of Interest) sono considerati nell'algoritmo. La ROI include quelle fibre dell'IMC, che hanno registrato un rilascio di energia e che si trovano entro  $\pm 5$  cm dall'intersezione tra l'asse dello sciame ricostruito nel TASC ed i diversi strati dell'IMC. Infine, fra tutte le tracce trovate dall'algoritmo, è scelta come traccia più probabile del raggio cosmico primario quella che passa più vicino al "core" (cioè la zona centrale con il massimo rilascio di energia) dello sciame nel TASC.

## 4.2 Il Metodo dei Momenti

Il metodo dei momenti (MM) è un algoritmo inizialmente sviluppato per discriminare sciami elettronici e adronici nei calorimetri [40]. Anche in CALET è principalmente utilizzato per l'identificazione degli elettroni nel TASC, ma in questo contesto è applicato alla ricostruzione della direzione e del punto di impatto dei nuclei nello strumento. Per prima cosa è necessario costruire la matrice di covarianza

$$\begin{pmatrix} \overline{x^2} - \bar{x}^2 & \overline{xz} - \bar{x}\bar{z} \\ \overline{xz} - \bar{x}\bar{z} & \overline{z^2} - \bar{z}^2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

i cui elementi sono calcolati pesando le coordinate  $(x_{ij}, z_{ij})$  delle barre di cristallo nella vista XZ del TASC con l'energia depositata  $E_{ij}$ , in questo modo:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i,j} x_{ij} E_{ij}}{\sum_{i,j} E_{ij}} \quad (4.2)$$

$$\overline{x^2} = \frac{\sum_{i,j} x_{ij}^2 E_{ij}}{\sum_{i,j} E_{ij}} \quad (4.3)$$

$$\overline{z} = \frac{\sum_{i,j} z_{ij} E_{ij}}{\sum_{i,j} E_{ij}} \quad (4.4)$$

$$\overline{z^2} = \frac{\sum_{i,j} z_{ij}^2 E_{ij}}{\sum_{i,j} E_{ij}} \quad (4.5)$$

$$\overline{xz} = \frac{\sum_{i,j} x_{ij} \sum_{i,j} z_{ij} E_{ij}}{\sum_{i,j} E_{ij}} \quad (4.6)$$

dove la sommatoria corre sugli indici  $i$  e  $j$ ; l'indice  $i$  rappresenta il numero di barra (da 0 a 15) nel layer  $j$  (compreso tra 0 e 5) della vista XZ. Per la vista YZ, le formule sono identiche una volta che si è sostituita la coordinata  $y$  alla  $x$ . Diagonalizzando la matrice si ottengono gli autovalori

$$\begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

e i corrispondenti autovettori  $\vec{u}$  e  $\vec{v}$ . L'autovettore  $\vec{v}$  tende a coincidere con l'asse dello sciame anche per eventi inclinati e quindi può essere utilizzato per fornire una stima della direzione della particella incidente che ha originato lo sciame. Il punto di impatto della traccia si ottiene estrapolando a  $z = 0$  (top del CHD) la retta che ha direzione parallela a  $\vec{v}$  e passa per il baricentro  $(\overline{x}, \overline{z})$ . Il metodo dei momenti è applicato separatamente alle due viste del TASC, e fornisce quindi le proiezioni della direzione della particella in XZ e YZ.

### 4.3 Hough Transform

La trasformata di Hough è un algoritmo di ricerca automatica di pattern definiti (linee, archi, circonferenze, etc.) in un'immagine elaborata da un calcolatore. In questo lavoro di tesi è stato utilizzato un algoritmo di ricostruzione basato sulla trasformata di Hough [41], che ha per obiettivo individuare la traccia di una particella primaria in un fondo di tracce secondarie e segnali dovuti a rumore elettronico. Prendendo in considerazione una retta, essa è descritta dall'equazione  $y = mx + q$  ed è quindi identificata univocamente dalla coppia di parametri  $(m, q)$ . Lo spazio dei parametri è quel piano in cui ogni punto rappresenta una retta nello spazio delle coordinate  $(x, y)$  come mostrato in Fig. 4.1. Vale anche il viceversa: un punto nello spazio delle coordinate rappresenta una retta nello spazio dei parametri in quanto  $q = -mx + y$ .

Una retta nello spazio delle coordinate passante per  $N$  punti  $P_1, \dots, P_N$  è identificata dall'intersezione, nello spazio dei parametri, di  $N$  rette ognuna corrispondente ad un punto  $P_i$ .

Siccome ogni punto nel sistema delle coordinate "vota" una retta nello spazio dei parametri, e quindi in particolare i punti appartenenti a tale retta, il problema di calcolare i parametri  $m$  e  $q$  si traduce nella ricerca del punto con il maggior numero di voti dello spazio dei parametri.

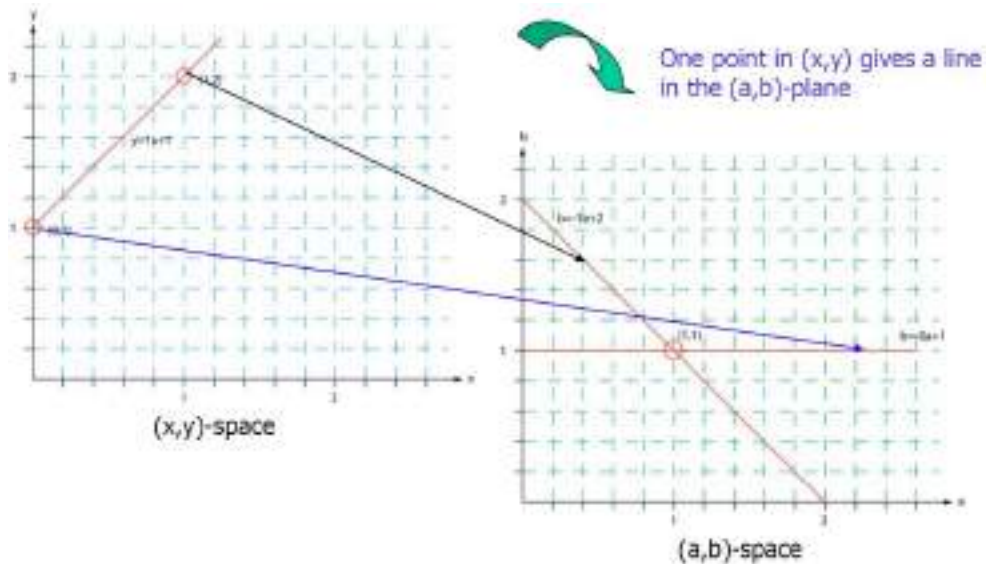


Figura 4.1: A sinistra sono raffigurati nello spazio dei parametri la retta  $r$  di equazione  $y = x+1$  e due punti ad essa appartenenti. Tali due punti corrispondono a due rette nello spazio dei parametri (a destra) che si intersecano in un punto le cui coordinate  $(1,1)$  corrispondono al coefficiente angolare e all'intercetta della retta  $r$ .

La procedura utilizzata per calcolare la HT nel caso più semplice di una sola retta (di parametri  $m_0$  e  $q_0$ , e passante per i punti  $P_1, \dots, P_n$ ), e per misurarne i parametri, consiste nei seguenti passaggi:

- si divide in pixel lo spazio dei parametri  $(m, q)$  e si definisce un contatore  $R_{ij}$  per ciascun pixel  $i, j$  di coordinate  $(m_i, q_j)$ ;
- per ciascun punto  $P_i = (x_i, y_i)$  si considera la corrispondente retta  $q = -m x_i + y_i$  nello spazio dei parametri;
- si individuano i pixel  $(m_i, q_j)$  attraversati dalla retta e si incrementa il relativo contatore  $R_{ij}$ ;
- si cerca il pixel con il massimo conteggio nello spazio dei parametri, le cui coordinate  $(m_0^{rec}, q_0^{rec})$  rappresentano la stima dei valori veri  $(m_0, q_0)$  della retta nello spazio delle coordinate.

E' stato sviluppato un codice in C++ che implementa tale procedura e ricerca i punti di massimo globale e locale nello spazio dei parametri tramite la classe TSpectrum2 di ROOT;

le coordinate del massimo globale sono utilizzate per calcolare la direzione più probabile della particella incidente.

## 4.4 Simulazione Monte Carlo

Per valutare l'efficienza e la risoluzione dei metodi di ricostruzione è importante il confronto tra le tracce ricostruite con KF, HT e MM con quella "vera" generata dalla simulazione Monte Carlo (MC). Le simulazioni di CALET sono eseguite con il software Monte Carlo EPICS [42], [43] che riproduce in maniera dettagliata la geometria del calorimetro, i processi fisici di interazione radiazione-materia e i segnali nei vari rivelatori. Il software è interfacciato al programma DPMJET-III [44] che modella le interazioni degli sciami adronici nel calorimetro. Nel programma MC, le particelle sono generate isotropicamente su una sfera di raggio 1 m con centro posto nel mezzo del piano superiore del CHD e gli hit nelle varie sezioni di CALET vengono registrati in un file di uscita in un TTree. L'energia cinetica della particella primaria è estratta con un generatore random da uno spettro a legge di potenza  $E^{-1}$  in un intervallo preimpostato.

Il trigger principale di CALET, chiamato trigger High Energy (HET) è modellizzato nei dati simulati. Tale trigger si basa sulla coincidenza di un segnale nel primo piano del TASC e della somma dei segnali nelle ultime due coppie di layer dell'IMC, con soglie scelte per assicurare un'efficienza del 95% per elettroni di energia maggiore di 10 GeV [19]. E' inoltre applicata una condizione più stringente di trigger richiedendo di avere nel primo piano del TASC un deposito di energia maggiore di 2 GeV, equivalente al segnale rilasciato da 100 particelle di carica unitaria al minimo di ionizzazione (MIP), in quanto in un cristallo di  $\text{PWO}_4$  il rilascio di una MIP è circa 20 MeV. Nell'analisi dei dati simulati descritta nei capitoli successivi, chiameremo particelle interagenti quelle selezionate con questa condizione. Per particelle non interagenti si intendono invece quelle che attraversano il TASC senza fare interazioni adroniche oppure che interagiscono in profondità nel TASC rilasciando quindi poca energia.

I dati prodotti dalle simulazioni vengono processati dal programma ufficiale della collaborazione italiana di CALET che produce un nuovo file di uscita, chiamato L2. Tale file contiene nel TTree tutte le informazioni ricostruite per ogni evento, tra cui quelle utilizzate in questo lavoro di analisi sono:

- l'energia cinetica della particella incidente e i parametri della sua direzione generati dal MC;
- i depositi di energia (hit) in CHD, IMC e TASC;
- la direzione della particella primaria ricostruita con il Kalman Filter.

Il programma sviluppato per questa tesi prende in input i file L2 simulati, legge gli hits nelle sezioni TTree e li passa agli algoritmi che ricostruiscono la traccia con il MM e la HT. Al



fine di velocizzare il calcolo, si è scelto di considerare solo quegli hit che si trovano entro una particolare regione di interesse (ROI) definita intorno all'asse dello sciame, come già descritto nel paragrafo del KF. Il programma produce in output un file ROOT in cui vengono copiate alcune variabili del L2 e le nuove variabili relative ai parametri ricostruiti con la HT e il MM. Tali parametri sono:

- per la HT: per la vista XZ,  $(m_x, q_x)$  del massimo globale nello spazio dei parametri da cui si ricava l'angolo di incidenza  $\theta_x = \arctg(m_x)$  e il punto di impatto  $q_x$  della particella primaria sul CHD. Analogamente per la vista YZ;
- per il MM: i due autovalori e i rispettivi autovettori ottenuti dalla matrice di covarianza. Da essi si ricavano l'angolo di incidenza  $\theta_x = v[1]/v[0]$  (dove  $\vec{v}$  relativo a  $\lambda_2$  in Eq. 4.7) e il parametro di impatto  $p_0 = \bar{x} - \bar{z} \tan \theta$ .

## 4.5 Event display

Il programma sviluppato può funzionare anche in modalità grafica mostrando l'immagine di ciascun evento (event display). In ogni evento, i canali dei rivelatori che hanno registrato un segnale sono rappresentati come pixel colorati con i colori scelti da una scala proporzionale all'intensità della risposta. Le tracce ricostruite con KF, MM e HT sono disegnate nell'event display così come la direzione vera generata dal MC. L'event display è molto utile perché permette di effettuare visualmente il debug del programma di ricostruzione e capire velocemente se gli algoritmi sviluppati funzionano come previsto o in modo anomalo.

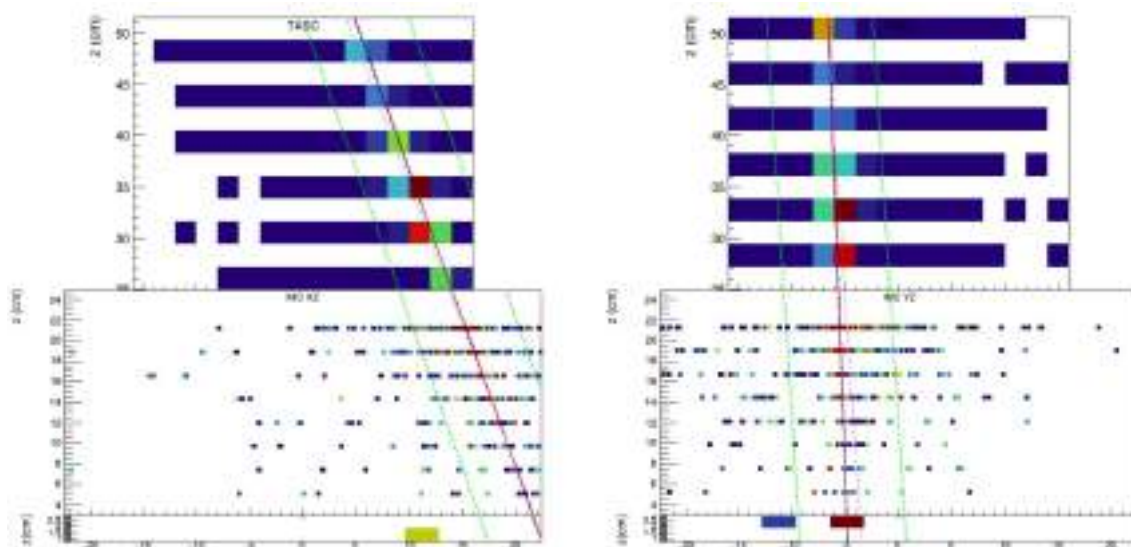


Figura 4.2: Immagine nelle due viste XZ e YZ di un protone simulato di energia 14 TeV che soddisfa il trigger HE (protone interagente). L'energia depositata nel TASC è circa 3620 GeV. I vari hit sono rappresentati dai punti colorati: nei punti blu si ha un deposito di energia più basso, mentre nei punti rossi si ha un rilascio maggiore di energia. Le linee verdi indicano la ROI definita dall'asse dello sciame nel TASC, la linea blu rappresenta la traccia ricostruita con HT, la rossa il KF, la magenta il MM e la linea nera la direzione vera della particella incidente.

#### 4.5.1 Protoni

In figura 4.2 è mostrato il display di un protone simulato di energia 14 TeV. All'interno della ROI, le direzioni ricostruite con HT e KF sono sovrapposte in entrambe le viste alla linea che indica la direzione vera del MC. Il MM ricostruisce abbastanza bene il passaggio della particella nella vista XZ, mentre nella vista YZ la ricostruzione è meno precisa. In figura 4.3 è mostrato il display di un protone non interagente di energia 1.6 TeV. Si nota in entrambi i casi che la traccia del MM è meno precisa di quelle ricostruite con KF e HT, in quanto estrapolata all'indietro nel IMC si discosta dalla direzione vera del MC.

Confrontando le due figure, si può notare che nel caso del protone interagente (Fig. 4.2) ci sono molti più hit nel IMC dovuti alle particelle secondarie di backscattering provenienti dal TASC e inoltre lo sciame del TASC inizia fin dai primi layer con depositi di energia significativi. In Fig. 4.3, la molteplicità degli hit nel IMC è bassa perché il protone si comporta come particella al minimo di ionizzazione; poiché l'interazione adronica avviene in profondità nel TASC, il trigger HE non si accende.

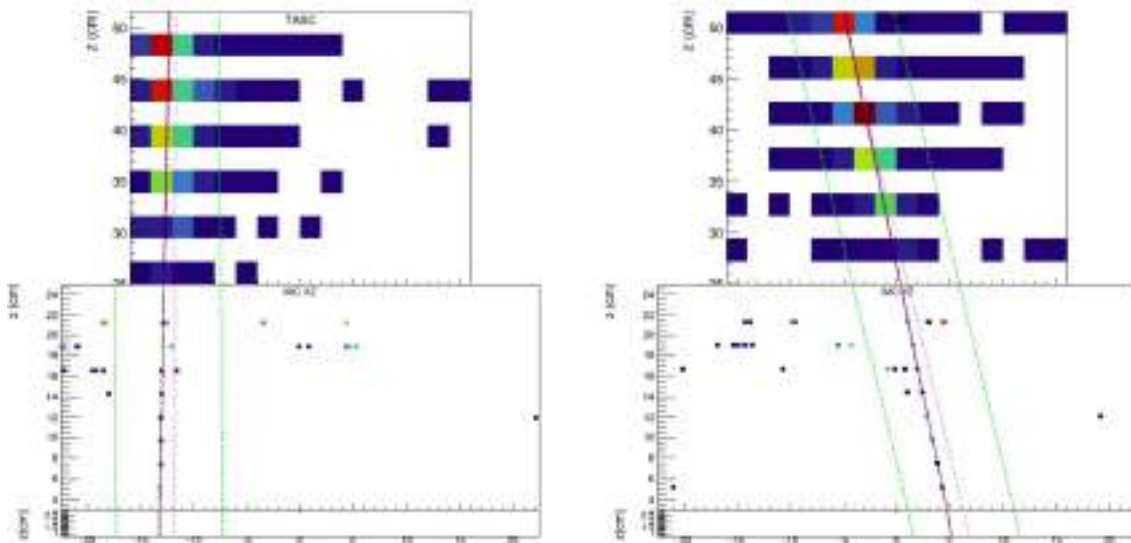


Figura 4.3: Immagine nelle due viste XZ e YZ di un protone simulato di energia 1.6 TeV che non soddisfa il trigger HE (protone non interagente). L'energia depositata nel TASC è circa 352 GeV. I vari hit sono rappresentati dai punti colorati: nei punti blu si ha un deposito di energia più basso, mentre nei punti rossi si ha un rilascio maggiore di energia. Le linee verdi indicano la ROI definita dall'asse dello sciame nel TASC, la linea blu rappresenta la traccia ricostruita con HT, la rossa il KF, la magenta il MM e la linea nera la direzione vera della particella incidente.

#### 4.5.2 Nuclei di elio

Nelle figure [4.4](#) e [4.5](#) sono mostrate le immagini di due eventi generati nel rivelatore da nuclei di elio; il primo accende il trigger HE, mentre il secondo non lo soddisfa. Nell'evento interagente è possibile notare un grande numero di hits nell'IMC, originati anche dal back-scattering prodotto dallo sciame adronico nel TASC. Si nota che la traccia "vera" generata dal MC e quella ricostruita da KF e HT tendono a coincidere in entrambe le viste. La traccia ricostruita dal MM si discosta un poco dalla traccia "vera" del MC soprattutto nel CHD e nell'IMC, indicando che il MM è meno accurato degli altri due metodi.

In conclusione, guardando i display, è possibile affermare che, in generale, il MM, la HT e il KF sembrano ricostruire abbastanza correttamente la direzione dei protoni e dei nuclei di elio incidenti. Nei prossimi capitoli, saranno analizzate le risoluzioni e le efficienze angolari e spaziali dei tre metodi di ricostruzione separatamente per eventi interagenti e non interagenti.

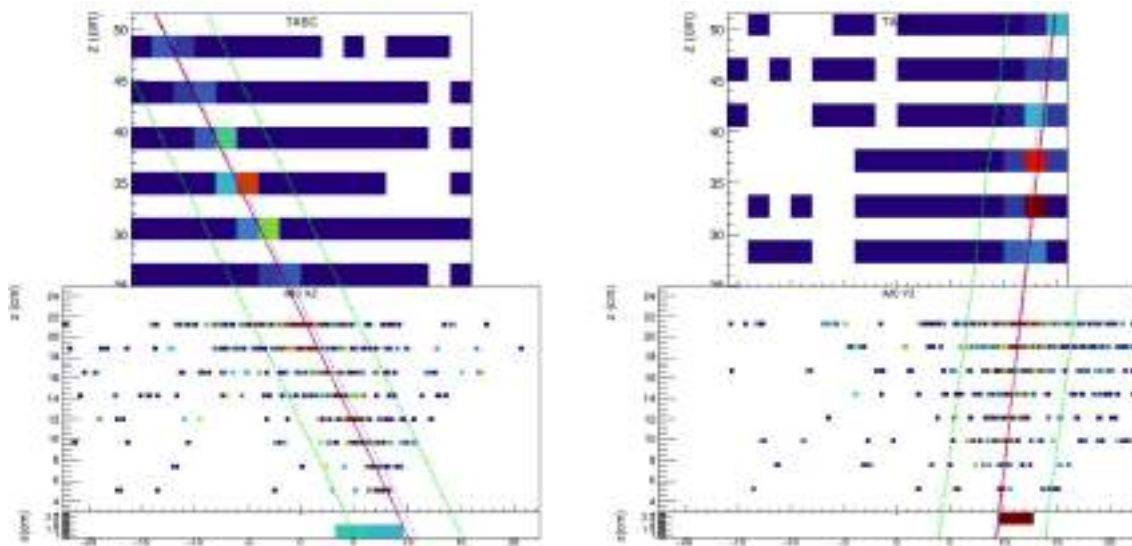


Figura 4.4: Immagine nelle due viste XZ e YZ di un nucleo di He simulato di energia 8 TeV che soddisfa il trigger HE (He interagente). L'energia depositata nel TASC è circa 1999 GeV. I vari hit sono rappresentati dai punti colorati: nei punti blu si ha un deposito di energia più basso, mentre nei punti rossi si ha un rilascio maggiore di energia. Le linee verdi indicano la ROI definita dall'asse dello sciame nel TASC, la linea blu rappresenta la traccia ricostruita con HT, la rossa il KF, la magenta il MM e la linea nera la direzione vera della particella incidente.

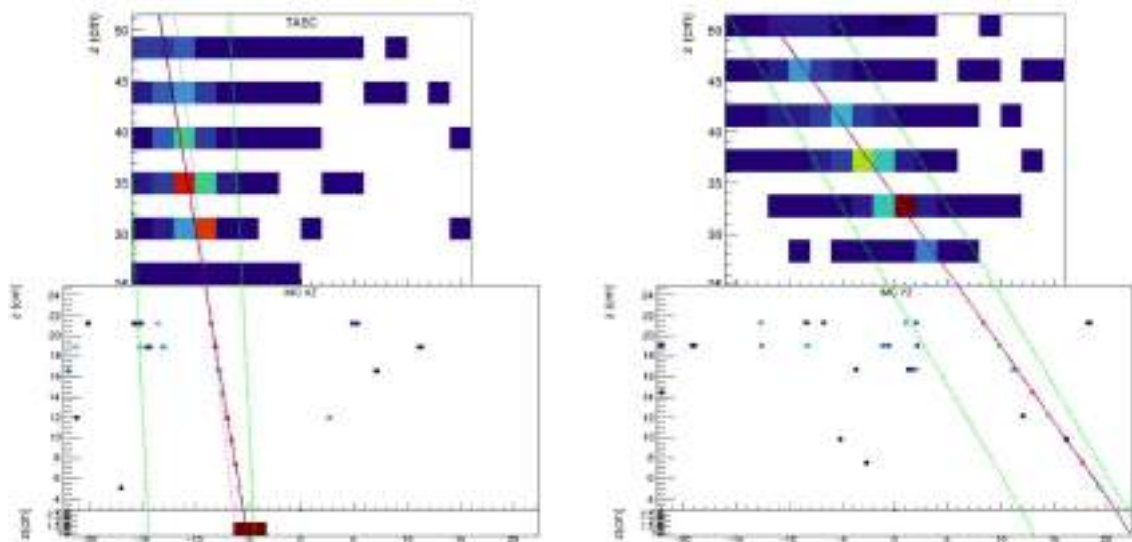


Figura 4.5: Immagine nelle due viste XZ e YZ di un nucleo di He simulato di energia 218 GeV che non soddisfa il trigger HE (He non interagente). L'energia depositata nel TASC è circa 98 GeV. I vari hit sono rappresentati dai punti colorati: nei punti blu si ha un deposito di energia più basso, mentre nei punti rossi si ha un rilascio maggiore di energia. Le linee verdi indicano la ROI definita dall'asse dello sciame nel TASC, la linea blu rappresenta la traccia ricostruita con HT, la rossa il KF, la magenta il MM e la linea nera la direzione vera della particella incidente.

## Capitolo 5

# Analisi dati - Protoni e nuclei di elio interagenti

In questo capitolo sono analizzati campioni di dati simulati di protoni e nuclei di elio che soddisfano il trigger HE. Gli algoritmi di ricostruzione (Hough Transform, Kalman Filter e Metodo dei Momenti) descritti nel capitolo 4 sono applicati ai dati al fine di studiare la precisione nella ricostruzione dell'angolo di incidenza e del punto di impatto della particella primaria. Confrontando le grandezze ricostruite con quelle vere, cioè generate dalla simulazione MC, è possibile valutare la risoluzione angolare e spaziale e l'efficienza di ricostruzione dei diversi metodi. I protoni e i nuclei di elio sono stati simulati in tre intervalli di energia separati (20 GeV-200 GeV, 200 GeV-2 TeV, 2 TeV-20 TeV) estraendo l'energia cinetica delle particelle da una distribuzione a legge di potenza  $E^{-1}$ . I file simulati sono quindi concatenati e passati tutti insieme in input al programma di ricostruzione. Analizzando il TTree di output contenente l'informazione ricostruita, sono studiati 11 intervalli di energia di uguale ampiezza in scala logaritmica. Gli estremi  $E_n$  degli 11 intervalli ( $n = 1, \dots, 12$ ), in unità GeV, sono: 20, 35, 90, 150, 300, 500, 1000, 1600, 3500, 6000, 10000, 20000.

### 5.1 Protoni interagenti

Per prima cosa è stata studiata la dipendenza della risoluzione angolare e spaziale dall'energia cinetica dei protoni negli 11 sottointervalli di energia. Per fare ciò, si parte dal graficare le distribuzioni degli angoli di incidenza  $\theta$  e dei parametri di impatto (IP) ricostruiti con HT, KF e MM nelle due viste del rivelatore. Poiché le due viste sono identiche, per semplicità in seguito sono riportati solo i grafici ottenuti nella vista XZ.

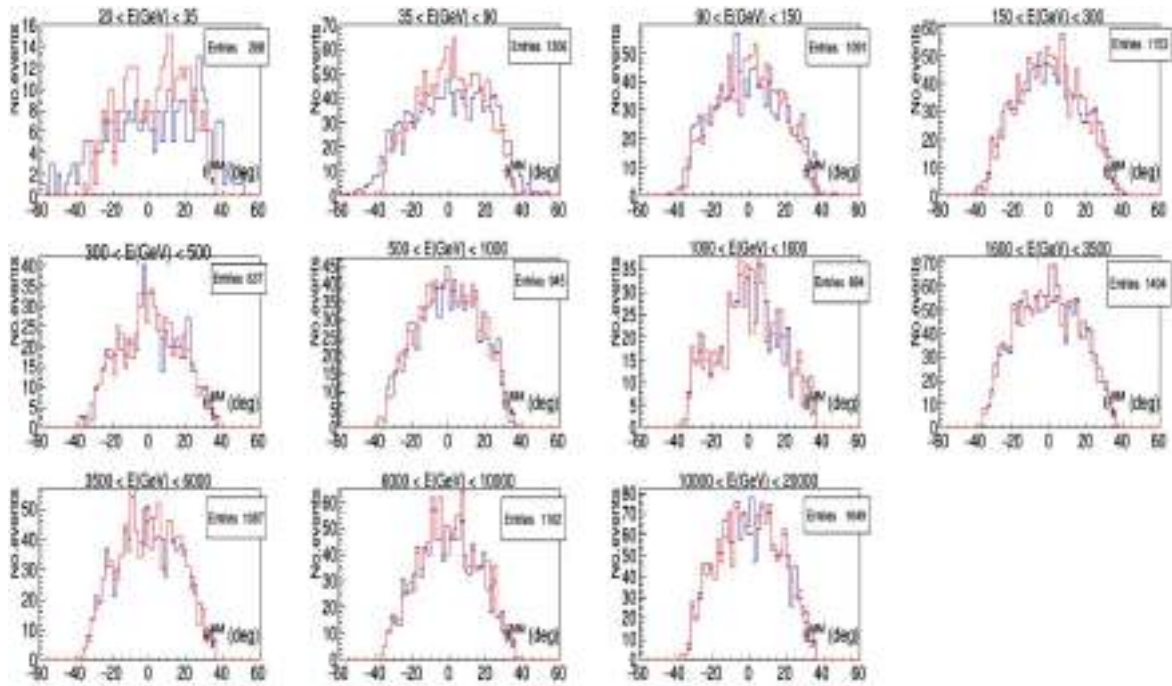


Figura 5.1: Distribuzione dell'angolo  $\theta_x$  ricostruito con il MM (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

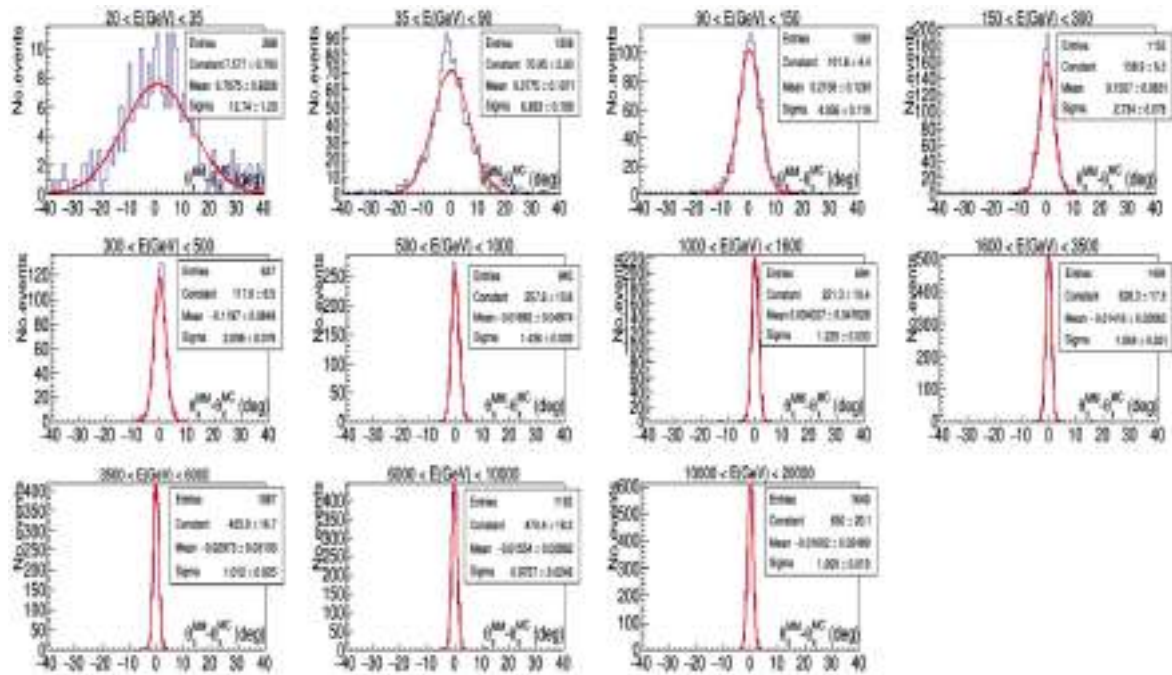


Figura 5.2: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_x$  ricostruito con MM e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

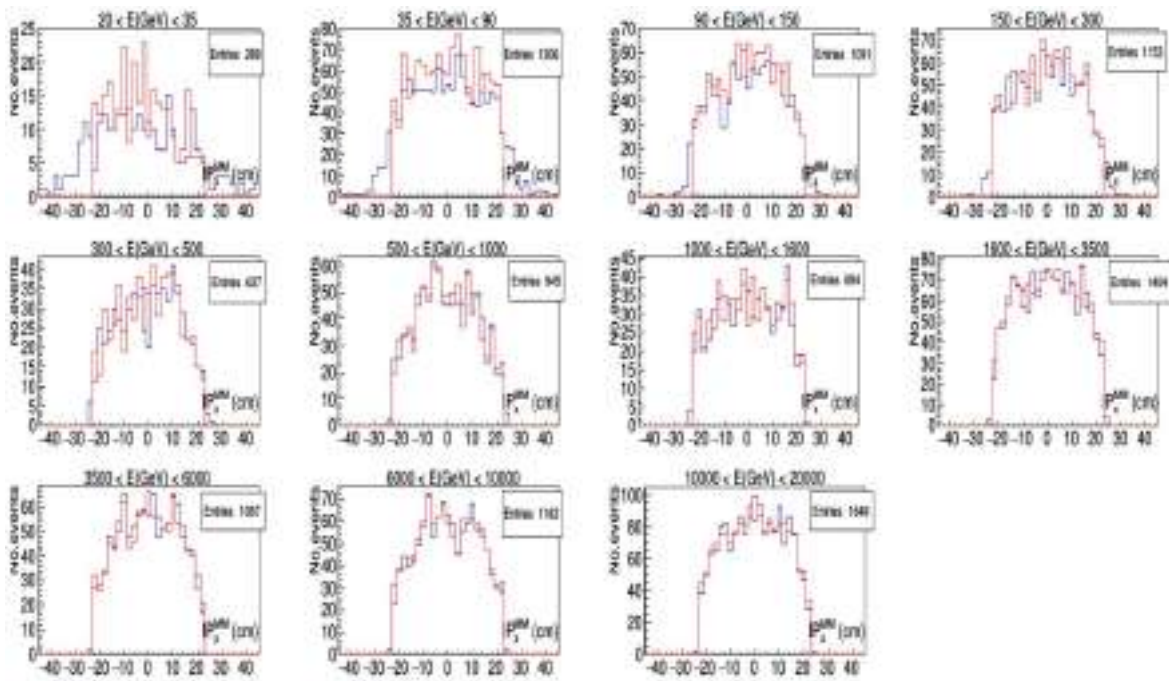


Figura 5.3: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con il MM (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

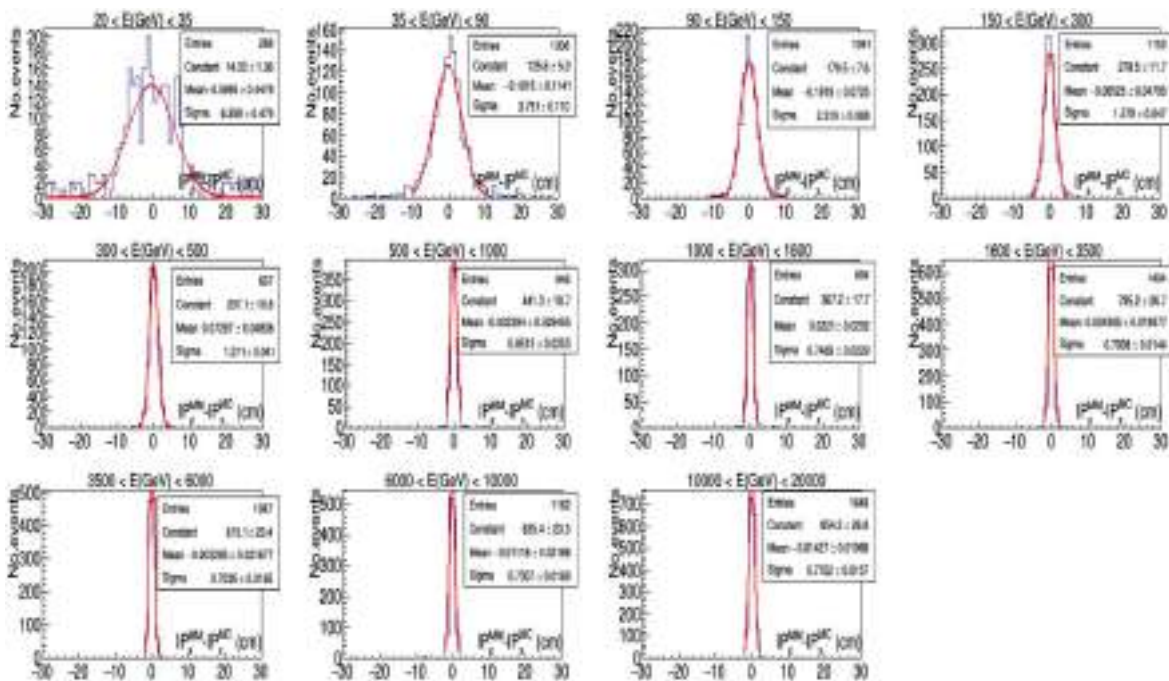


Figura 5.4: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con MM e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

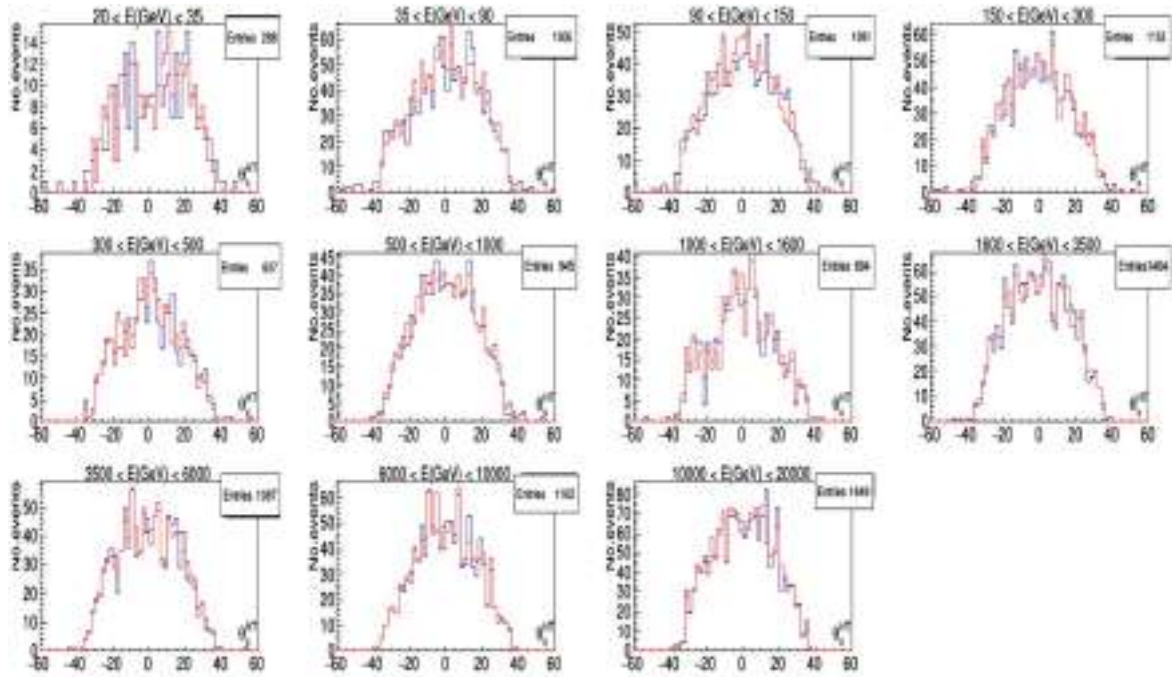


Figura 5.5: Distribuzione dell'angolo  $\theta_x$  ricostruito con HT (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

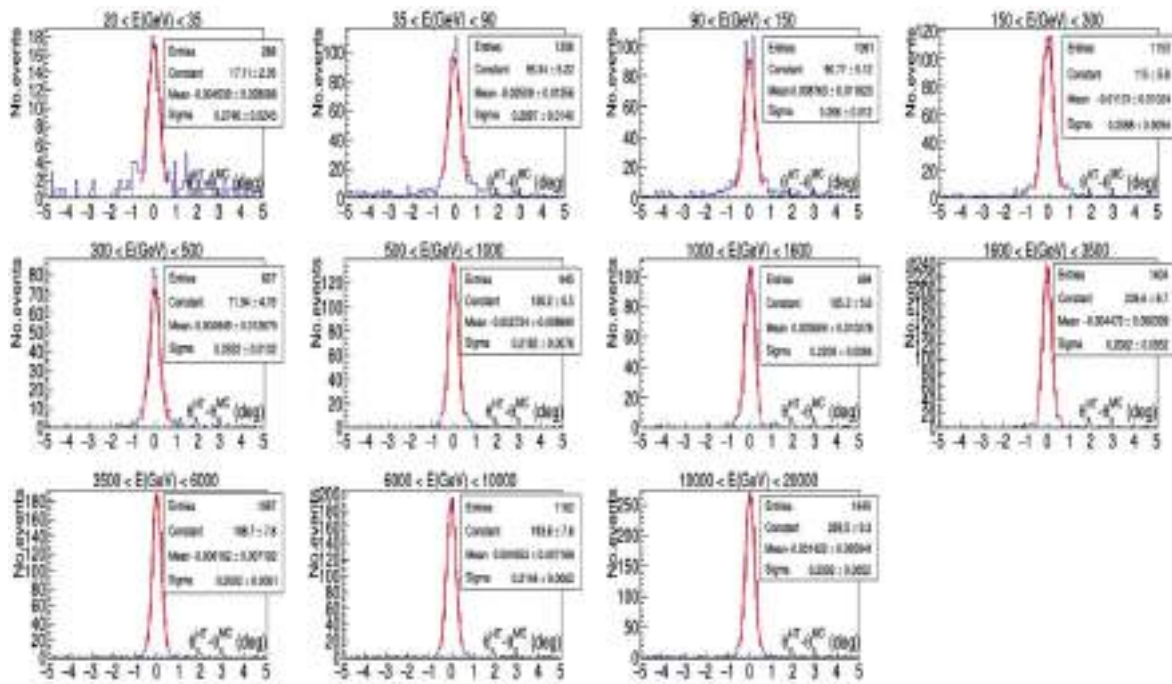


Figura 5.6: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_x$  ricostruito con HT e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.



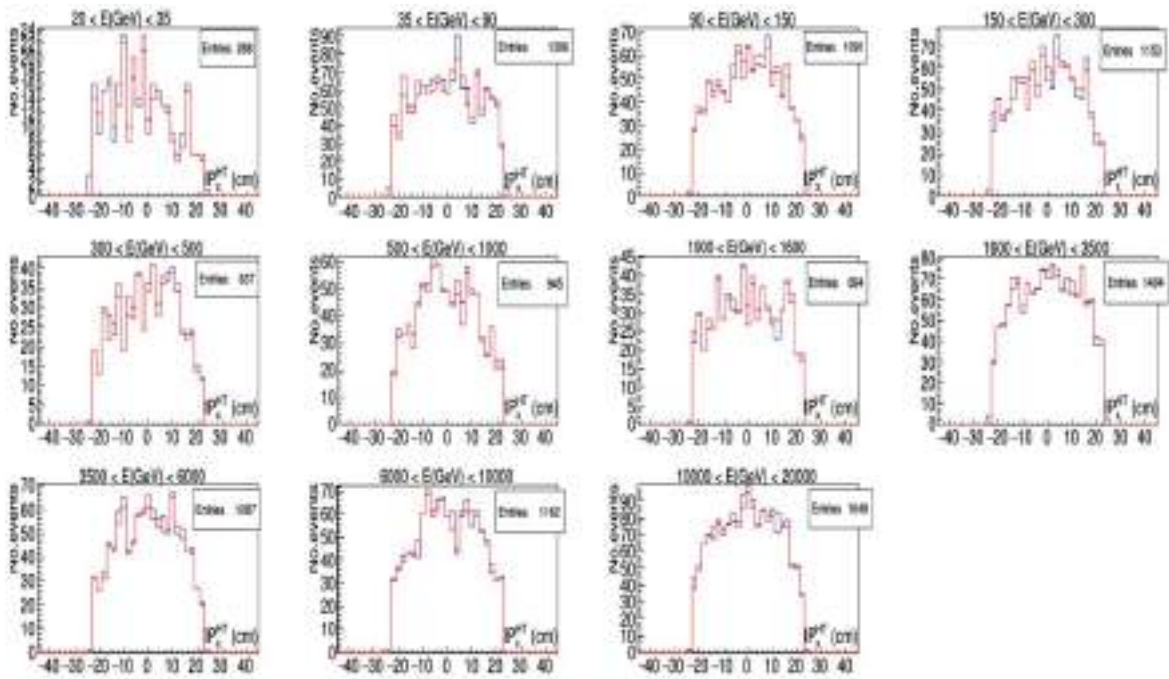


Figura 5.7: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con HT (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

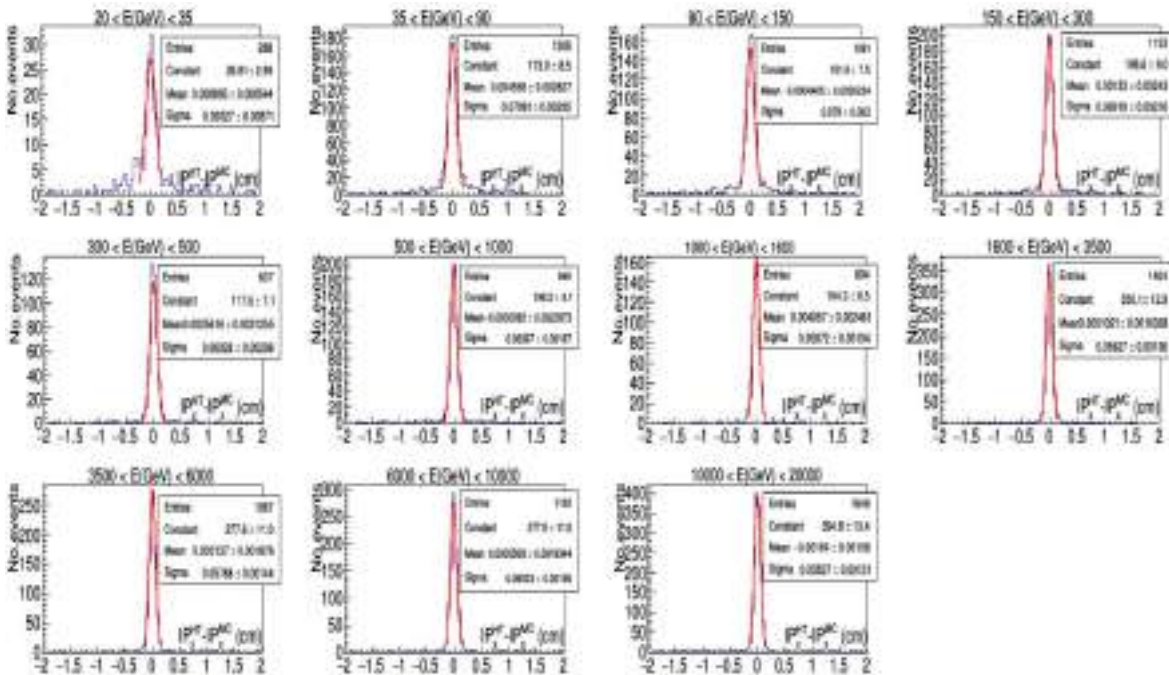


Figura 5.8: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con HT e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

In Fig. 5.1 sono mostrate le distribuzioni dell'angolo  $\theta_x^{MM}$  ricostruito con il MM e dell'angolo di incidenza "vero"  $\theta_x^{MC}$  generato dal Monte Carlo, in 11 intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Evento per evento, è calcolata la differenza  $\theta_x^{MM} - \theta_x^{MC}$  e le distribuzioni risultanti sono graficate in ciascun intervallo di energia (Fig. 5.2). Su ogni distribuzione è stato eseguito un fit gaussiano, dal quale è ricavato il parametro  $\sigma$ , che rappresenta una stima della risoluzione angolare.

In Fig. 5.3, sono mostrate le distribuzioni del punto di impatto ( $IP_x^{MM}$ ) ricostruito con il MM e di  $IP_x^{MC}$  "vero" nella vista XZ, negli undici intervalli di energia. Evento per evento, è calcolata la differenza  $IP_x^{MM} - IP_x^{MC}$  e le distribuzioni risultanti sono graficate in ciascun intervallo di energia (Fig. 5.4). Su ogni distribuzione è stato eseguito un fit gaussiano, dal quale è ricavato il parametro  $\sigma$ , che rappresenta una stima della risoluzione spaziale.

In Fig. 5.5 sono mostrate le distribuzioni dell'angolo  $\theta_x^{HT}$  ricostruito con la HT e dell'angolo vero del MC nella vista XZ in 11 intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. In Fig. 5.7 sono invece riportate le distribuzioni del punto di impatto ( $IP_x^{HT}$ ). Nelle figure 5.6 e 5.8, si possono vedere rispettivamente le distribuzioni delle differenze  $\theta_x^{HT} - \theta_x^{MC}$  e  $IP_x^{HT} - IP_x^{MC}$  negli 11 intervalli di energie e i corrispondenti fit gaussiani. Infine, nella Fig. 5.9 vengono riportate le distribuzioni dell'angolo  $\theta_x^{KF}$  ricostruito con KF e dell'angolo di incidenza vero per protoni interagenti in undici intervalli di energia cinetica. La distribuzione della differenza  $\theta_x^{KF} - \theta_x^{MC}$  è mostrata in Fig. 5.10. Analogamente nelle figure 5.11 e 5.12 sono mostrate rispettivamente le distribuzioni del punto di impatto  $IP_x^{KF}$  e della differenza  $IP_x^{KF} - IP_x^{MC}$ .

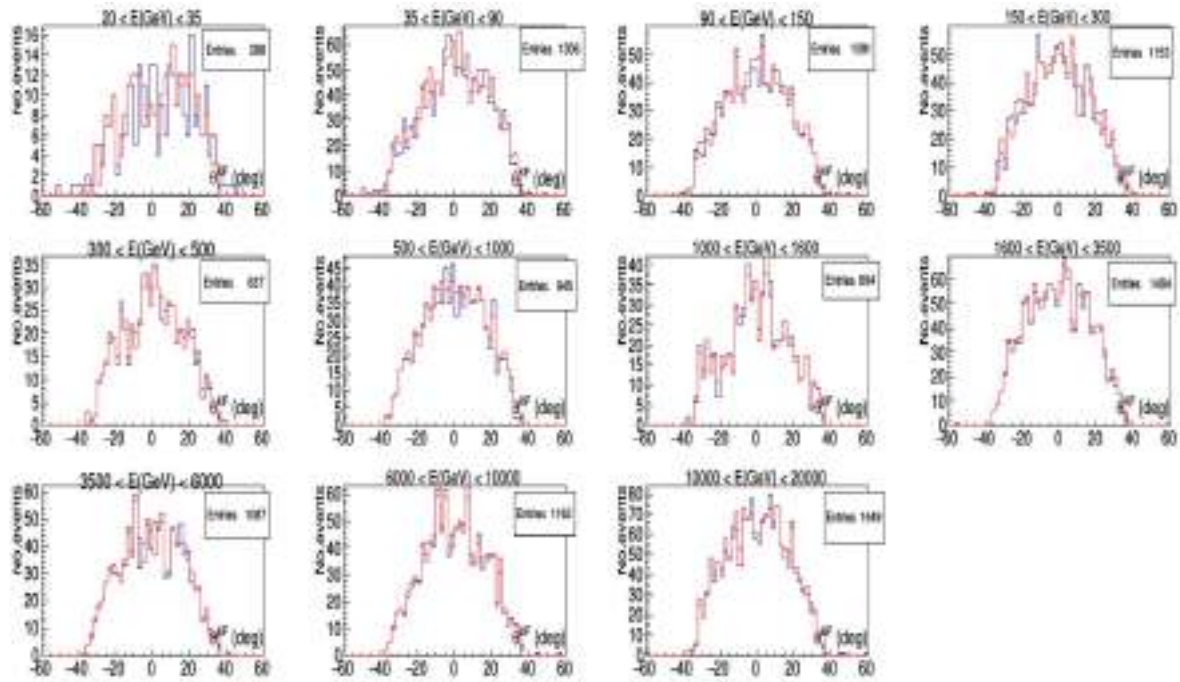


Figura 5.9: Distribuzione dell'angolo  $\theta_x$  ricostruito con KF (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

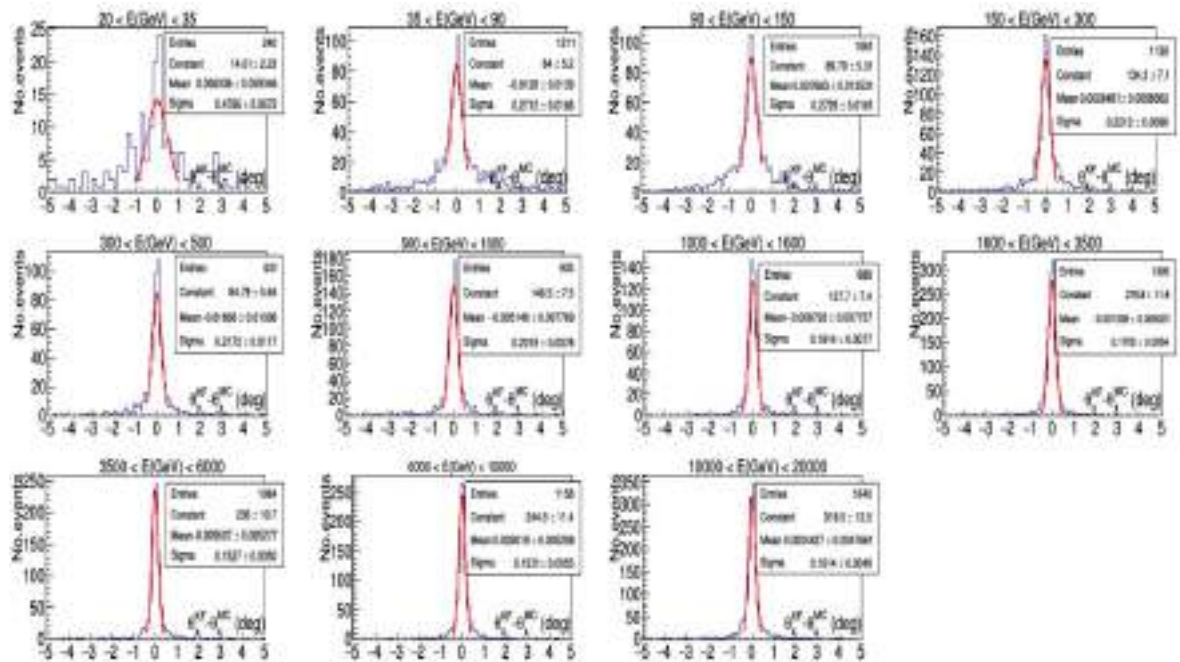


Figura 5.10: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_x$  ricostruito con KF e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

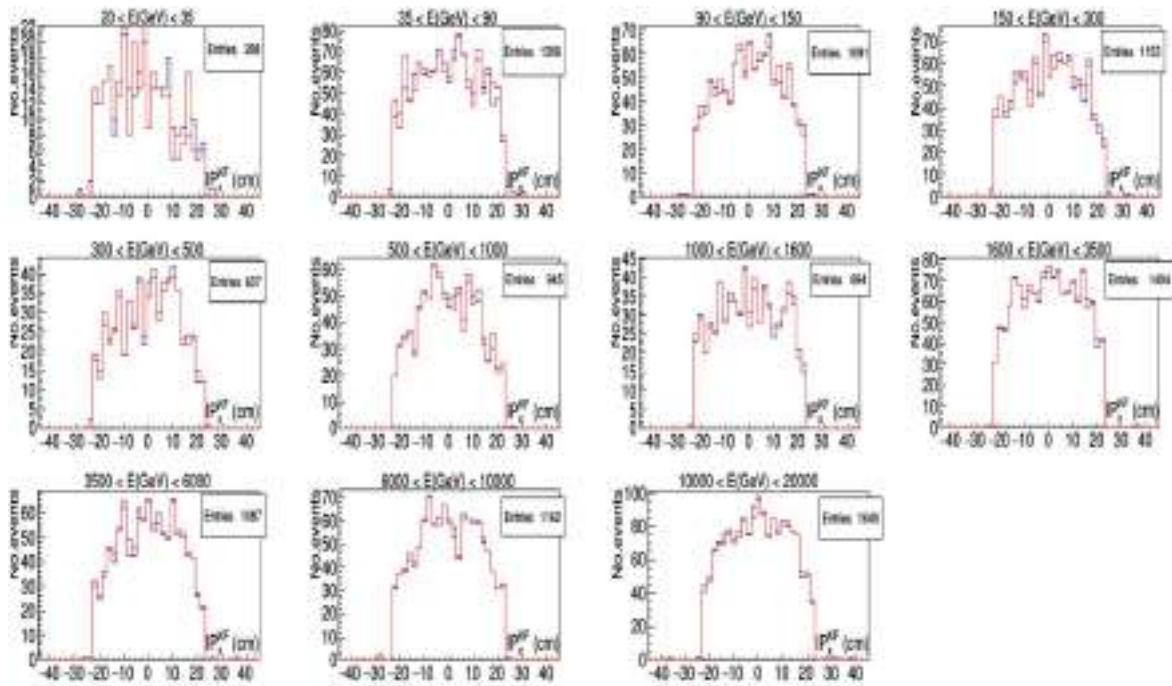


Figura 5.11: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con KF (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

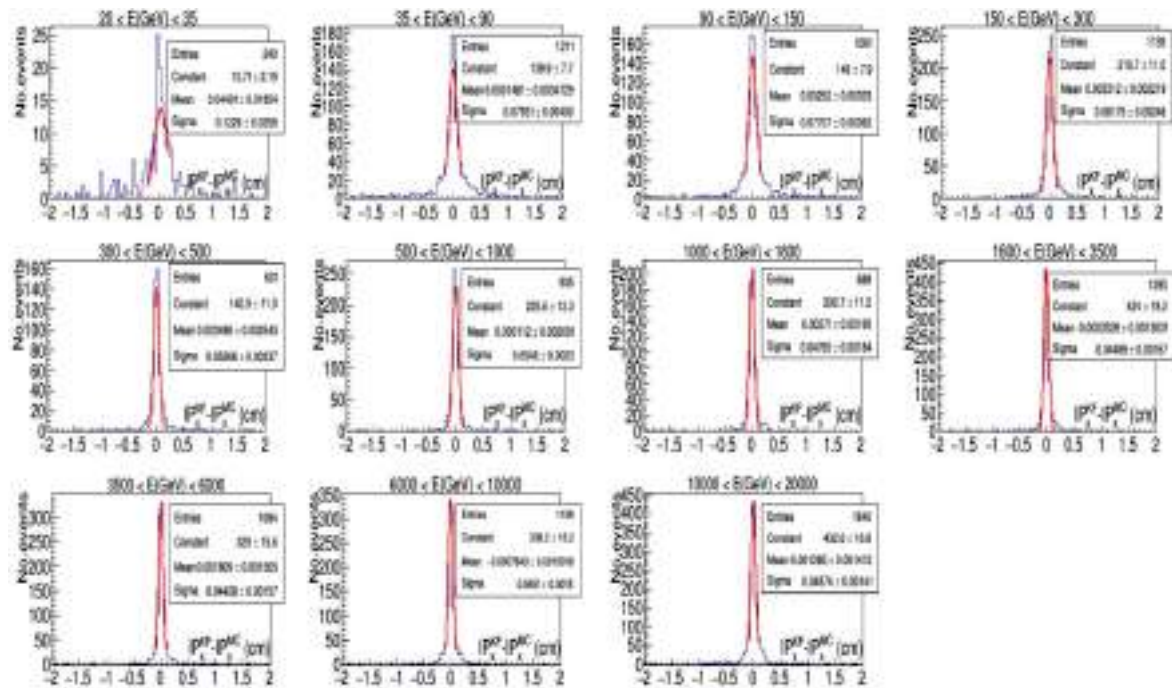


Figura 5.12: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con KF e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

In tutti questi grafici delle distribuzioni delle differenze di angoli e IP, si può notare che le gaussiane fittate hanno una deviazione standard  $\sigma$  maggiore a basse energie, che poi decresce all'aumentare dell'energia del protone incidente. Ciò significa che MM, HT e KF ricostruiscono in modo peggiore la direzione del protone interagente a bassa energia e che la loro risoluzione spaziale e angolare migliorano per eventi più energetici.

### 5.1.1 Risoluzione ed efficienza di ricostruzione

Al fine di confrontare tra di loro i diversi metodi di ricostruzione, si grafica la risoluzione angolare (per la ricostruzione dell'angolo  $\theta$ ) e la risoluzione spaziale (per la ricostruzione del punto di impatto IP) al variare dell'energia cinetica dei protoni. Le risoluzioni angolari nella vista XZ sono ricavate dai parametri  $\sigma$  dei fit gaussiani mostrati nelle figure 5.2, 5.6 e 5.10. Il valore  $\sigma$  per ogni distribuzione è associato all'energia mediana (definita come  $\sqrt{E_{n+1}E_n}$ ) di ciascun intervallo. Le risoluzioni spaziali nella vista XZ sono ricavate dai parametri  $\sigma$  dei fit gaussiani mostrati nelle figure 5.4, 5.8 e 5.12. Analogamente è stato fatto per le risoluzioni angolari e spaziali nella vista YZ. Le risoluzioni angolari e spaziali ottenute nelle due viste per i tre metodi di ricostruzione sono riportati rispettivamente nelle figure 5.13, 5.14.

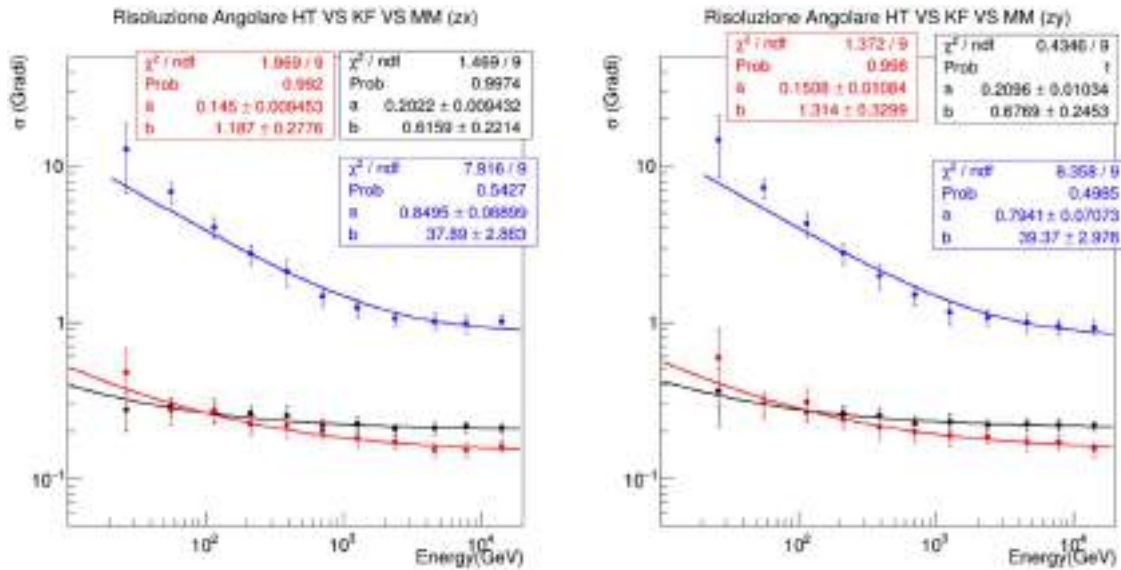


Figura 5.13: Confronto tra la risoluzione angolare, in funzione dell'energia dei protoni interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee rosse e nere rappresentano fit con la funzione  $a + \frac{b}{\sqrt{E}}$  mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .

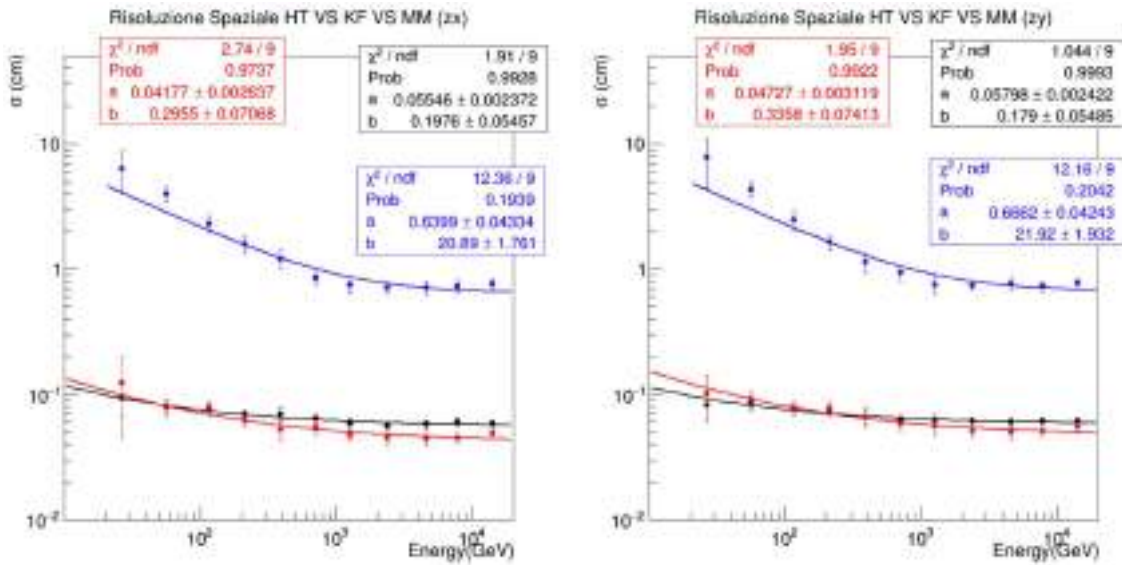


Figura 5.14: Confronto tra la risoluzione spaziale, in funzione dell'energia dei protoni interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee rosse e nere rappresentano fit con la funzione  $a + \frac{b}{\sqrt{E}}$  mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .

In Fig. 5.13 le risoluzioni angolari della HT e del KF sono state fittate con una funzione dell'energia del tipo  $a + \frac{b}{\sqrt{E}}$ , mentre la risoluzione angolare del MM è stata fittata con una funzione del tipo  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ . I fit evidenziano come la risoluzione dei tre metodi migliori per protoni interagenti di più alta energia. Si nota che la risoluzione angolare  $\sigma_\theta$  assume valori maggiori a basse energie, mentre ad alte energie  $\sigma$  tende ad un valore costante, rappresentato dal parametro  $a$  del fit. Ad energie  $> 800$  GeV, il metodo KF risulta più preciso di HT; la sua risoluzione asintotica è circa  $0.15^\circ$  contro  $0.2^\circ$  per HT. A energie inferiori a 100 GeV i due metodi hanno risoluzioni simili (circa  $0.3^\circ - 0.4^\circ$ ), ma le barre di errore per KF sono più grandi indicando che la statistica di eventi ricostruiti con questo metodo è minore. Per quanto riguarda il MM, la risoluzione è inferiore a KF e HT, come ci si aspetta dato che si tratta di un tipo di ricostruzione basato non sugli hit del IMC (come HT e KF), bensì sugli hit del TASC, che hanno minore granularità nella misura della posizione dei depositi di energia. La risoluzione angolare del MM è circa  $10^\circ$  a 20 GeV e decresce con l'energia fino a circa  $1^\circ$  per energie  $> 1000$  GeV.

Anche la risoluzione sul punto di impatto può essere modellizzata con una funzione dell'energia  $a + \frac{b}{\sqrt{E}}$  per HT e KF e con una funzione del tipo  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$  per il MM (Fig. 5.14). Ad energie  $> 800$  GeV, il metodo KF risulta più preciso di HT; la sua risoluzione spaziale asintotica in entrambe le viste è circa 0.45 mm contro 0.55 mm per HT. A energie inferiori a 100 GeV i due metodi hanno risoluzioni simili (circa 1 mm), ma le barre di errore per KF sono più grandi indicando che la statistica di eventi ricostruiti con questo metodo è minore. La risoluzione sul punto di impatto del MM è circa 7 cm a 20 GeV e decresce con l'energia

fino a circa 1 cm per energie  $>1000$  GeV.

Nelle figure 5.15 e 5.16 sono mostrate le efficienze di ricostruzione angolari e spaziali dei vari metodi. L'efficienza è definita come il numero di eventi ricostruiti  $N_{ric}$  correttamente rispetto al numero di eventi totali  $N_{MC}$  generati in un certo intervallo di energia, ovvero:

$$\epsilon = \frac{N_{ric}}{N_{MC}} \quad (5.1)$$

Il numero di eventi ricostruiti è calcolato come l'integrale della distribuzione dei residui (differenza fra variabile ricostruita e verità MC) in un intervallo di ampiezza definita centrato sul picco della distribuzione e simmetrico rispetto ad esso. Per le distribuzioni angolari è stato scelto un intervallo largo  $\pm 1^\circ$ , mentre per le distribuzioni spaziali l'intervallo è largo  $\pm 1$  cm. In tal modo si intende che un evento è ricostruito correttamente se l'angolo ricostruito è compatibile entro  $1^\circ$  con l'angolo di incidenza vero generato dal MC. Similmente per il punto di impatto. L'errore sull'efficienza è calcolato assumendo una distribuzione binomiale dei conteggi, come

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{MC}}} \quad (5.2)$$

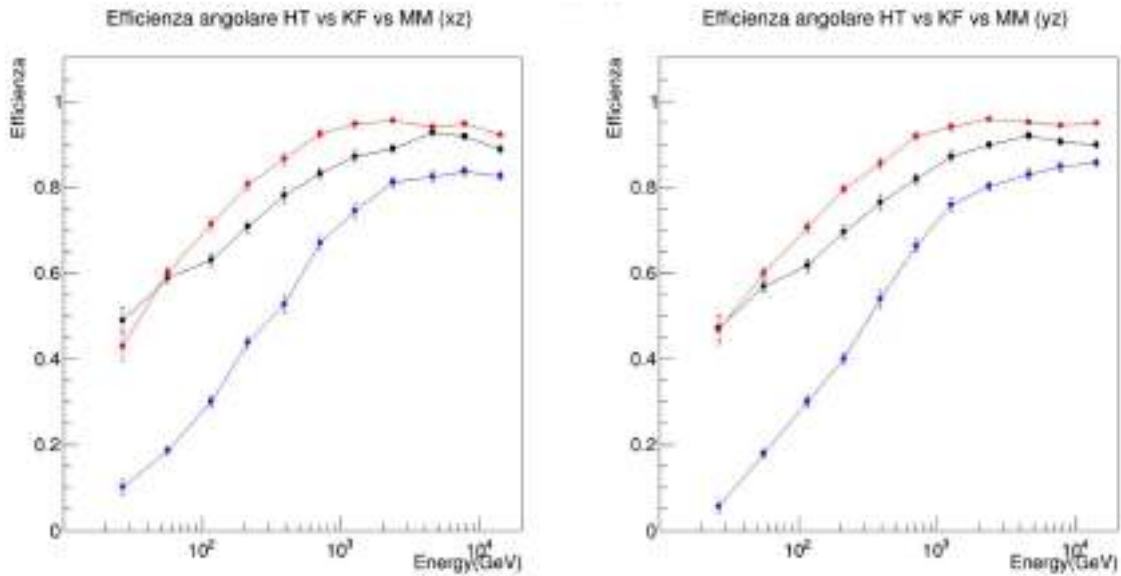


Figura 5.15: Efficienza di ricostruzione del parametro  $\theta_x$  (a sinistra) e  $\theta_y$  (a destra) in funzione dell'energia nel caso di protoni interagenti. In rosso efficienza di KF, in nero efficienza di HT, in blu efficienza di MM.

In Fig. 5.15 è mostrata l'efficienza dei tre metodi ottenuta dalla misura angolare. L'efficienza di ricostruzione angolare del MM varia da un valore minimo  $\epsilon_{MM} \sim 10\%$  a un valore massimo di  $\epsilon_{MM} \sim 80\%$ . A circa 20 GeV l'efficienza della HT ( $\epsilon_{HT} \sim 50\%$ ) è maggiore rispetto a quella del KF ( $\epsilon_{KF} \sim 40\%$ ) e del MM ( $\epsilon_{MM} \sim 10\%$ ). Successivamente, a circa 40 GeV l'efficienza della HT e quella del KF hanno un valore simile (circa 60%), molto maggiore dell'efficienza del MM. Per tutti i tre metodi si osserva un aumento dell'efficienza angolare con l'energia fino ad una stabilizzazione delle curve ad energie maggiori di 1000 GeV. A queste energie si nota che la curva del KF assume valori maggiori ( $\epsilon_{KF} \sim 90\% - 95\%$ ) rispetto a quella della HT ( $\epsilon_{HT} \sim 85\% - 90\%$ ) e del MM ( $\epsilon_{MM} \sim 80\%$ ). Questa osservazione è consistente con l'andamento della risoluzione angolare dei tre metodi (Fig. 5.13) che migliora (cioè ha valori più piccoli) ad alte energie; inoltre il MM ha risoluzione peggiore rispetto a HT e KF, e questo spiega i valori di efficienza molto minori in particolare a basse energie.

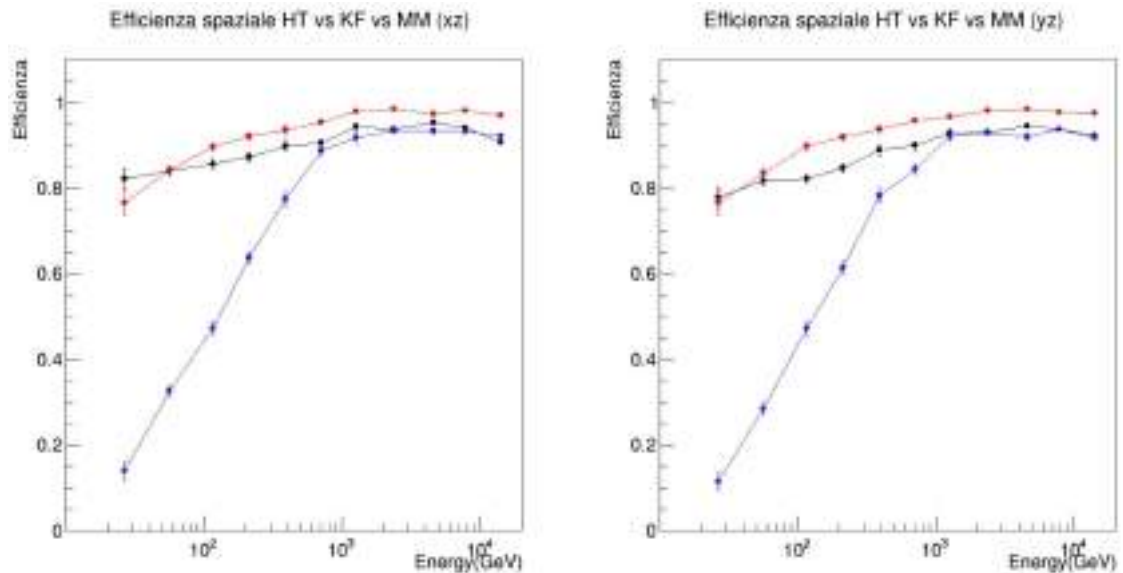


Figura 5.16: Efficienza di ricostruzione del parametro  $IP_x$  (a sinistra) e  $IP_y$  (a destra) in funzione dell'energia nel caso di protoni interagenti. In rosso efficienza di KF, in nero efficienza di HT, in blu efficienza di MM.



Come si può notare dalla fig. [5.16](#), l'andamento delle curve di efficienza spaziale risulta simile a quello delle curve di efficienza angolare. Le efficienze hanno un andamento monotono crescente che rispecchia il fatto che la ricostruzione è più precisa con tutti i tre metodi ad alte energie. Il MM ha efficienza molto bassa ( $\epsilon_{MM} \sim 15\%$ ) a 25-50 GeV e aumenta fino ad un valore costante ( $\epsilon_{MM} \sim 85\% - 90\%$ ) per energie  $> 1000$  GeV. L'efficienza della HT ( $\epsilon_{HT} \sim 80\%$ ) è leggermente più grande di quella del KF ( $\epsilon_{KF} \sim 75\%$ ) a 25 GeV, ma ad alte energie è più precisa la ricostruzione del punto di impatto con il KF ( $\epsilon_{KF} \sim 95\%$ ) che con il metodo HT ( $\epsilon_{HT} \sim 85\% - 90\%$ ).

## 5.2 Nuclei di elio interagenti

Come nel caso dei protoni interagenti, per prima cosa è stata studiata la dipendenza della risoluzione angolare e spaziale dall'energia cinetica dei nuclei di elio interagenti negli 11 sottointervalli di energia. Per fare ciò, si parte dal graficare le distribuzioni degli angoli di incidenza  $\theta$  e dei parametri di impatto (IP) ricostruiti con HT, KF e MM nelle due viste del rivelatore. Poiché le due viste sono identiche, per semplicità in seguito sono riportati solo i grafici ottenuti nella vista XZ.

Nelle figure [5.17](#), [5.21](#) e [5.25](#) sono mostrate rispettivamente le distribuzioni dell'angolo  $\theta_x^{MM}$ ,  $\theta_x^{HT}$  e  $\theta_x^{KF}$  ricostruito con i tre metodi e confrontate con l'angolo di incidenza "vero"  $\theta_x^{MC}$  generato dal Monte Carlo, in 11 intervalli di energia cinetica di nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Evento per evento, è calcolata la differenza tra l'angolo ricostruito (con MM, KF e HT) e quello vero  $\theta_x^{rec} - \theta_x^{MC}$  e le distribuzioni dei residui risultanti sono graficate in ciascun intervallo di energia (Fig. [5.18](#), [5.22](#) e [5.26](#)) e fittate con una gaussiana. Dal fit è ricavata la deviazione standard  $\sigma$  della gaussiana, che rappresenta una stima della risoluzione angolare.

Analogamente le distribuzioni del punto di impatto ricostruito sono mostrate nelle figure [5.19](#), [5.23](#), [5.27](#) e le distribuzioni dei residui, cioè le differenze fra IP ricostruito e IP vero, sono riportate con i fit gaussiani nelle figure [5.20](#), [5.24](#) e [5.28](#).

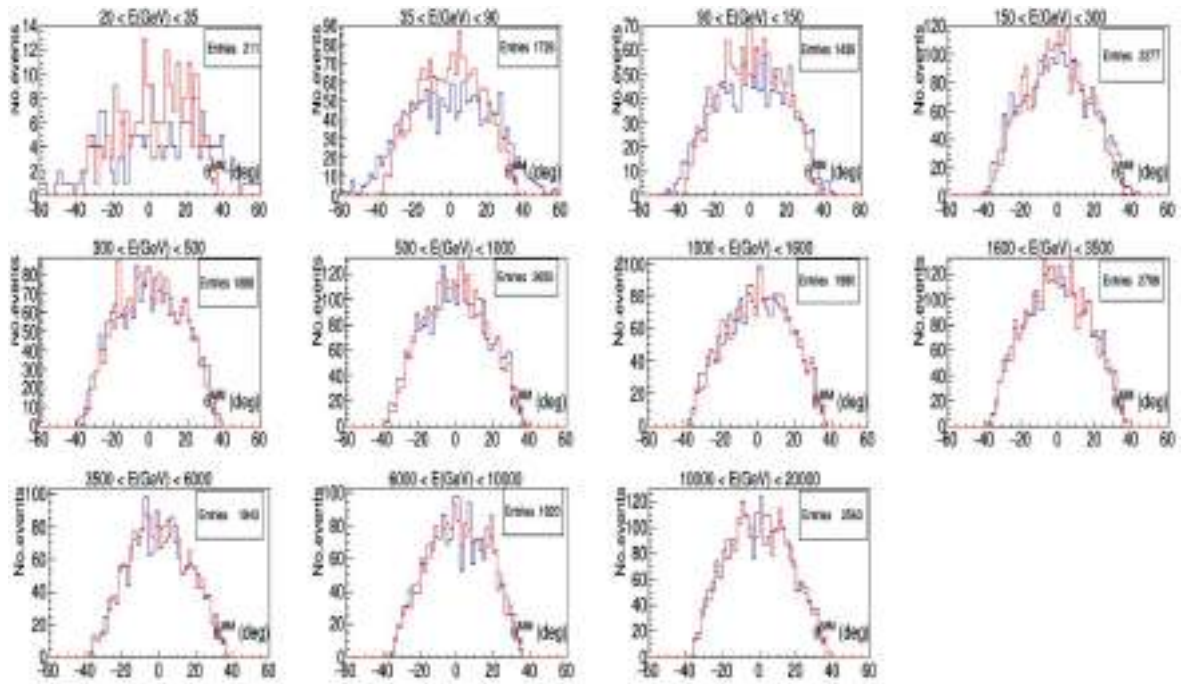


Figura 5.17: Distribuzione dell'angolo  $\theta_x$  ricostruito con il MM (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

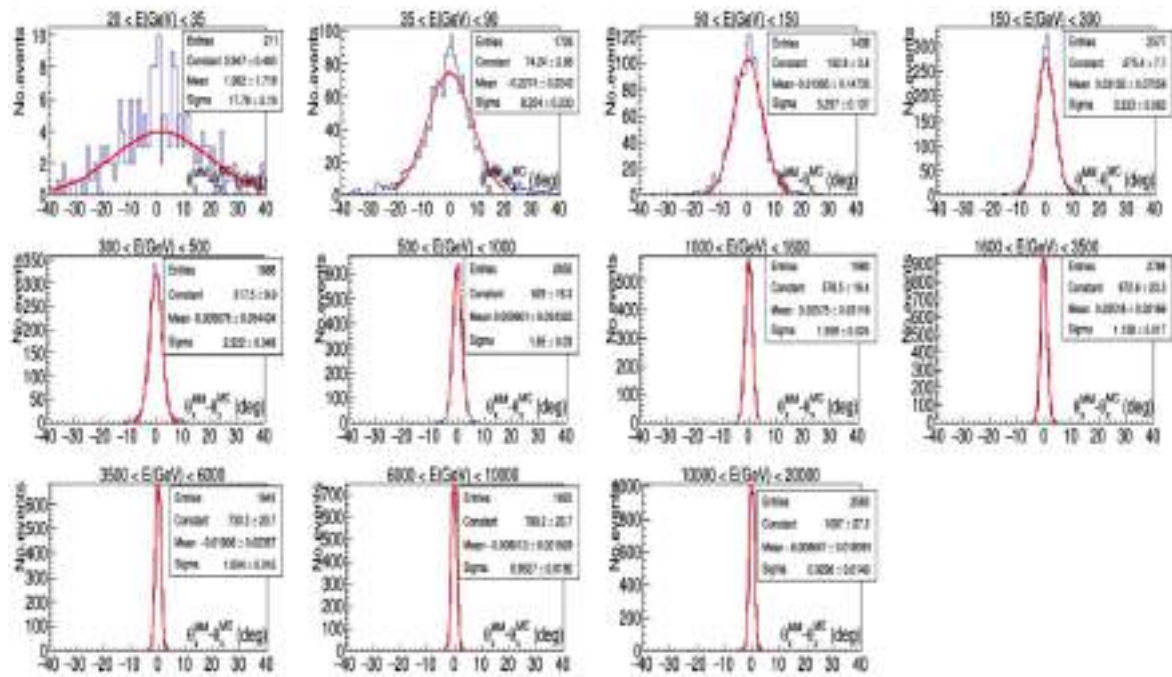


Figura 5.18: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_x$  ricostruito con MM e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

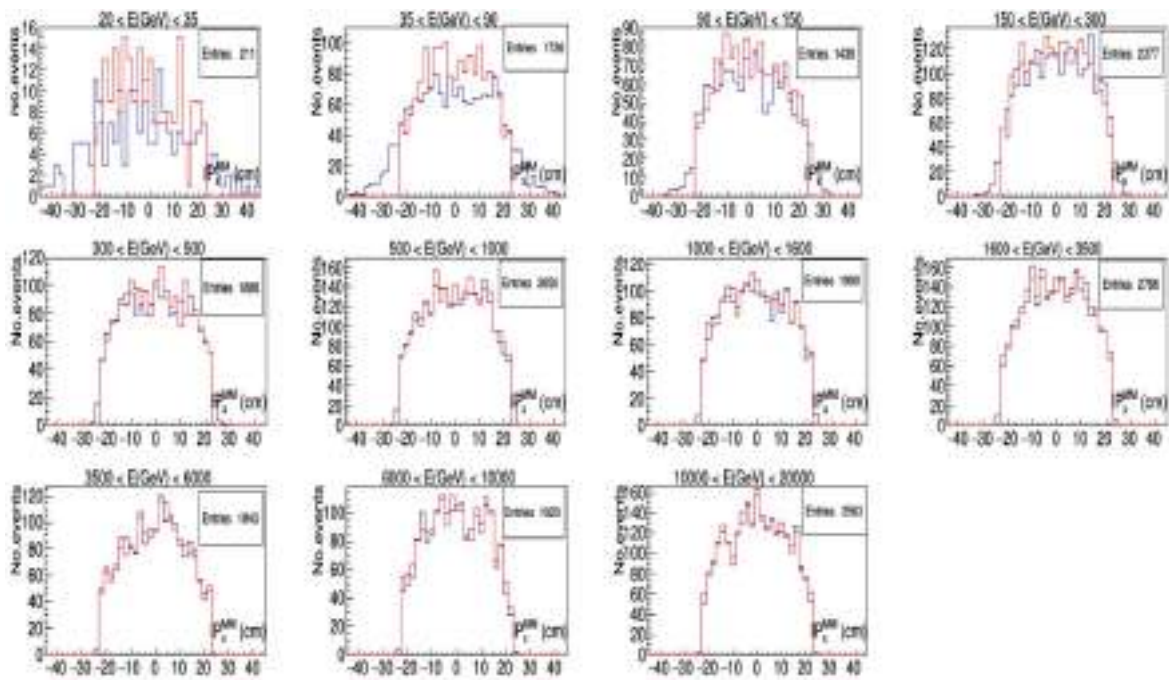


Figura 5.19: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con il MM (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

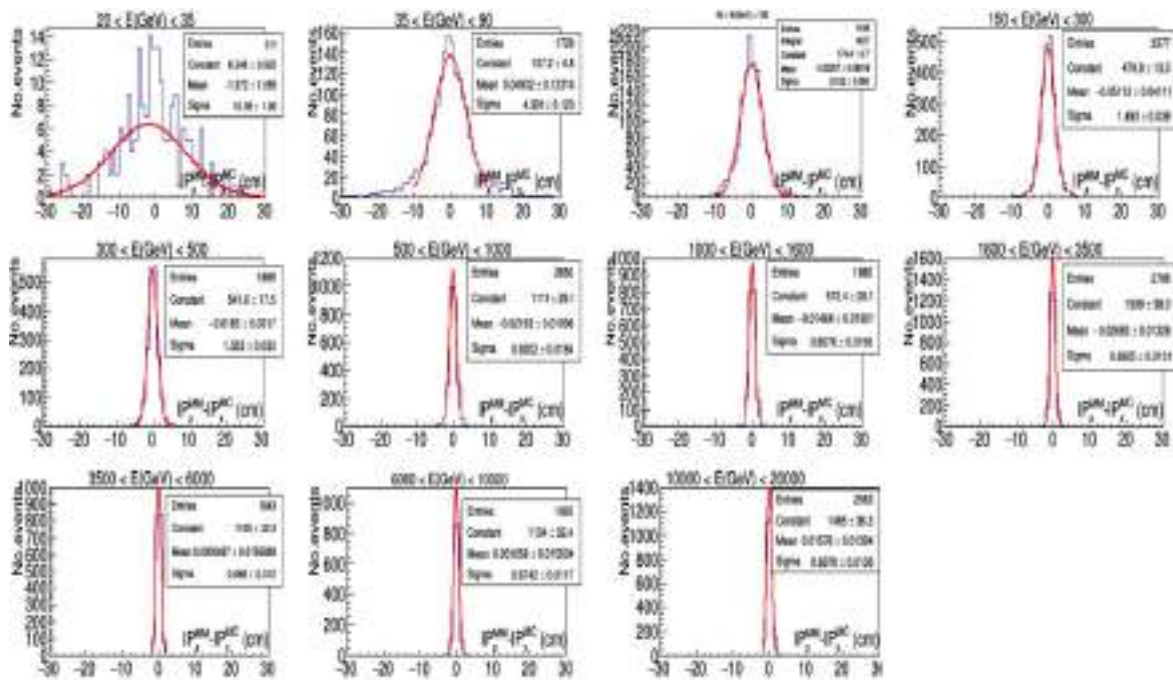


Figura 5.20: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con MM e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

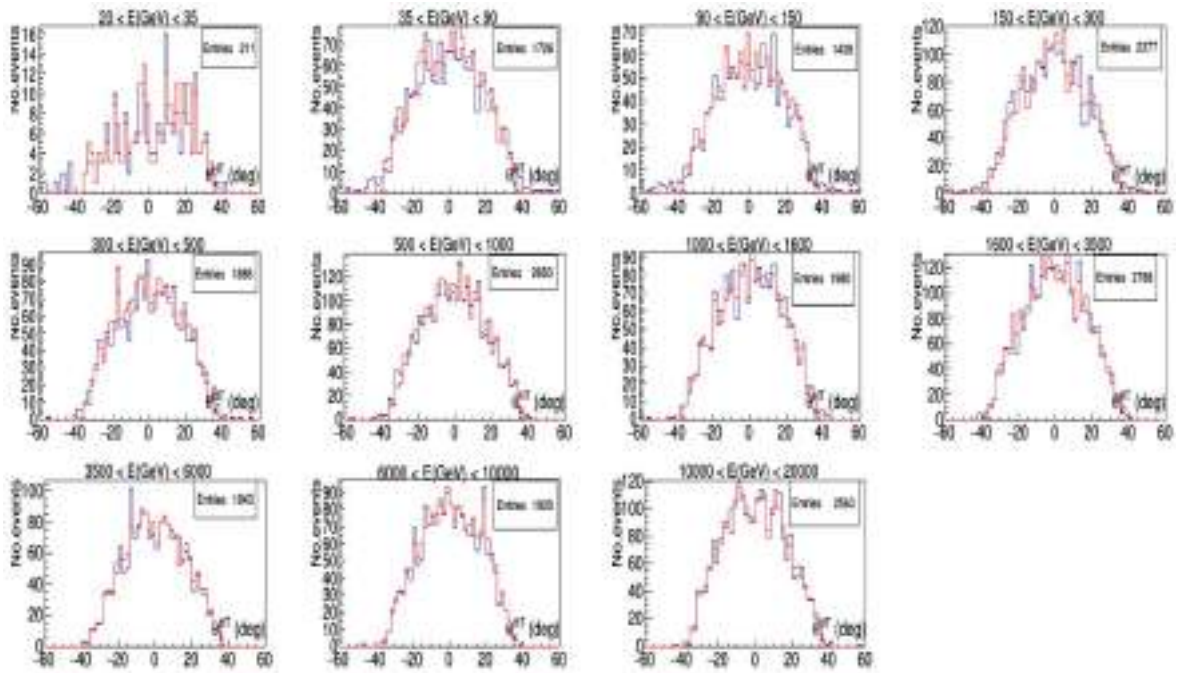


Figura 5.21: Distribuzione dell'angolo  $\theta_x$  ricostruito con HT (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

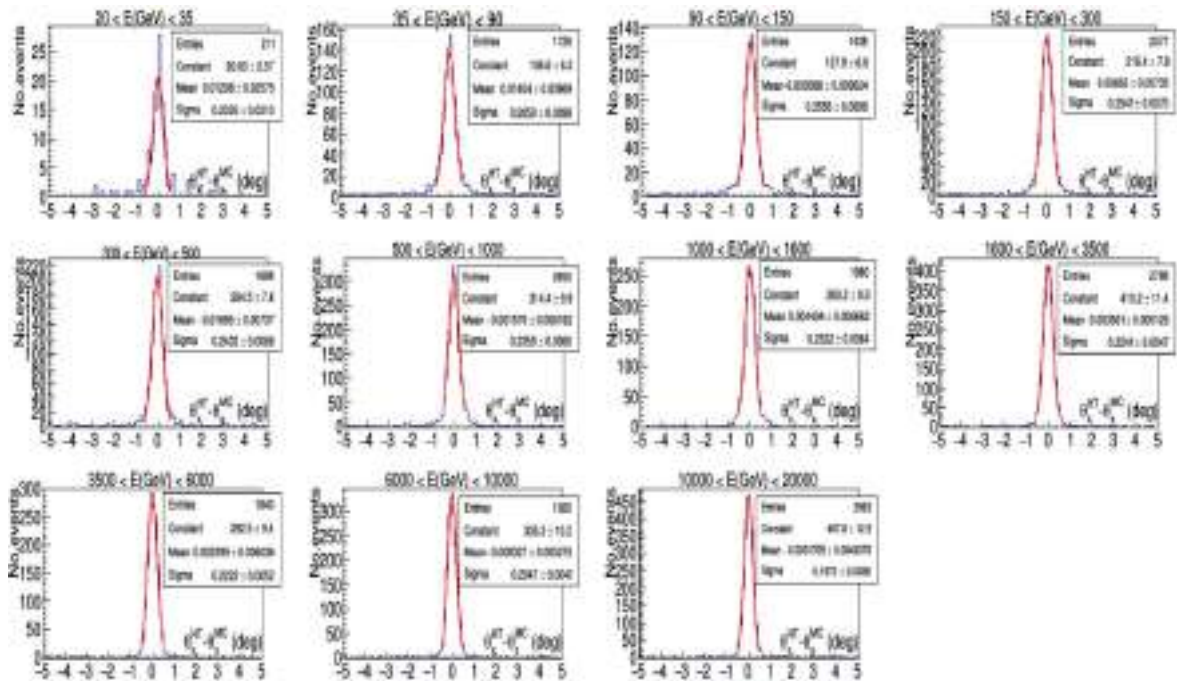


Figura 5.22: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_x$  ricostruito con HT e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

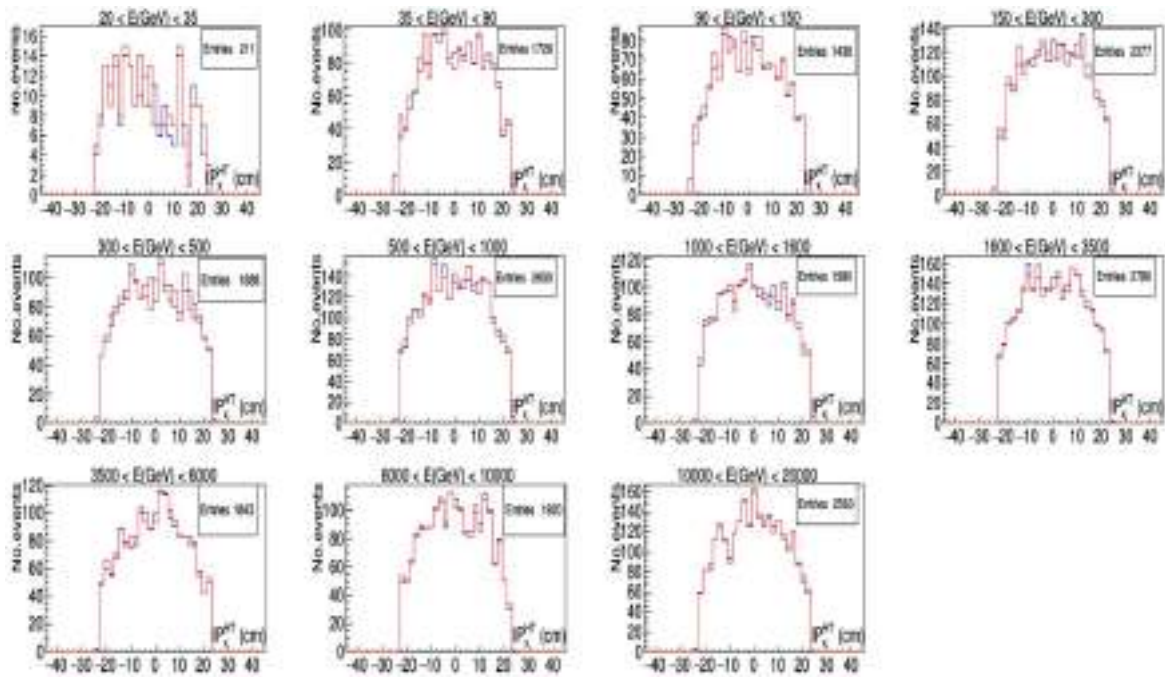


Figura 5.23: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con HT (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

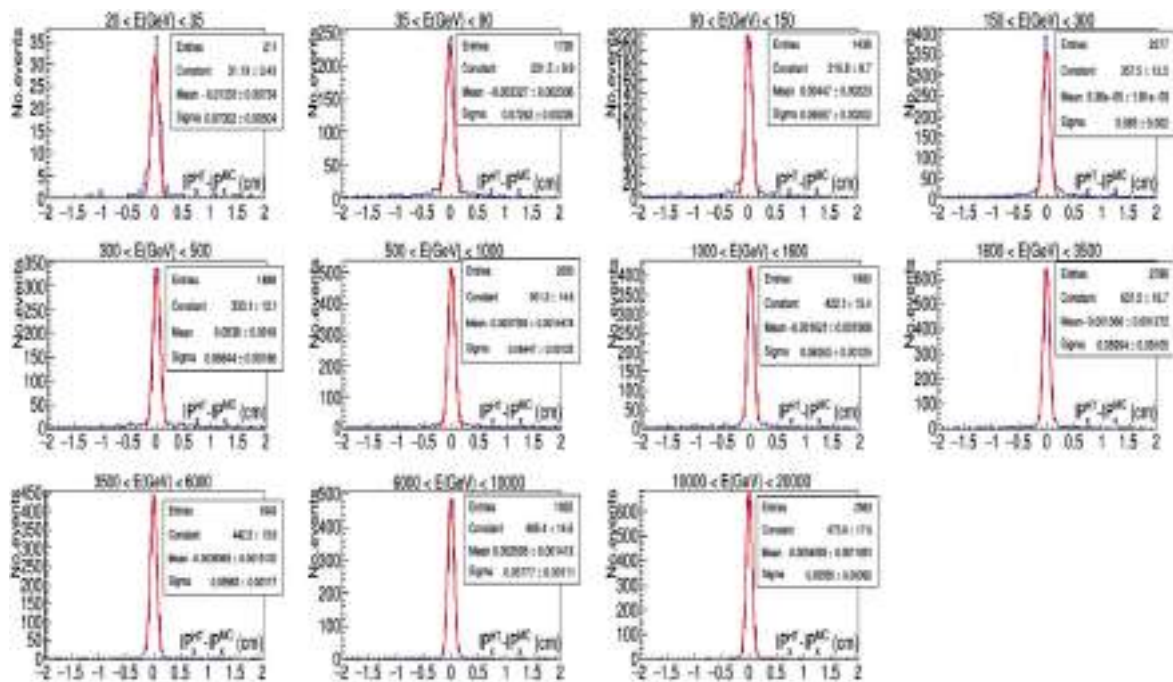


Figura 5.24: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con HT e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

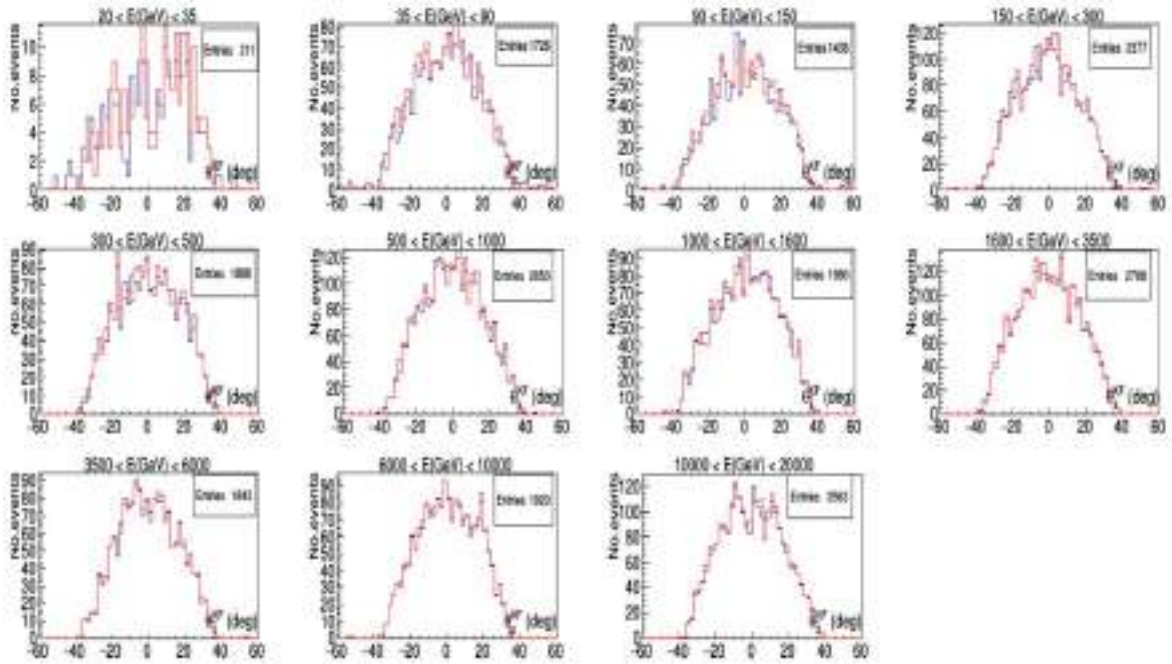


Figura 5.25: Distribuzione dell'angolo  $\theta_x$  ricostruito con KF (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

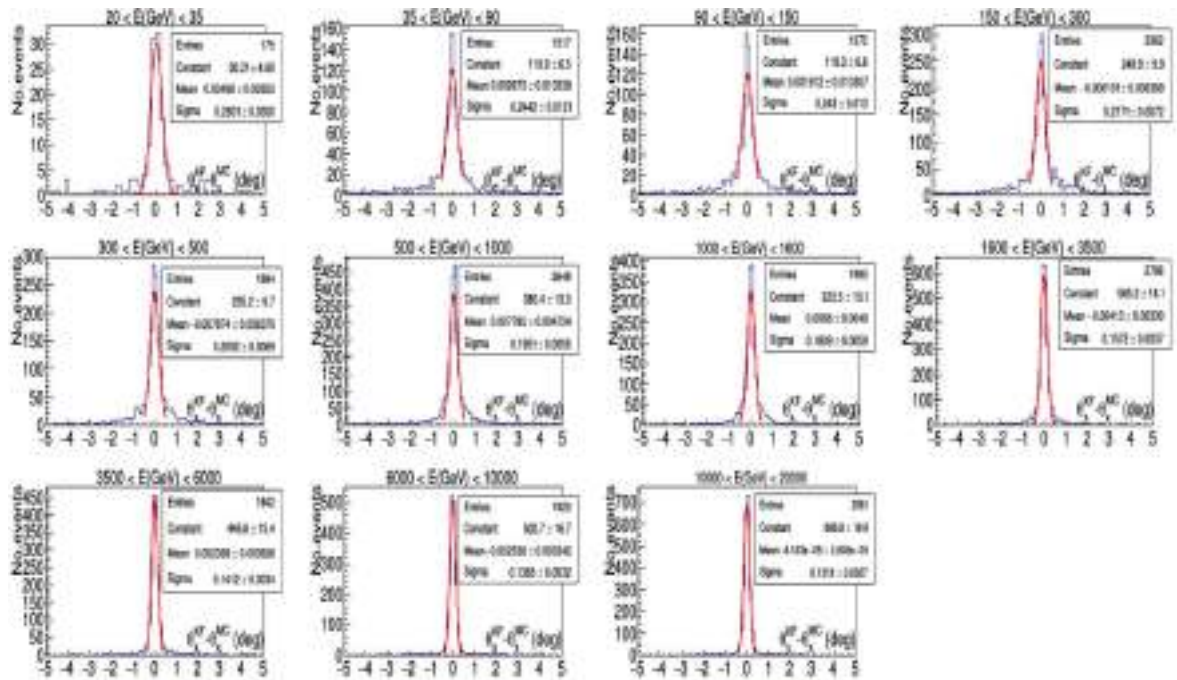


Figura 5.26: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_x$  ricostruito con KF e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

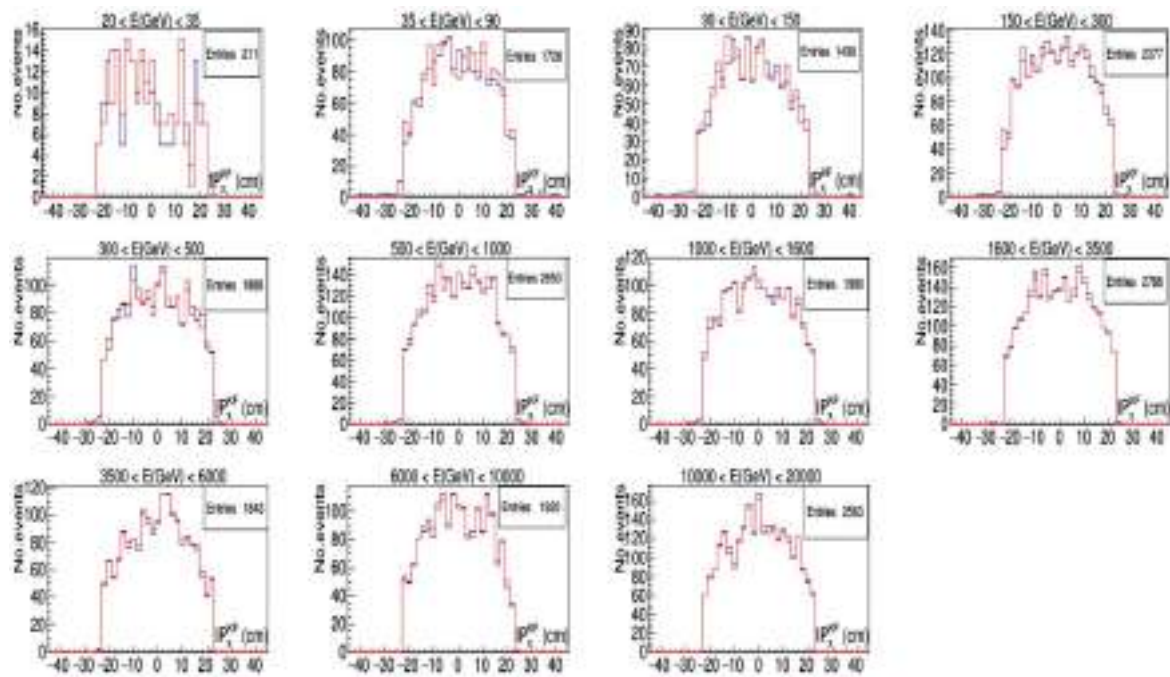


Figura 5.27: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con KF (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

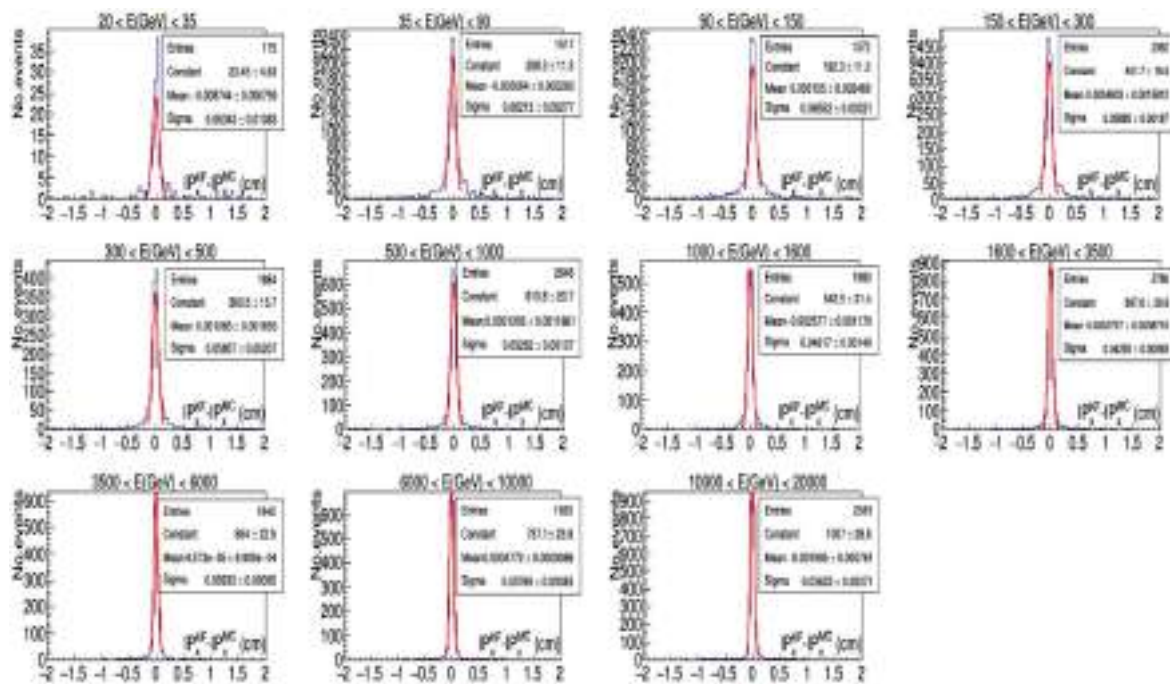


Figura 5.28: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con KF e quello vero nella vista XZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

Come nel caso dei protoni interagenti, si può notare che le gaussiane fittate hanno una deviazione standard  $\sigma$  maggiore a basse energie, che poi decresce all'aumentare dell'energia del nucleo di elio incidente. Ciò significa che MM, HT e KF ricostruiscono in modo peggiore la direzione del nucleo interagente a bassa energia e che la loro risoluzione spaziale e angolare migliorano per eventi più energetici.

### 5.2.1 Risoluzione ed efficienza di ricostruzione

Come per le risoluzioni angolari e spaziali dei protoni interagenti, per confrontare tra di loro i diversi metodi di ricostruzione, si grafica la risoluzione angolare (per la ricostruzione dell'angolo  $\theta$ ) e la risoluzione spaziale (per la ricostruzione del punto di impatto IP) al variare dell'energia cinetica dei nuclei di elio. Le risoluzioni angolari nella vista XZ sono ricavate dai parametri  $\sigma$  ottenuti dai fit gaussiani mostrati nelle figure 5.18, 5.22 e 5.26. Il valore  $\sigma$  per ogni distribuzione è associato all'energia mediana (definita come  $\sqrt{E_{n+1}E_n}$ ) di ciascun intervallo. Le risoluzioni spaziali nella vista XZ sono ricavate dai parametri  $\sigma$  dei fit gaussiani mostrati nelle figure 5.20, 5.24 e 5.28. Analogamente è stato fatto per le risoluzioni angolari e spaziali nella vista YZ. Le risoluzioni angolari e spaziali ottenute nelle due viste per i tre metodi di ricostruzione sono riportati rispettivamente nelle figure 5.29, 5.30.

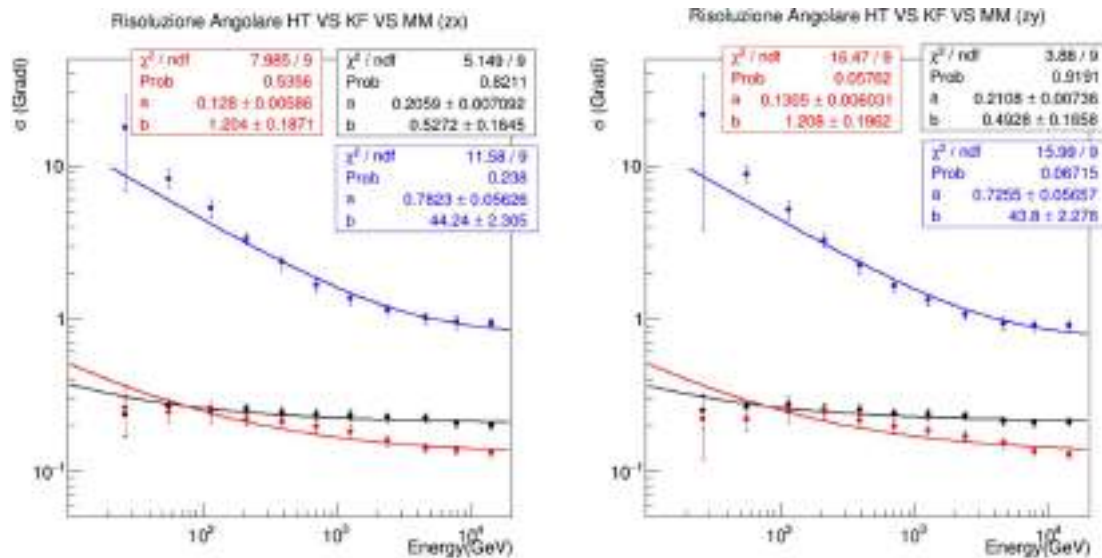


Figura 5.29: Confronto tra la risoluzione angolare, in funzione dell'energia di nuclei di elio interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee rosse e nere rappresentano fit con la funzione  $a + \frac{b}{E}$  mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .



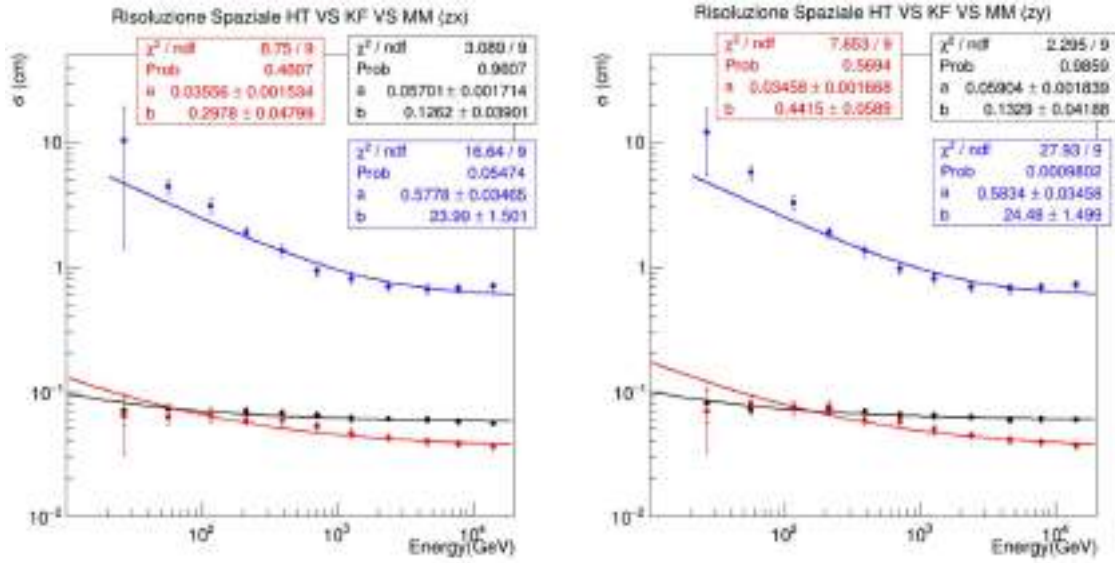


Figura 5.30: Confronto tra la risoluzione spaziale, in funzione dell'energia di nuclei di elio interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee rosse e nere rappresentano fit con la funzione  $a + \frac{b}{\sqrt{E}}$  mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .

In Fig. 5.29 la risoluzione angolare di HT e KF è stata fittata con la funzione  $a + \frac{b}{\sqrt{E}}$ , mentre la risoluzione angolare del MM è stata fittata con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$  per il MM. Tali funzioni di fit evidenziano come la risoluzione migliori all'aumentare dell'energia dei nuclei di elio come già accadeva nel caso dei protoni interagenti. Ad energie  $> 100$  GeV, il metodo KF risulta più preciso di HT; la sua risoluzione asintotica è circa  $0.13^\circ$  mentre è  $0.2^\circ$  per HT. A energie inferiori a  $100$  GeV i due metodi hanno risoluzioni simili comprese fra  $0.2^\circ$  e  $0.3^\circ$ , ma le barre di errore per KF sono leggermente più grandi perché la statistica di eventi ricostruiti con questo metodo è minore. Per quanto riguarda il MM, la sua risoluzione è inferiore a KF e HT, come ci si aspetta dato che si tratta di un tipo di ricostruzione basato non sugli hit del IMC (come HT e KF), bensì sugli hit del TASC, che hanno minore granularità nella misura della posizione dei depositi di energia. La risoluzione angolare del MM è dell'ordine di  $10^\circ$  a  $20$  GeV e decresce con l'energia fino a circa  $0.9^\circ$  per energie  $> 1000$  GeV.

Anche la risoluzione sul punto di impatto può essere modellizzata con una funzione dell'energia  $a + \frac{b}{\sqrt{E}}$  per HT e KF e  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$  per il MM (Fig. 5.30). Ad energie  $> 100$  GeV, il metodo KF risulta più preciso di HT; la sua risoluzione spaziale asintotica in entrambe le viste è circa  $0.35$  mm contro  $0.58$  mm per HT. La risoluzione sul punto di impatto del MM è circa  $10$  cm a  $20$  GeV e decresce con l'energia fino a circa  $0.8$  cm per energie  $> 1000$  GeV.

Nelle figure 5.31 e 5.32 sono mostrate le efficienze di ricostruzione angolari e spaziali dei vari metodi per nuclei di elio interagenti.

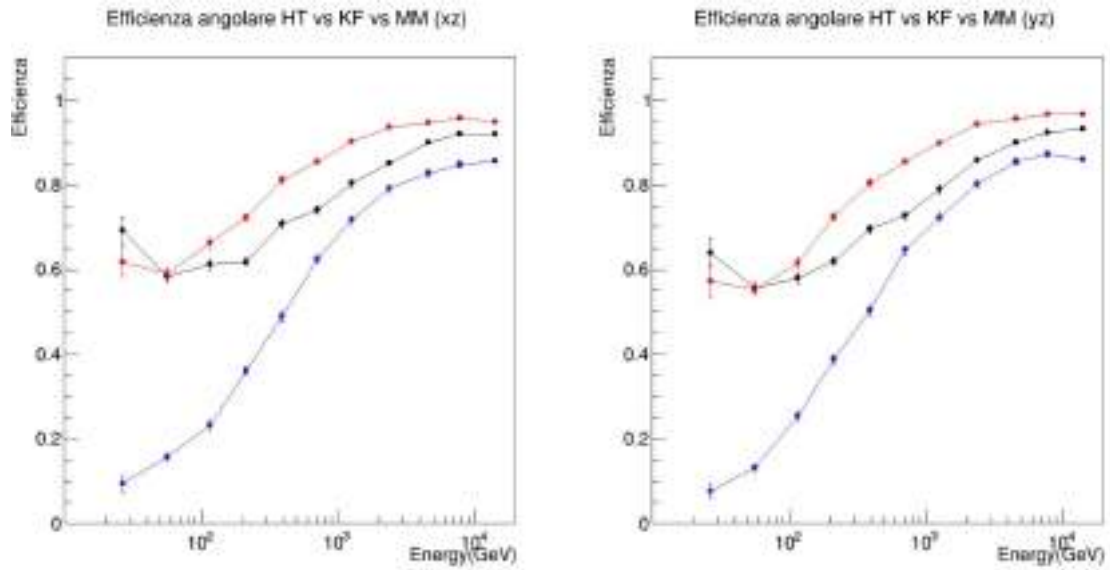


Figura 5.31: Efficienza di ricostruzione del parametro  $\theta_x$  (a sinistra) e  $\theta_y$  (a destra) in funzione dell'energia nel caso di nuclei di elio interagenti. In rosso efficienza di KF, in nero efficienza di HT, in blu efficienza di MM.

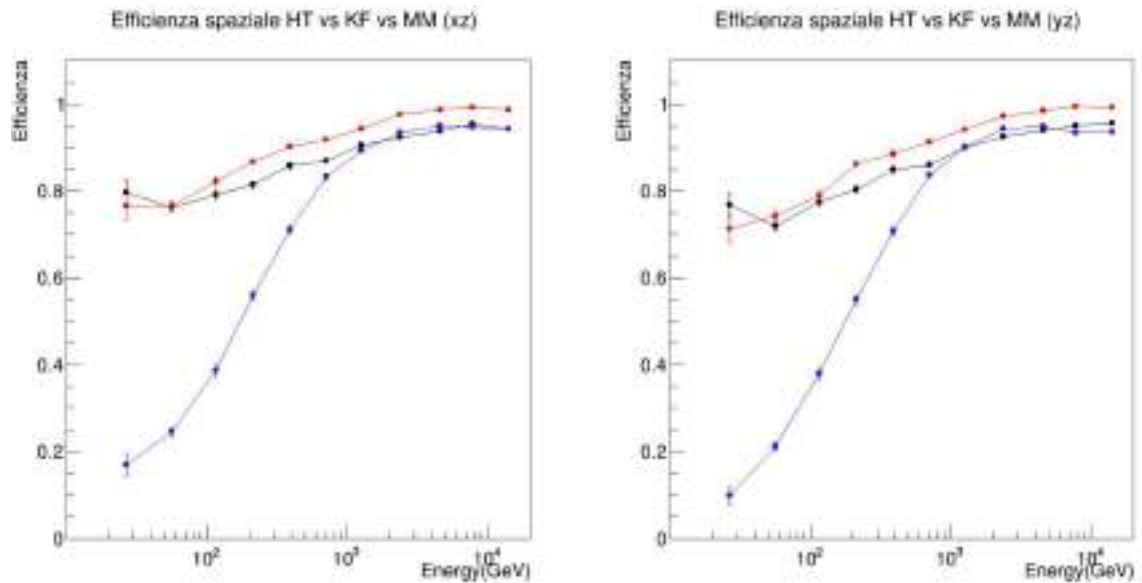


Figura 5.32: Confronto tra l'efficienza di ricostruzione spaziale con la HT (curva nera), quella con il KF (curva rossa) e quella con il MM (curva blu) per nuclei di elio interagenti nelle due viste xz e yz.

Si nota che le curve hanno un andamento monotono crescente con l'energia simile a quello delle curve nel caso dei protoni interagenti, che rispecchia il fatto che tutti i tre metodi diventano più precisi ad alta energia. Le efficienze di ricostruzione angolare di HT e KF partono da circa 65% a 20 GeV e arrivano rispettivamente a 90% e 95% ad energie di qualche TeV. L'efficienza del MM è bassa a 20 GeV ( $\epsilon_{MM} \sim 15\%$ ) e cresce fino ad un valore di circa 85% a qualche TeV.

Nel caso dell'efficienza di ricostruzione spaziale (fig. 5.32), HT e KF partono da valori intorno al 75% a 20 GeV e arrivano al valore massimo di 90% e 95% rispettivamente ad energie  $> 1$  TeV. Il MM ricostruisce peggio il punto di impatto per energie inferiori a 1 TeV, mentre al di sopra raggiunge un'efficienza dell'85%.

E' possibile infine notare che, come nel caso dei protoni interagenti, l'efficienza di ricostruzione spaziale assume valori maggiori ad energie  $< 1$  TeV rispetto all'efficienza di ricostruzione angolare; quindi i tre metodi ricostruiscono in modo migliore il punto di impatto rispetto all'angolo di incidenza. Si potrebbe aumentare l'efficienza di ricostruzione angolare rilassando la richiesta di precisione sull'angolo ricostruito, ad esempio definendo come eventi ricostruiti correttamente quelli che per l'angolo ricostruito è compatibile ad esempio entro  $5^\circ$  (invece che  $1^\circ$  come nell'analisi precedente) con l'angolo di incidenza vero.

E' possibile concludere dalle osservazioni dei grafici riportati in questo capitolo che HT, KF e MM ricostruiscono in modo migliore la traccia del protone o del nucleo di elio interagente ad energie elevate ( $E > 1000$  GeV). In particolare, tra i tre metodi, il KF ricostruisce in modo migliore la traccia, seguito da HT e infine da MM.

## Capitolo 6

# Analisi dati - Protoni e nuclei di elio non interagenti

In questo capitolo vengono analizzati campioni di dati simulati di protoni e nuclei di elio "non interagenti" intendendo con ciò che non soddisfano il trigger HE di CALET. L'analisi dei dati ricalca il procedimento illustrato nel capitolo 5 per protoni e elio interagenti. Sono studiate la precisione nella ricostruzione dell'angolo di incidenza e del punto di impatto della particella primaria dei metodi MM, HT e KF e confrontate le loro efficienze.

### 6.1 Protoni non interagenti

Al fine di studiare la dipendenza della risoluzione angolare e spaziale dall'energia cinetica dei protoni negli 11 sottointervalli di energia, sono state graficate le distribuzioni degli angoli di incidenza  $\theta$  (fig. [6.1](#), [6.5](#), [6.9](#)) e dei parametri di impatto IP ricostruiti (fig. [6.3](#), [6.7](#), [6.11](#)) con i metodi HT, KF e MM nelle due viste del rivelatore. In questo caso sono riportati i grafici relativi alla vista YZ.

Le distribuzioni dei residui e i relativi fit gaussiani sono mostrate rispettivamente nelle figure [6.2](#), [6.22](#) e [6.10](#) per l'angolo  $\theta$  e nelle figure [6.4](#), [6.8](#) e [6.12](#) per il punto di impatto.

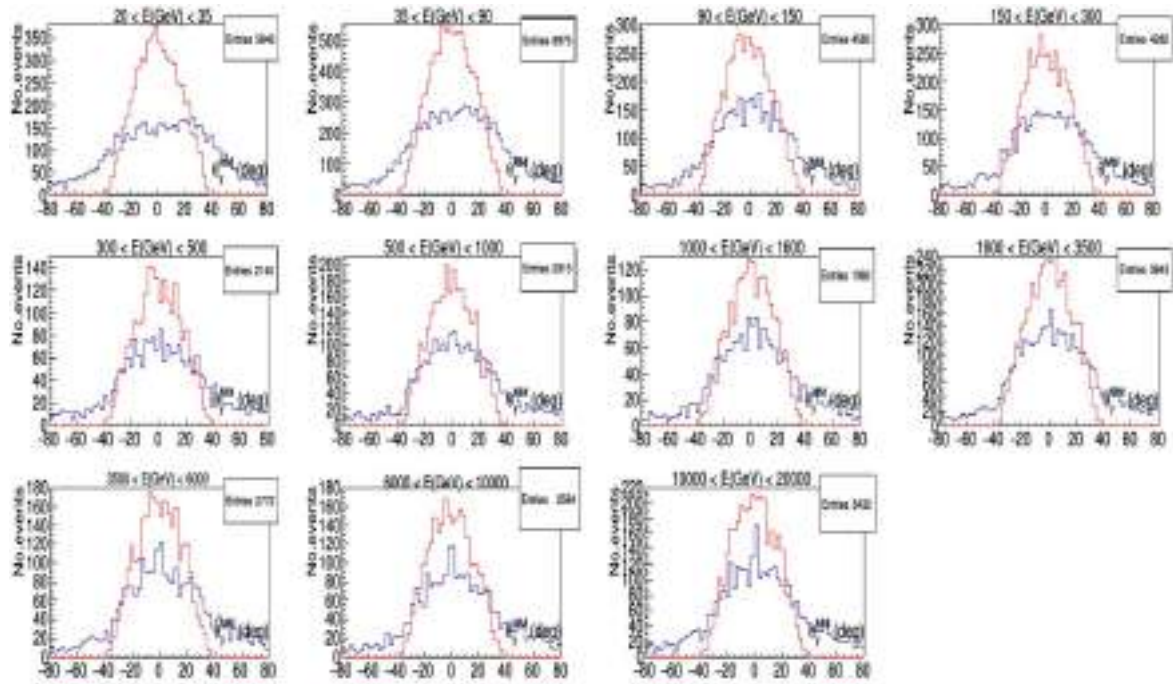


Figura 6.1: Distribuzione dell'angolo  $\theta_y$  ricostruito con il MM (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

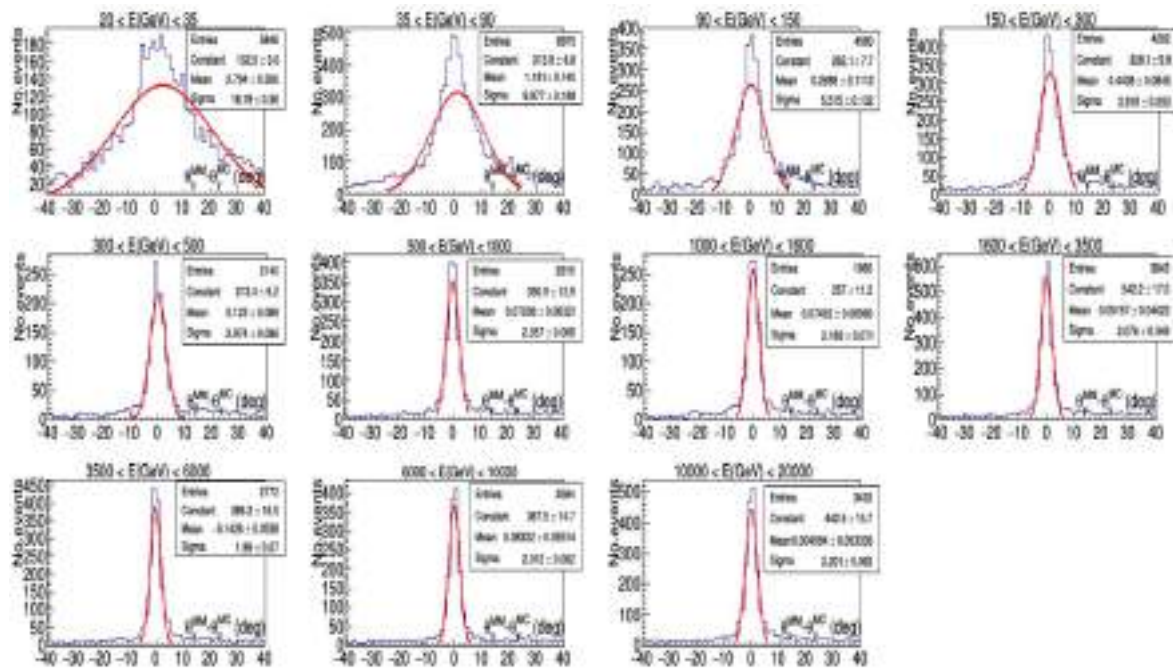


Figura 6.2: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_y$  ricostruito con MM e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

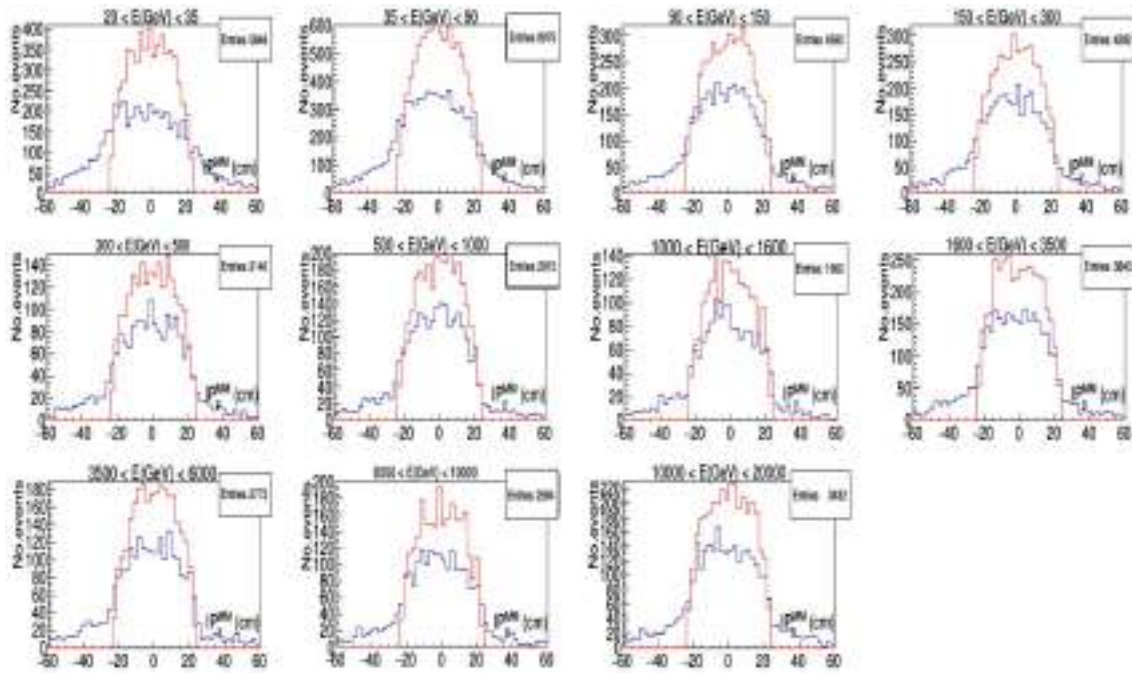


Figura 6.3: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con il MM (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

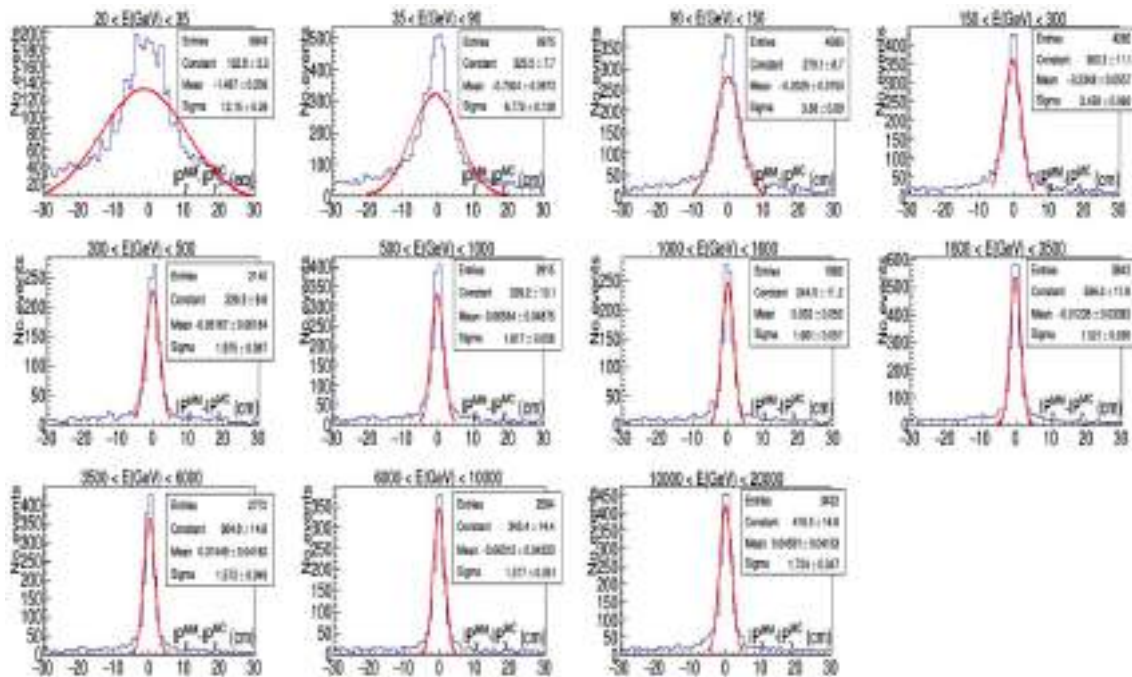


Figura 6.4: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con MM e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

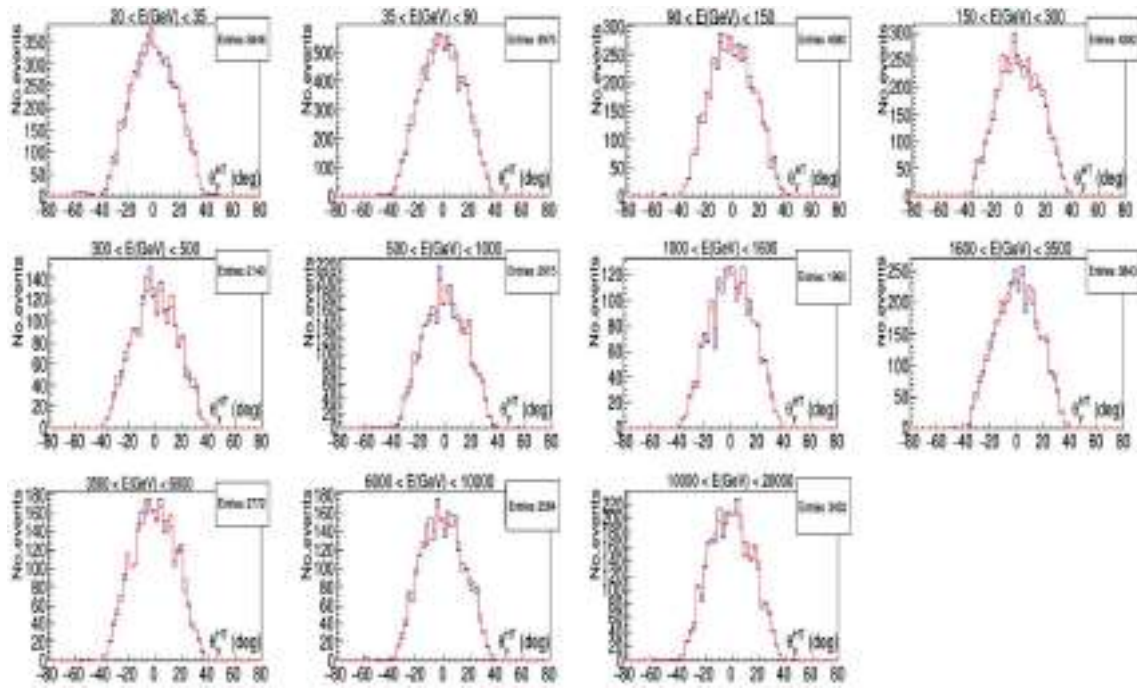


Figura 6.5: Distribuzione dell'angolo  $\theta_y$  ricostruito con la HT (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

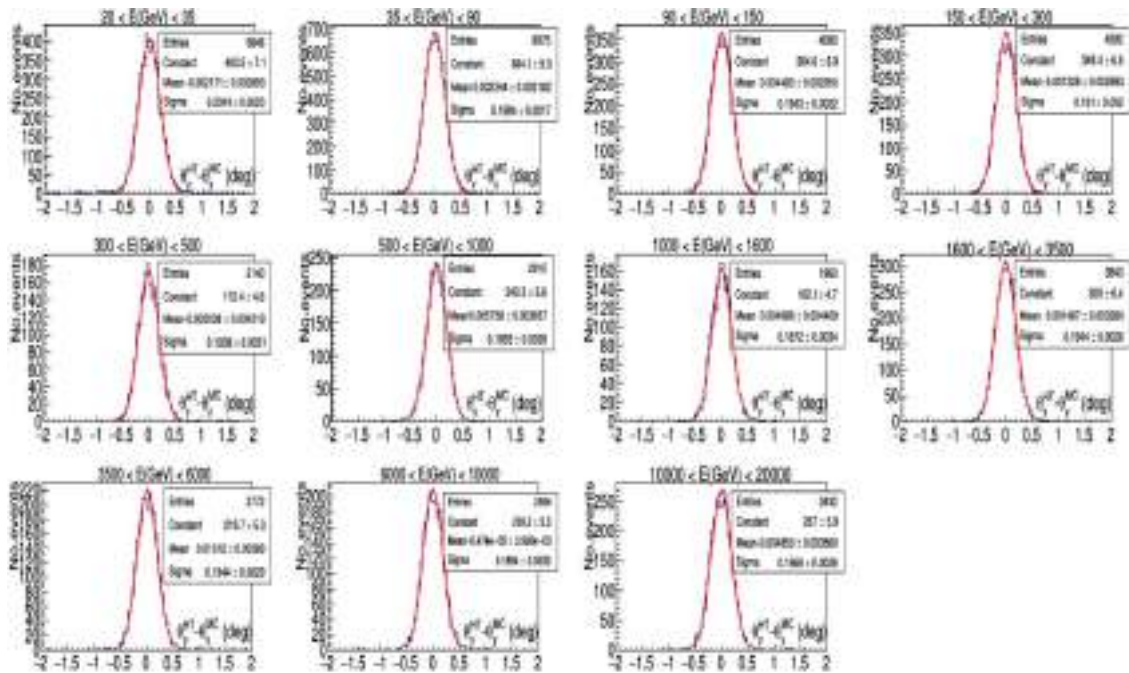


Figura 6.6: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_y$  ricostruito con HT e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

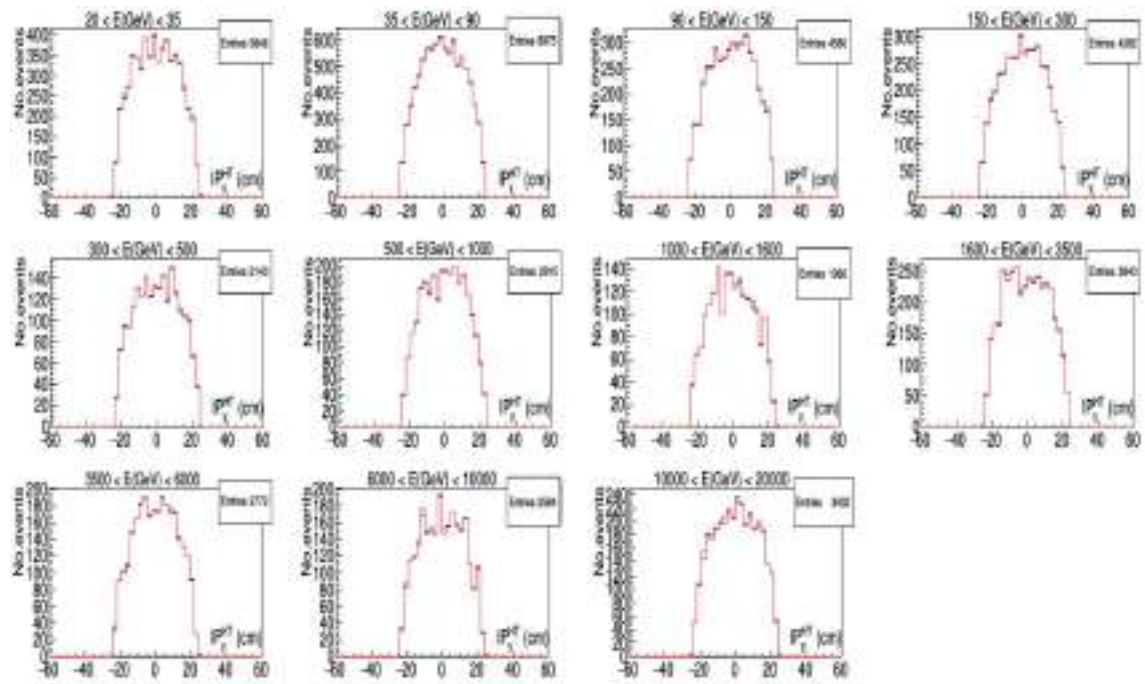


Figura 6.7: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con HT (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

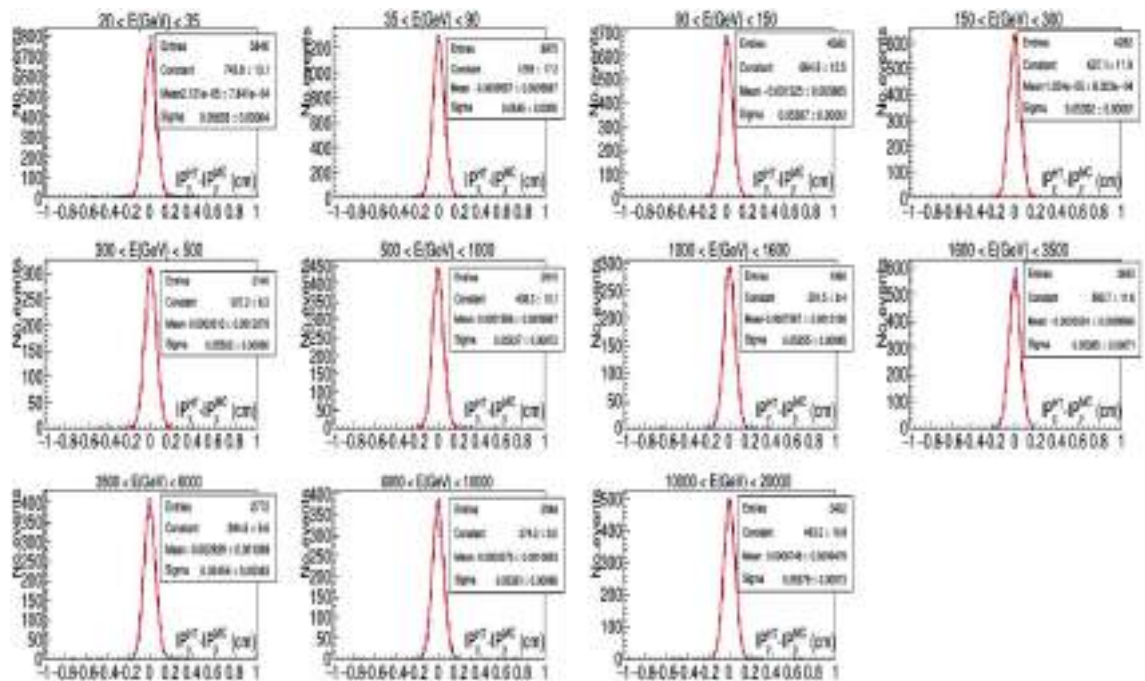


Figura 6.8: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con HT e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.



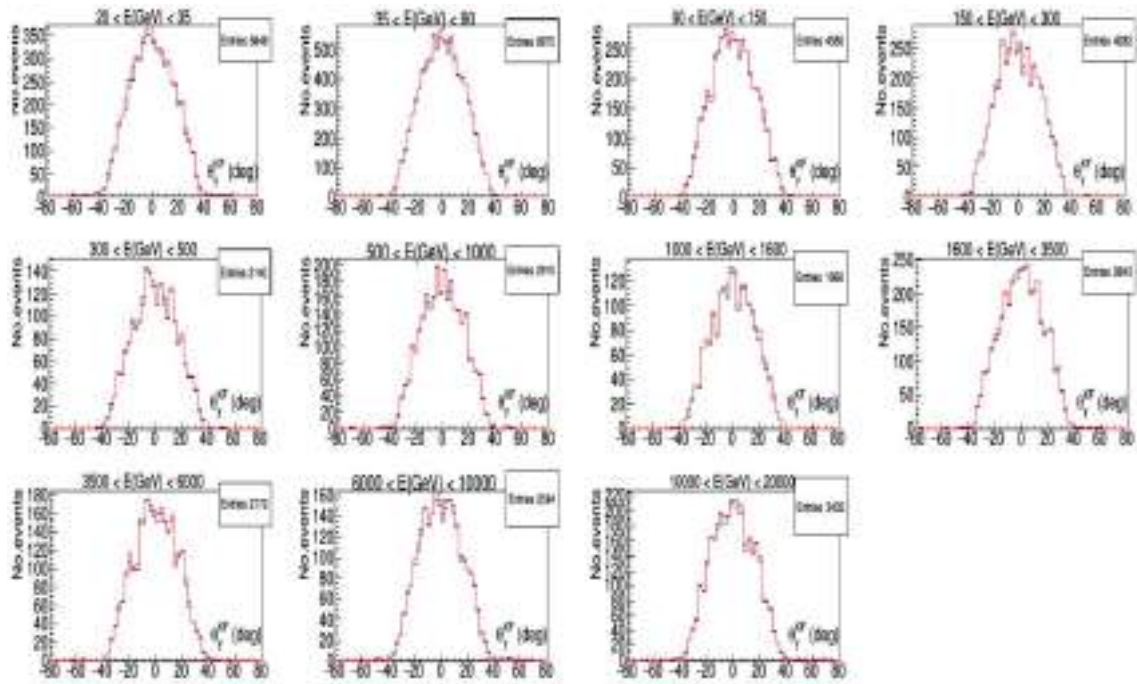


Figura 6.9: Distribuzione dell'angolo  $\theta_y$  ricostruito con KF (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

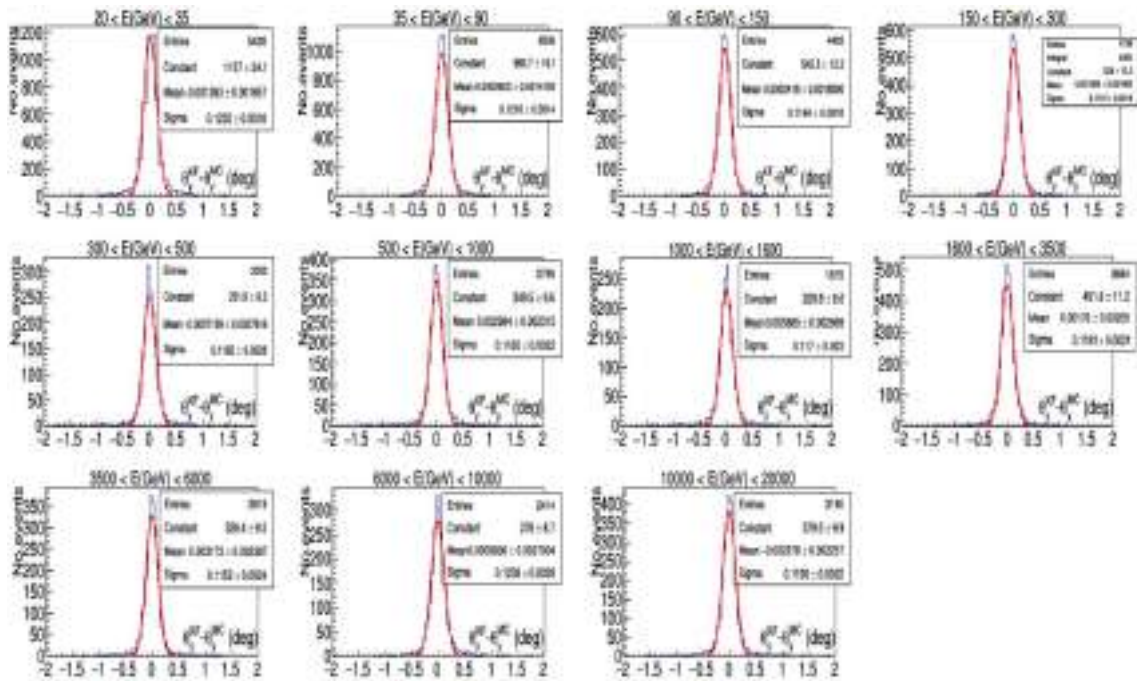


Figura 6.10: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_y$  ricostruito con KF e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

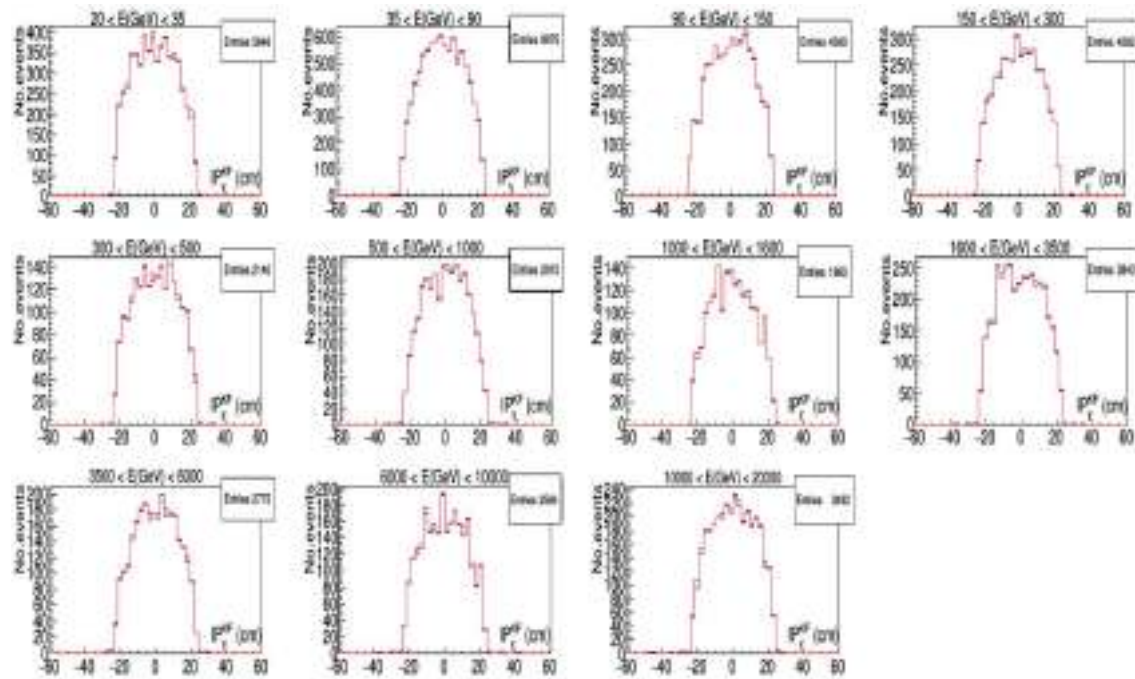


Figura 6.11: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con KF (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV

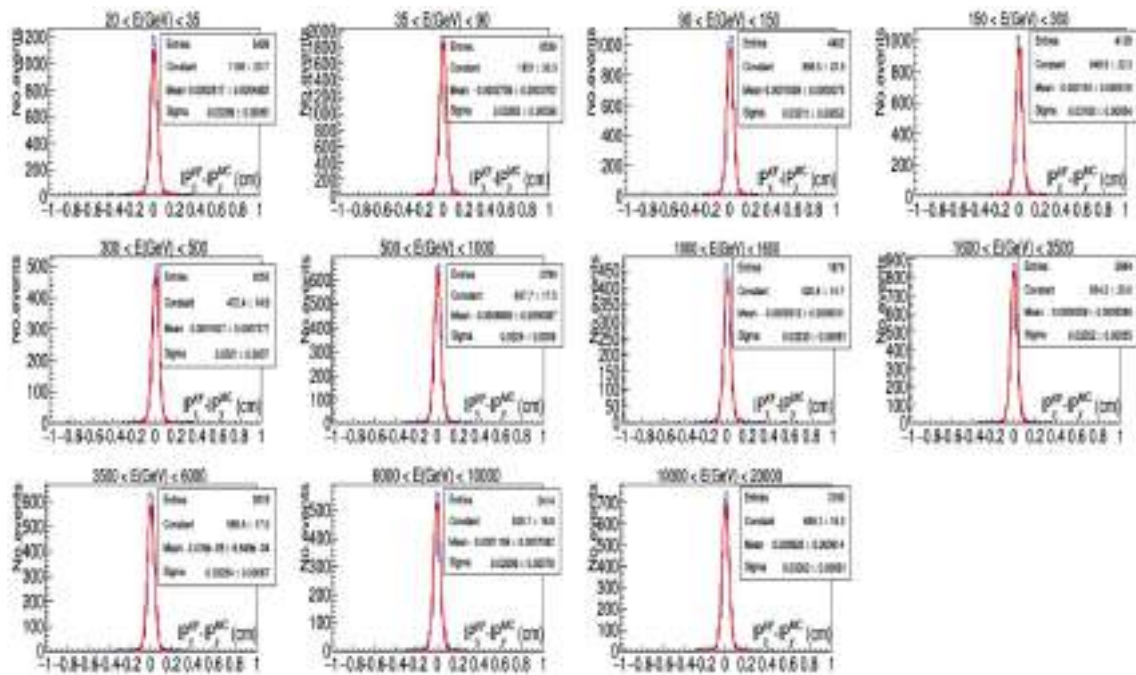


Figura 6.12: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con KF e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei protoni non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

Per KF e HT, si nota che la deviazione standard  $\sigma$  dei fit gaussiani è circa costante al variare dell'energia, come ci si aspetta nel caso di particelle che attraversano l'IMC al minimo di ionizzazione.

Per quanto riguarda il MM la ricostruzione di  $\theta$  e IP è molto approssimativa; come si può vedere nelle figure 6.1 e 6.3, le distribuzioni dei parametri ricostruiti sono molto allargate con ampie code laterali e non ricalcano la forma della distribuzione dei parametri veri generati dal MC. Ciò si spiega con il fatto che il MM è stato sviluppato per l'analisi della forma degli sciami nel TASC e l'individuazione dei loro assi; nel caso di particelle al minimo di ionizzazione che attraversano il TASC o particelle che interagiscono quasi al fondo del rivelatore, gli hit sono pochi e di bassa energia e il MM funziona male ed è poco efficiente.

### 6.1.1 Risoluzione ed efficienza di ricostruzione

Nelle figure 6.13, 6.14 sono riportate le risoluzioni angolari e spaziali in funzione dell'energia per i tre metodi di ricostruzione applicati a protoni non interagenti.

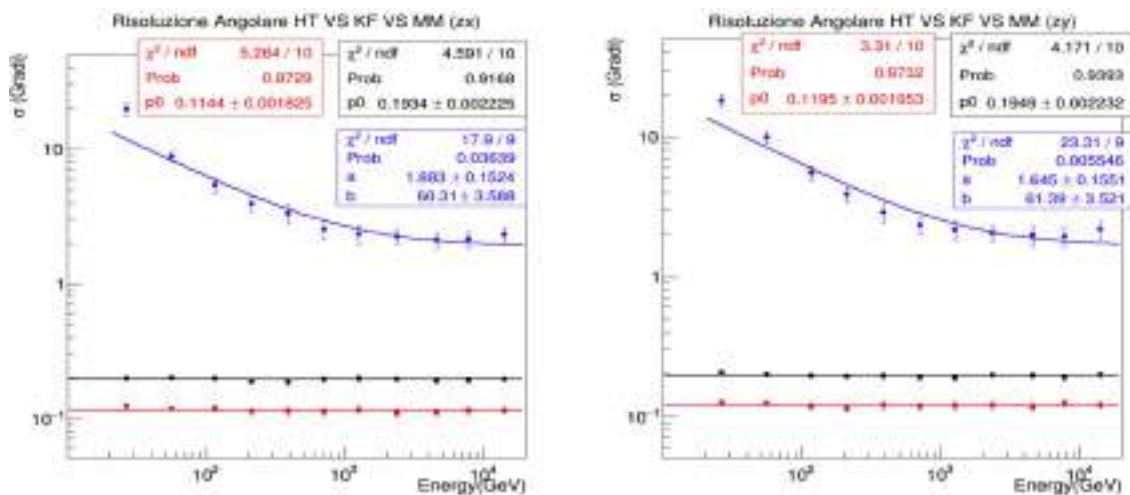


Figura 6.13: Confronto tra la risoluzione angolare, in funzione dell'energia dei protoni non interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee nere e rosse rappresentano il fit con una costante mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .

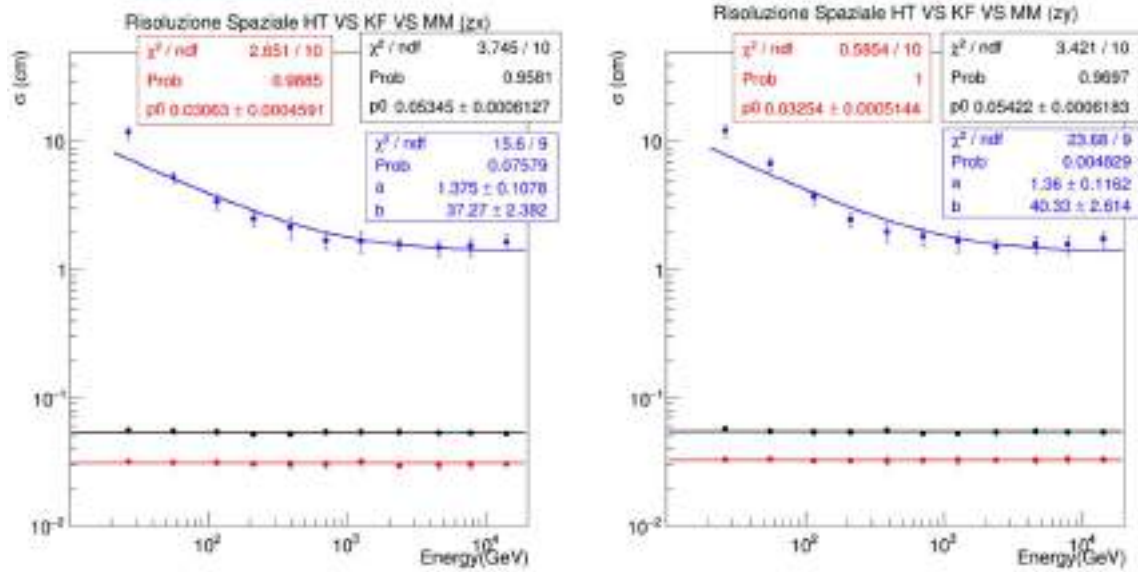


Figura 6.14: Confronto tra la risoluzione spaziale, in funzione dell'energia dei protoni non interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee nere e rosse rappresentano il fit con una costante mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .

La risoluzione angolare e spaziale del MM è stata fittata con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$  mentre per HT e KF le risoluzioni sono costanti: rispettivamente  $0.19^\circ$  e  $0.54$  mm per HT e  $0.11$ - $0.12^\circ$  e  $0.3$  mm per KF. La risoluzione del MM è scarsa ( $> 2^\circ$  e  $2$  cm a  $10^4$  GeV, rispettivamente per  $\theta$  e IP) e risulta molto inferiore rispetto sia a quella di KF e HT sia a quella ottenuta dal MM applicato a protoni interagenti.

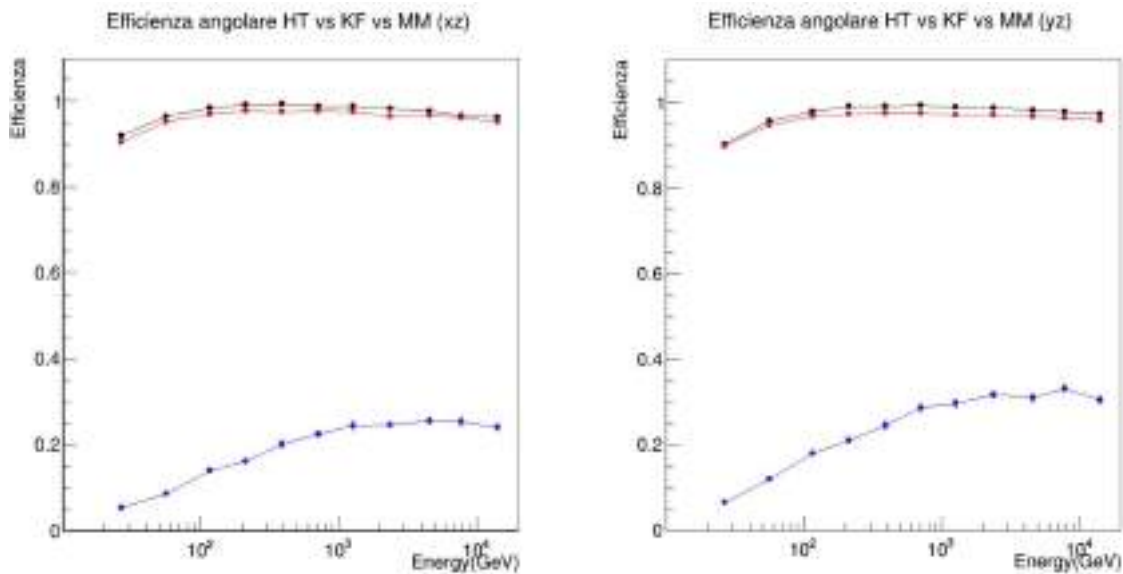


Figura 6.15: Efficienza di ricostruzione del parametro  $\theta_x$  (a sinistra) e  $\theta_y$  (a destra) in funzione dell'energia nel caso di protoni non interagenti. In rosso efficienza di KF, in nero efficienza di HT, in blu efficienza di MM.

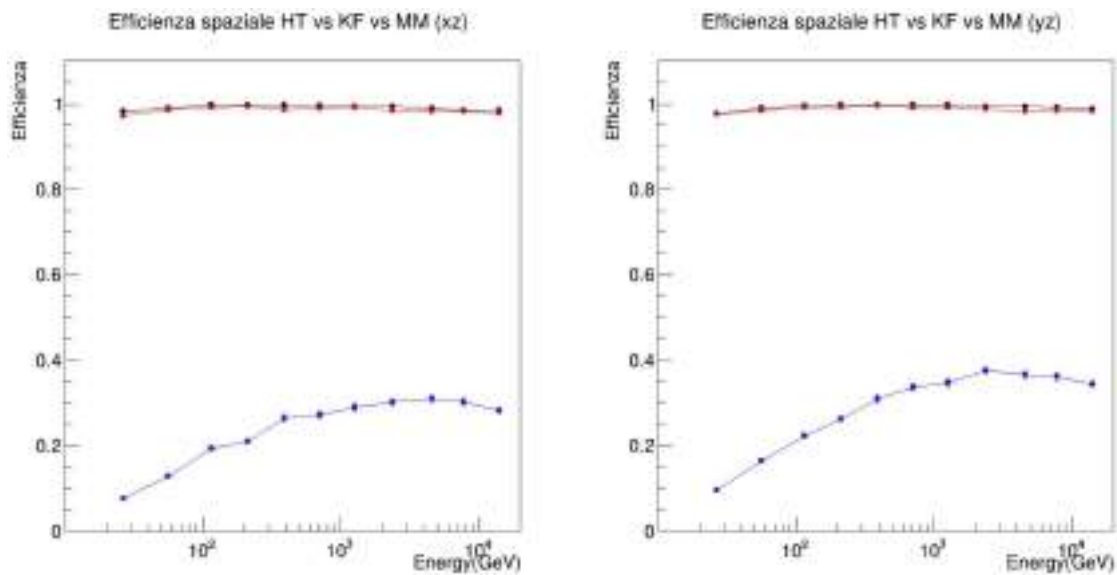


Figura 6.16: Confronto tra l'efficienza di ricostruzione spaziale con la HT (curva nera), quella con il KF (curva rossa) e quella con il MM (curva blu) per protoni non interagenti nelle due viste xz e yz.

Le efficienze di ricostruzione angolari e spaziali dei vari metodi sono mostrate nelle figure [6.15](#) e [6.16](#). L'efficienza di KF e HT è  $> 95\%$  e quasi costante al variare dell'energia, a parte la regione intorno a 20 GeV dove si ha una piccola diminuzione di efficienza di pochi %. Si nota invece che l'efficienza del MM è molto peggiore rispetto a quella ottenuta per i protoni interagenti, risultando inferiore a 30% anche ad alte energie. Ciò conferma quanto evidenziato già osservando le distribuzioni di  $\theta$  e IP ricostruite: il MM non funziona per gli eventi, come i non interagenti, in cui non si ha uno sciame ben definito ed esteso nel TASC.

## 6.2 Nuclei di elio non interagenti

Similmente alla procedura seguita nei casi precedenti, per studiare la risoluzione angolare e spaziale in funzione dell'energia cinetica dei nuclei di elio negli 11 sottointervalli di energia, sono stati costruiti i grafici delle distribuzioni degli angoli di incidenza  $\theta$  (fig. [6.17](#), [6.21](#), [6.25](#)) e dei parametri di impatto (IP) (fig. [6.19](#), [6.23](#), [6.27](#)) ricostruiti con HT, KF e MM nelle due viste del rivelatore. In seguito, sono riportati i grafici ottenuti nella vista YZ. Nelle figure [6.18](#), [6.22](#), [6.26](#) sono riportate le distribuzioni dei residui per l'angolo  $\theta$  e nelle figure [6.20](#), [6.24](#), [6.28](#) sono riportate le distribuzioni dei residui e i relativi fit gaussiani rispettivamente per il punto di impatto.

Come nel caso dei protoni non interagenti, nelle distribuzioni dei residui della HT e del KF, si osserva che i fit gaussiani presentano una deviazione standard  $\sigma$  abbastanza costante al variare dell'energia. Anche per il MM valgono analoghe considerazioni a quelle fatte nel paragrafo dei protoni non interagenti. Infatti, nei grafici delle distribuzioni di angoli (fig. [6.17](#)) e punti di impatto (fig. [6.19](#)), si nota che le distribuzioni presentano ampie code laterali, con conseguente allargamento delle distribuzioni e discostamento dalla forma della distribuzione dei parametri veri generati dal MC. Il MM presenterà quindi una ricostruzione di  $\theta$  e IP molto imprecisa.

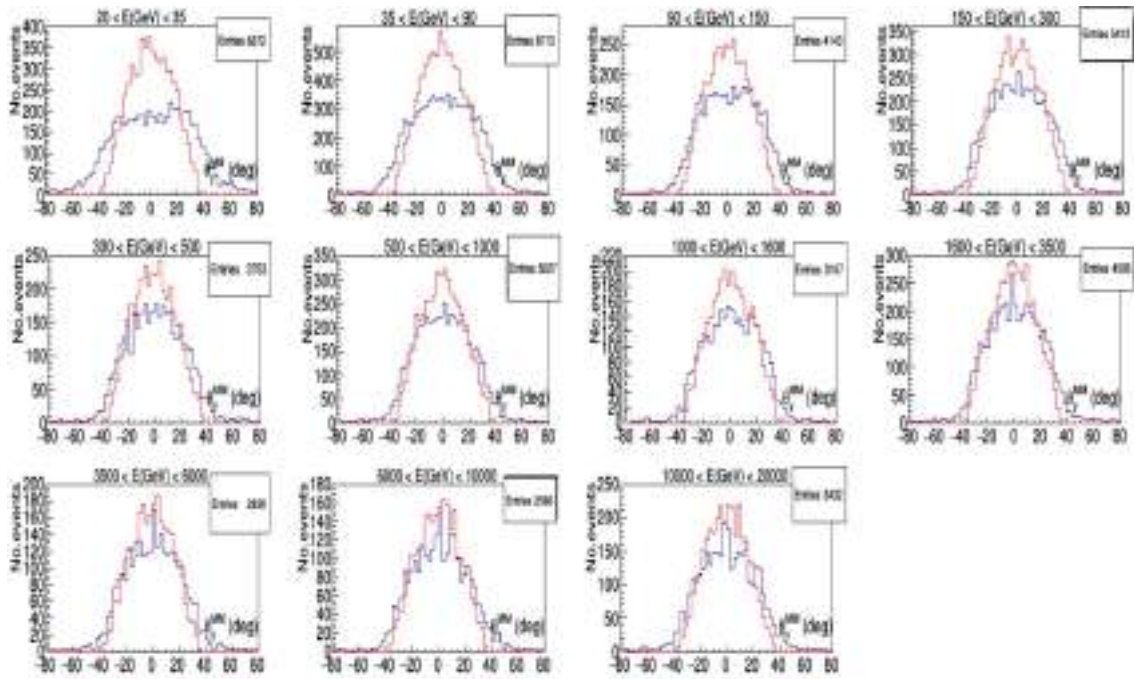


Figura 6.17: Distribuzione dell'angolo  $\theta_y$  ricostruito con il MM (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

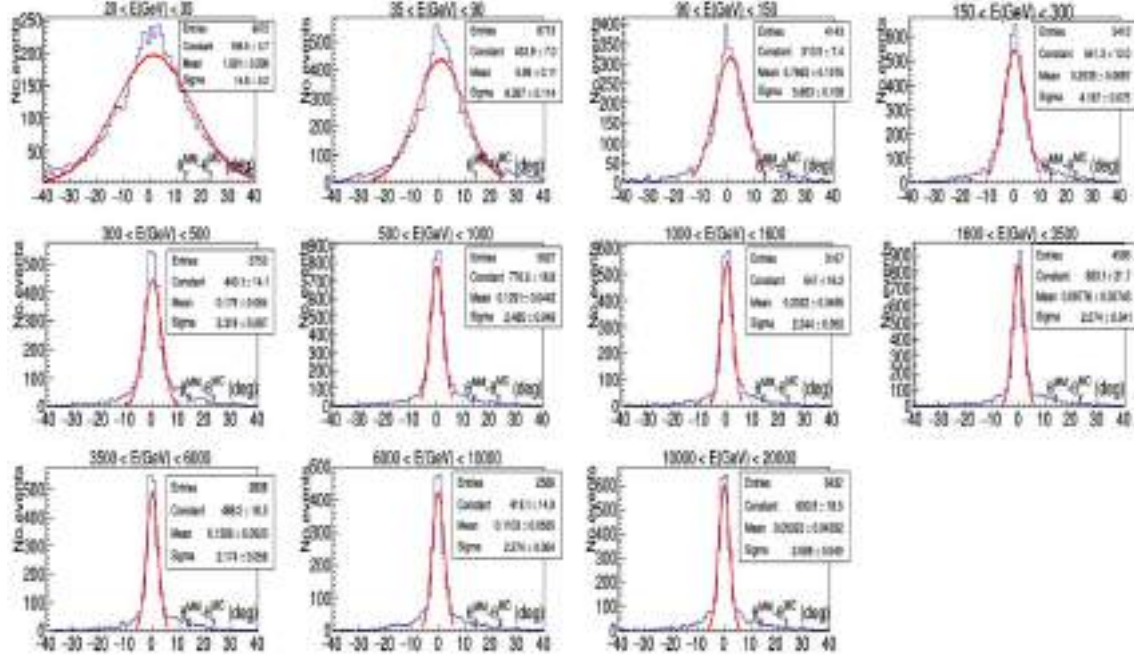


Figura 6.18: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_y$  ricostruito con MM e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

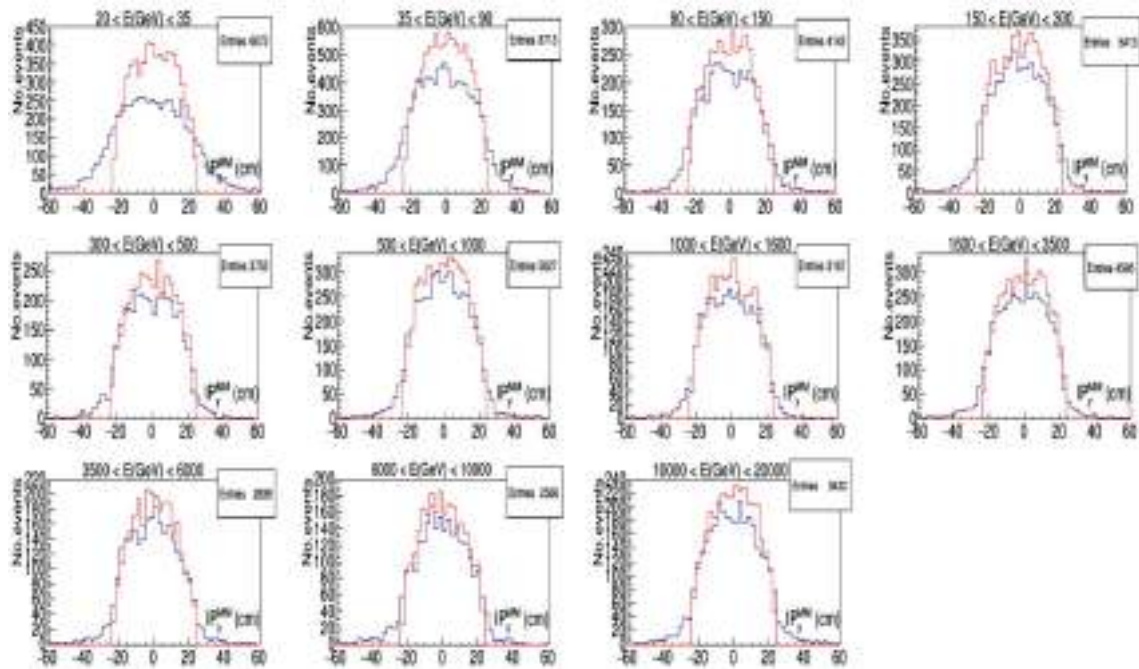


Figura 6.19: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con il MM (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

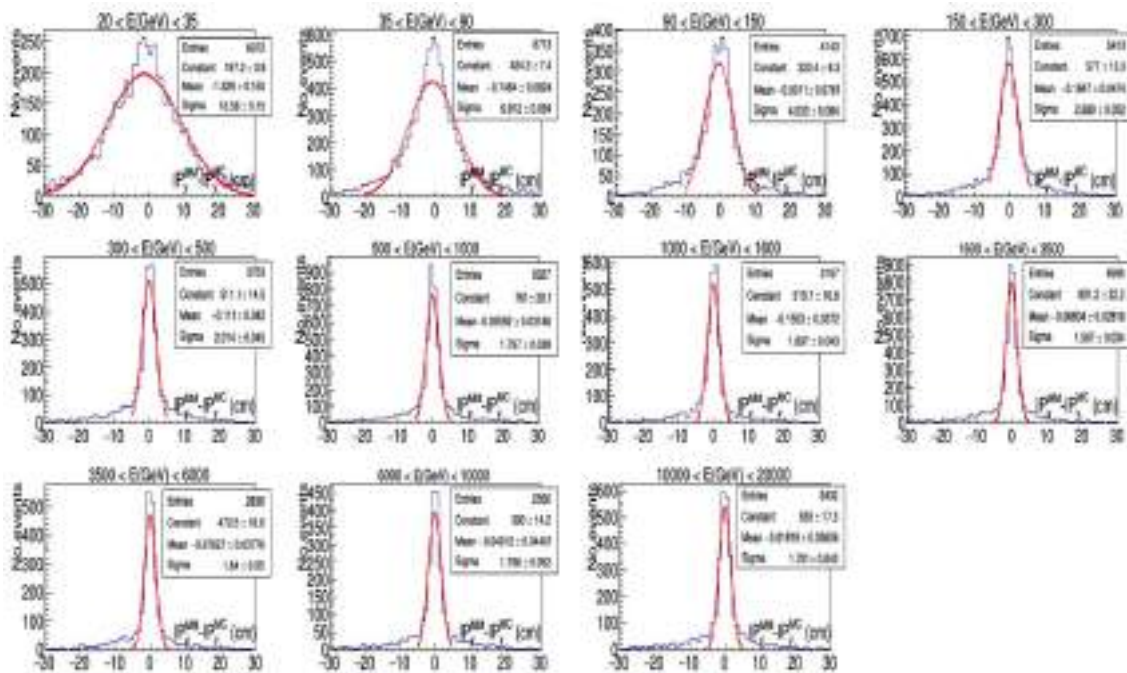


Figura 6.20: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con MM e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.



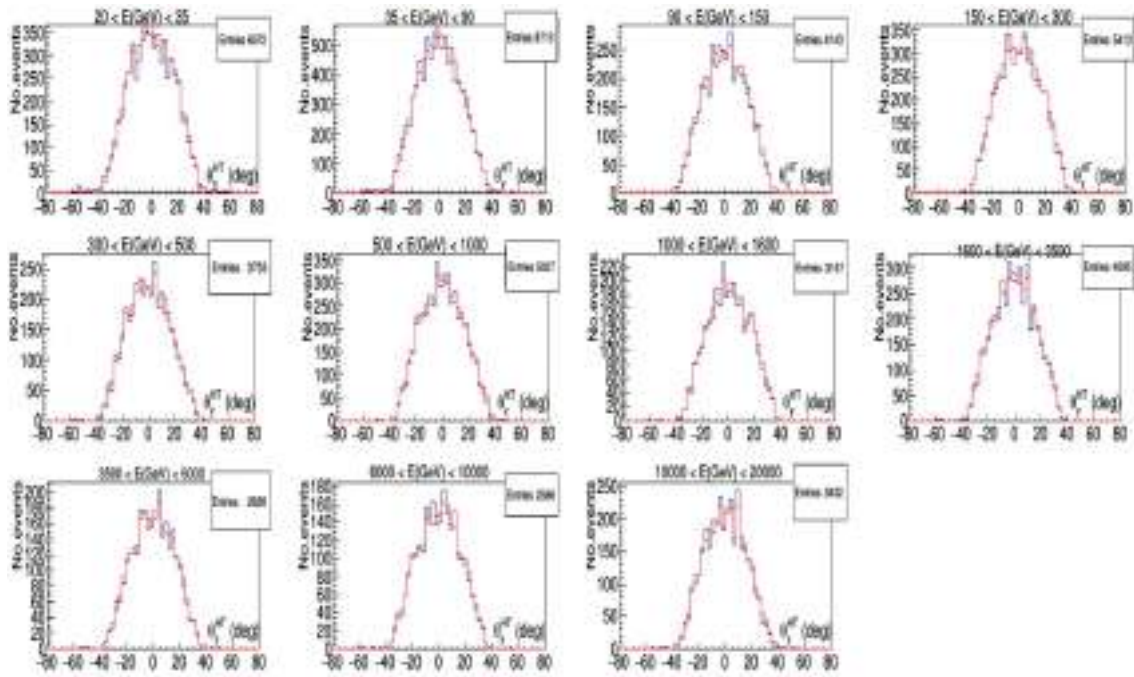


Figura 6.21: Distribuzione dell'angolo  $\theta_y$  ricostruito con la HT (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

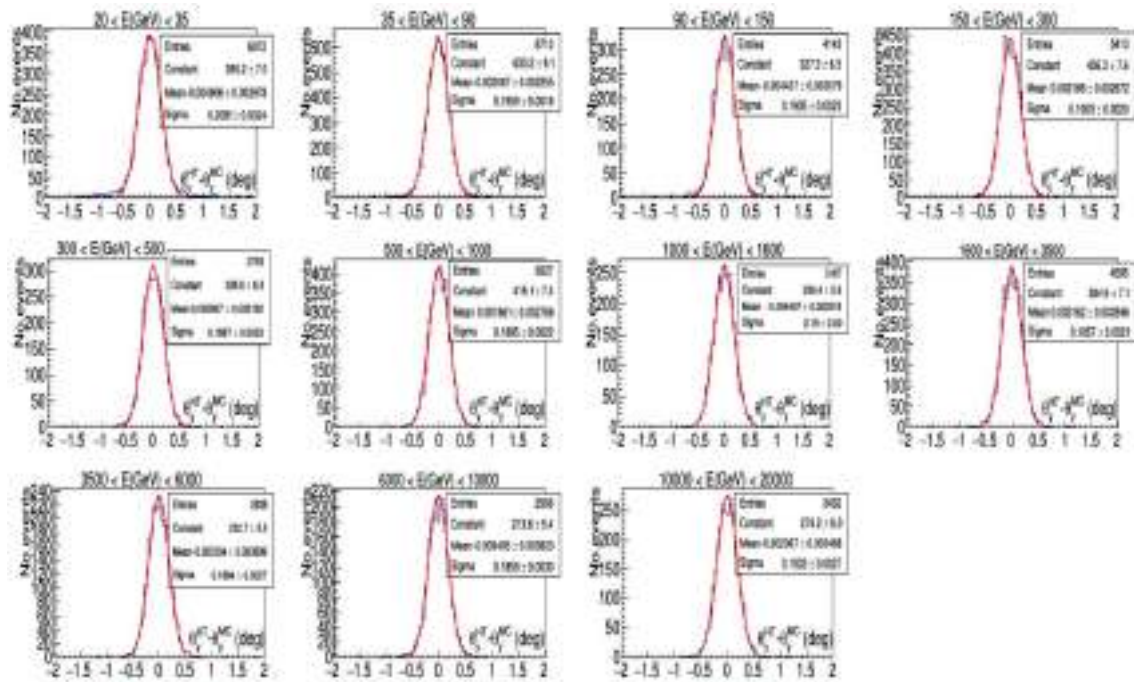


Figura 6.22: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_y$  ricostruito con HT e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

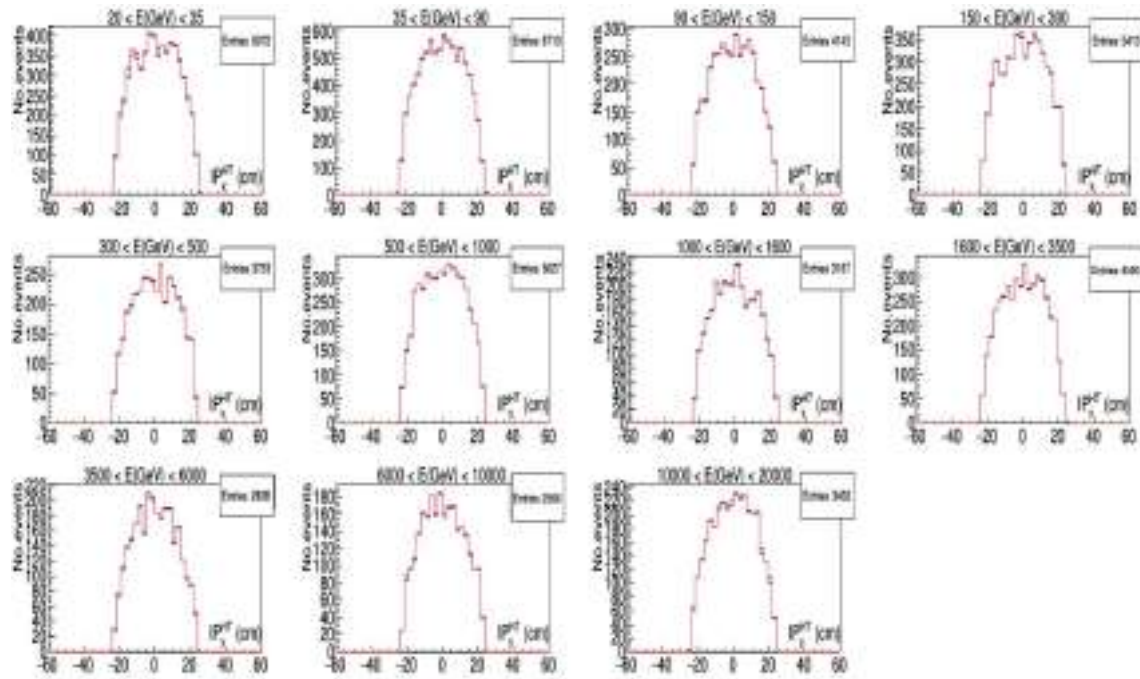


Figura 6.23: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con HT (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

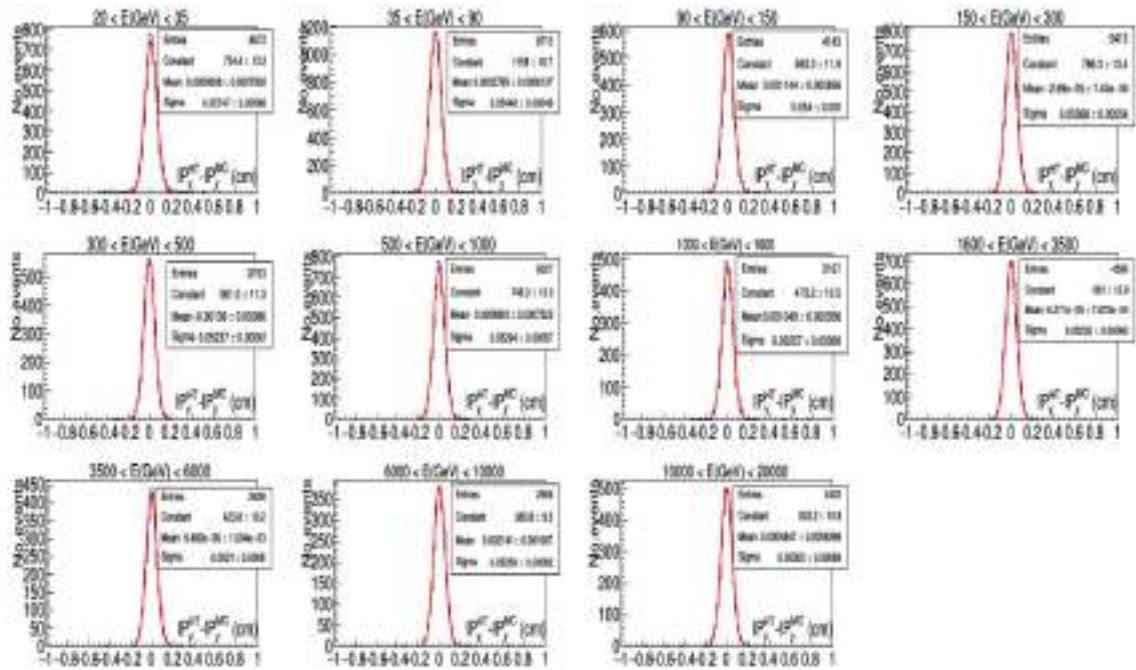


Figura 6.24: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con HT e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica dei nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

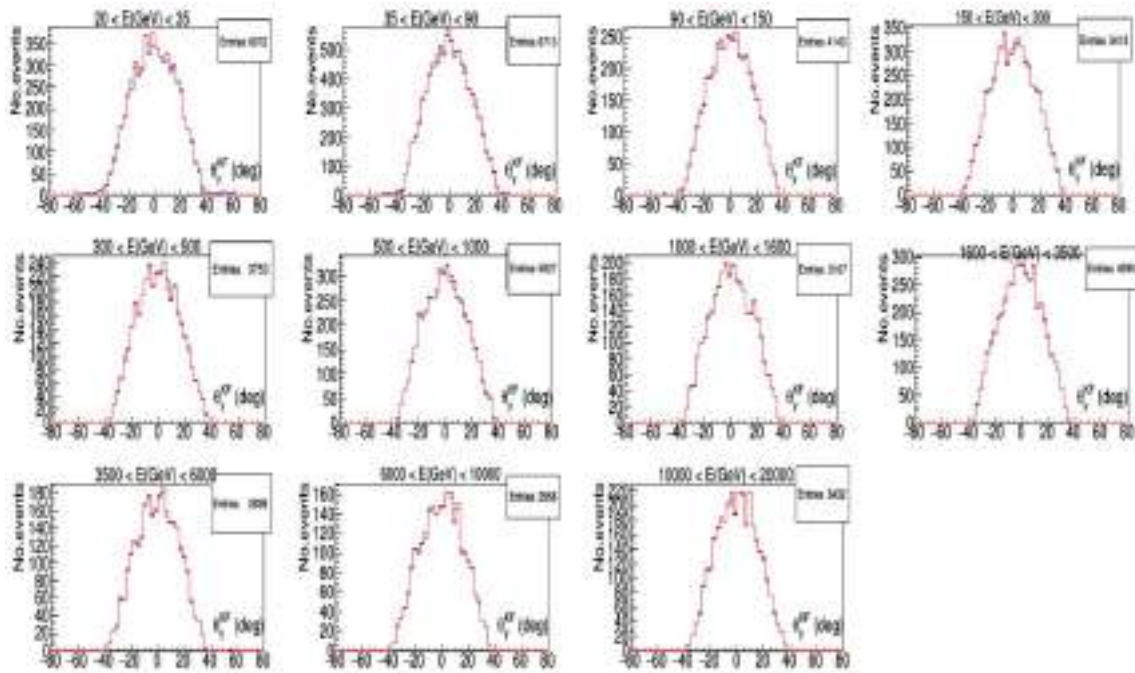


Figura 6.25: Distribuzione dell'angolo  $\theta_y$  ricostruito con KF (linea blu) e dell'angolo di incidenza vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

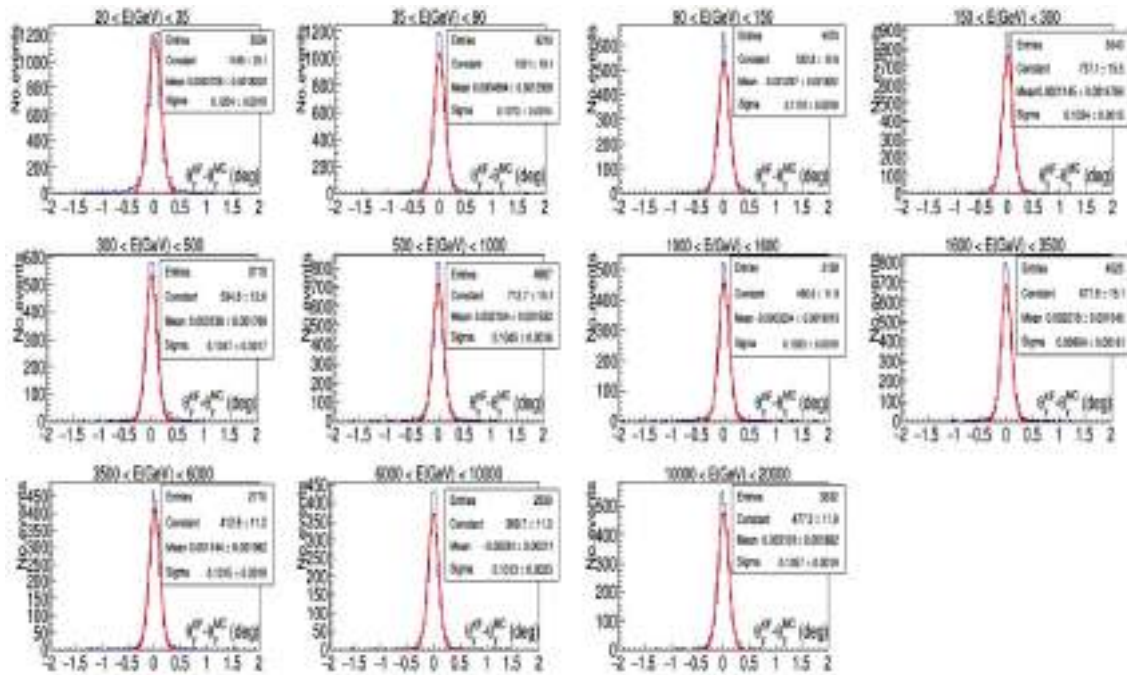


Figura 6.26: Distribuzione delle differenze fra l'angolo  $\theta_y$  ricostruito con KF e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

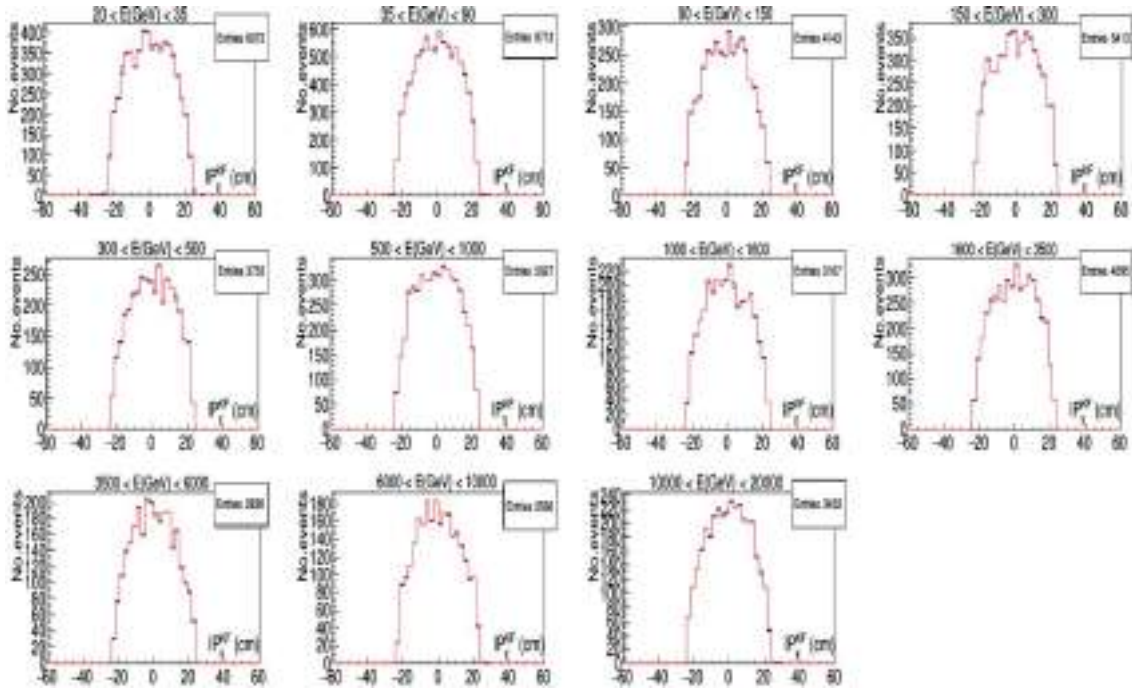


Figura 6.27: Distribuzione del punto di impatto ricostruito con KF (linea blu) e di IP vero (MC, linea rossa) nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV.

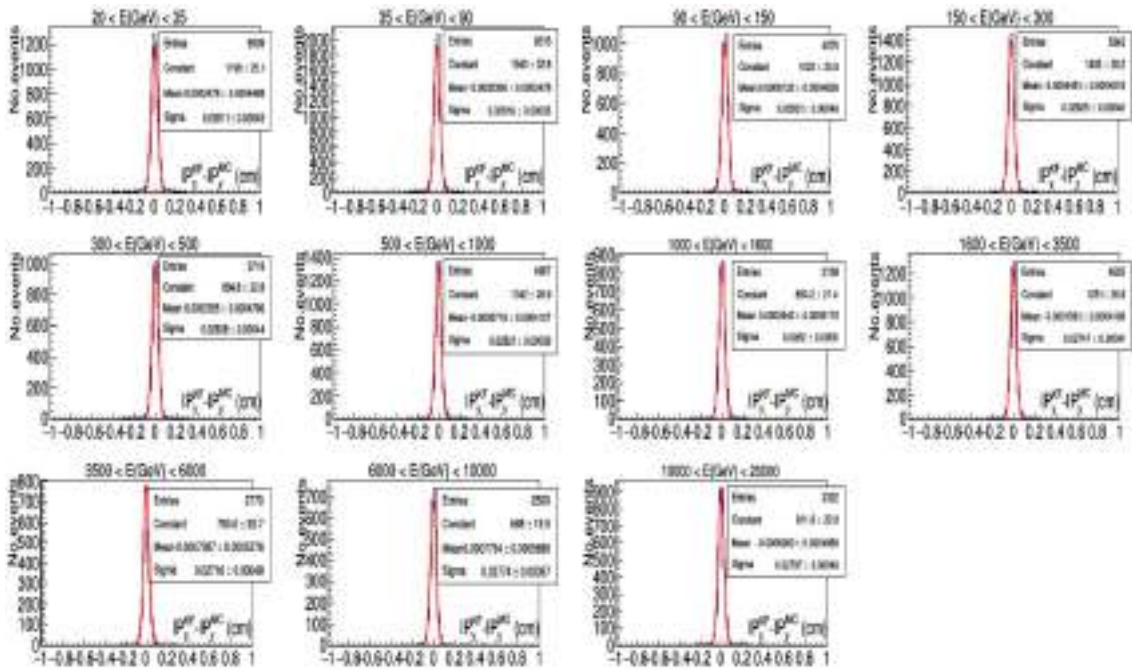


Figura 6.28: Distribuzione delle differenze fra il punto di impatto ricostruito con KF e quello vero nella vista YZ, in undici intervalli di energia cinetica di nuclei di elio non interagenti simulati fra 20 GeV e 20 TeV. Le curve rosse rappresentano funzioni gaussiane usate per il fit dei dati.

### 6.2.1 Risoluzione ed efficienza di ricostruzione

Nelle figure [6.29](#), [6.30](#) sono riportate le risoluzioni angolari e spaziali in funzione dell'energia ottenute nelle due viste per i tre metodi di ricostruzione applicati a nuclei di elio non interagenti.

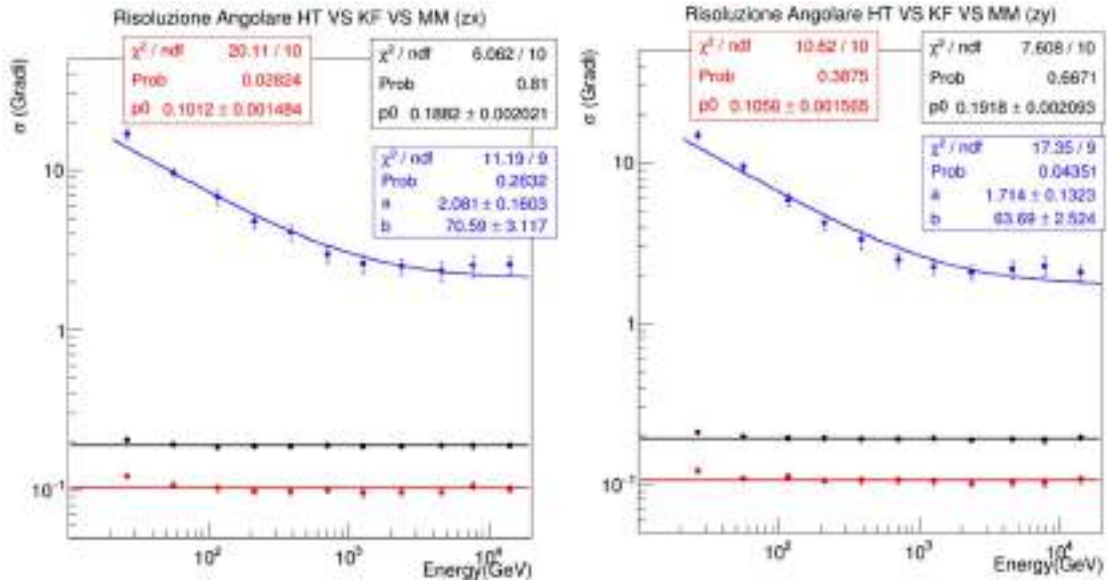


Figura 6.29: Confronto tra la risoluzione angolare, in funzione dell'energia dei nuclei di elio non interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee nere e rosse rappresentano il fit con una costante mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .

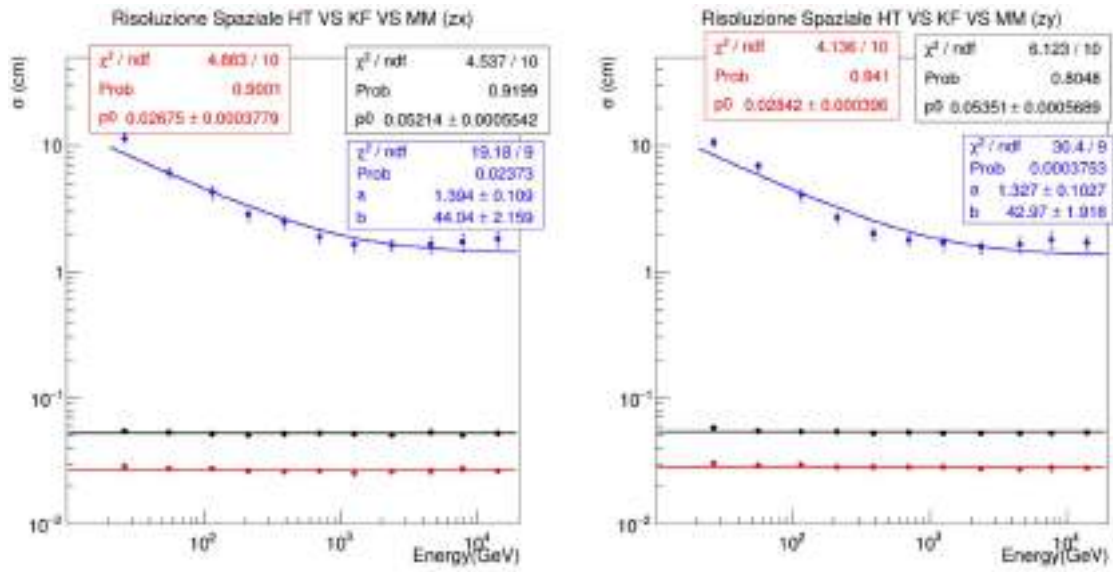


Figura 6.30: Confronto tra la risoluzione spaziale, in funzione dell'energia dei nuclei di elio non interagenti, di HT (punti neri), KF (punti rossi) e MM (punti blu) nelle due viste XZ (a destra) e YZ (a sinistra). Le linee nere e rosse rappresentano il fit con una costante mentre la linea blu rappresenta il fit con la funzione  $\sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}}$ .

Anche in questo caso, le risoluzioni angolare e spaziale della HT e del KF sono costanti e valgono  $0.19^\circ$  e  $0.52$  mm per HT e  $0.10^\circ$  e  $0.25$  mm per KF. La risoluzione del MM assume valori  $\sim 2^\circ$  per  $\theta$  e  $\sim 10$  mm per IP a  $10^4$  GeV; la risoluzione è quindi molto minore sia di quella di HT e KF sia della risoluzione ottenuta applicando il MM ai nuclei di elio interagenti.

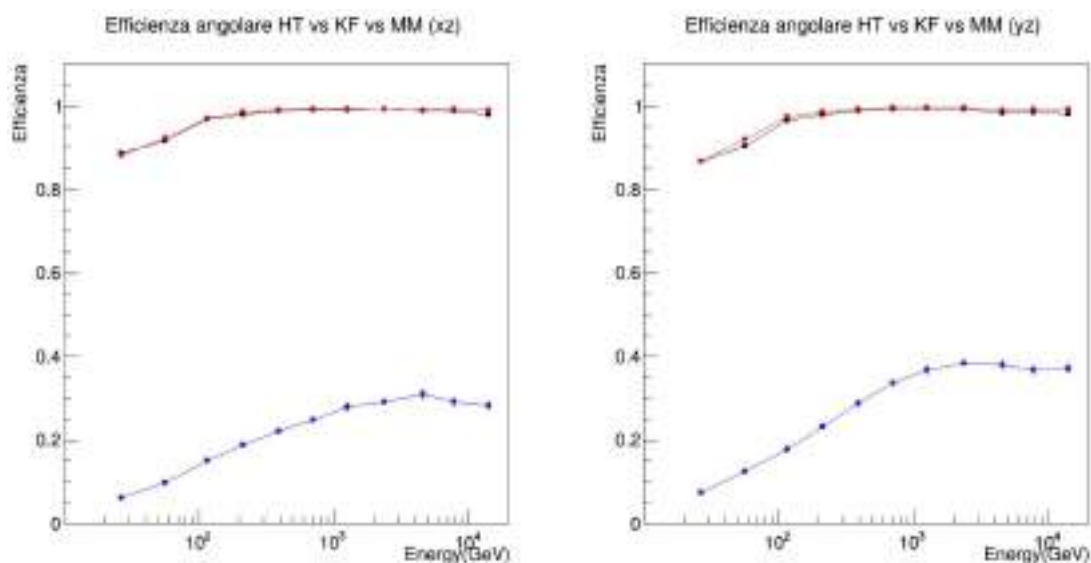


Figura 6.31: Efficienza di ricostruzione del parametro  $\theta_x$  (a sinistra) e  $\theta_y$  (a destra) in funzione dell'energia nel caso di nuclei di elio non interagenti. In rosso efficienza di KF, in nero efficienza di HT, in blu efficienza di MM.

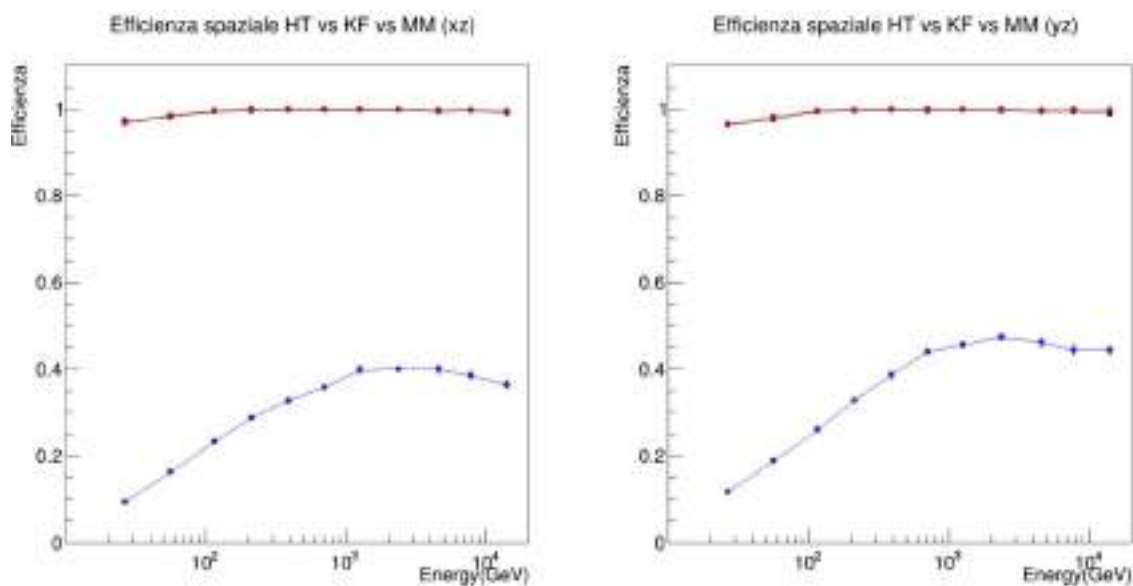


Figura 6.32: Efficienza di ricostruzione del parametro  $IP_x$  (a sinistra) e  $IP_y$  (a destra) in funzione dell'energia nel caso di nuclei di elio non interagenti. In rosso efficienza di KF, in nero efficienza di HT, in blu efficienza di MM.

In Fig. 6.31 e 6.32 sono riportate rispettivamente le efficienze angolari e spaziali. Come per i protoni non interagenti, le efficienze di HT e KF sono costanti prossime al 100% ad energia  $> 100$  GeV. Anche l'efficienza di ricostruzione del MM presenta un andamento simile a quello dei protoni non interagenti, con valori di efficienza molto bassi anche ad alte energie (circa 30%-35% per l'efficienza angolare e 40%-45% per l'efficienza spaziale). Questo conferma quanto già osservato per i protoni, cioè che il MM non funziona bene per eventi non interagenti.

### 6.3 Osservazioni conclusive

Nella tabella [6.1](#) vengono confrontati i valori delle risoluzioni e delle efficienze dei vari metodi nei casi di protoni e nuclei di elio interagenti e non interagenti. Per ogni grandezza è riportato il valore asintotico a cui le curve tendono ad alta energia (nella regione compresa fra 1000 e 10000 GeV) in modo da riassumere quanto detto nei paragrafi precedenti. Si può notare come i valori di efficienza spaziale e angolare del MM siano minori rispetto a quelli della HT e del KF specialmente per eventi non interagenti.

		Protoni int.	Elio int.	Protoni non int.	Elio non int.
$\sigma_\theta$ (deg)	MM	1	0.9	2	2
	HT	0.2	0.2	0.19	0.19
	KF	0.15	0.13	0.12	0.11
$\sigma_{IP}$ (mm)	MM	10	8	20	10
	HT	0.55	0.58	0.54	0.52
	KF	0.45	0.35	0.3	0.27
$\epsilon_\theta$	MM	80%	85%	<30%	~35%
	HT	90%	90%	> 95%	> 95%
	KF	95%	95%	> 95%	> 95%
$\epsilon_{IP}$	MM	90%	85%	~ 35%	~40%
	HT	90%	90%	> 95%	> 95%
	KF	95%	95%	> 95%	> 95%

Tabella 6.1: Tabella riassuntiva dei valori delle risoluzioni angolari  $\sigma_\theta$  e spaziali  $\sigma_{IP}$  e delle rispettive efficienze  $\epsilon_\theta$  e  $\epsilon_{IP}$  dei tre metodi di ricostruzione. I valori riportati in tabella sono i valori asintotici a cui le funzioni tendono ad energie maggiori di circa 1000 GeV.



## Capitolo 7

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato sviluppato un programma di tracciamento per i dati di CALET basato sul Metodo dei Momenti (MM), originariamente concepito per la discriminazione elettrone-adrone nei calorimetri elettromagnetici. Il MM è stato testato applicandolo a dati di protoni e nuclei di elio simulati con il programma Monte Carlo ufficiale di CALET. Le potenzialità del MM sono state valutate studiandone la risoluzione angolare e spaziale a varie energie e con una distribuzione isotropa di particelle incidenti nel rivelatore. Le prestazioni ottenute con il MM sono quindi state confrontate con quelle del programma di ricostruzione ufficiale di CALET basato su un algoritmo di tipo Kalman Filter (KF) combinatorio e con un altro algoritmo che implementa la Hough Transform (HT).

Dal confronto, si è osservato che il MM ricostruisce in modo meno preciso e con minore efficienza la direzione e il punto di impatto della particella incidente rispetto agli altri due algoritmi. Per particelle di alta energia ( $> 1$  TeV) che soddisfano la condizione di High-Energy (HE) trigger di CALET, la risoluzione angolare del MM è  $2^\circ$  e quella sul punto di impatto circa 1 cm. KF e HT hanno risoluzioni migliori, circa  $0.2^\circ$  e 0.5 mm rispettivamente. Le peggiori prestazioni del MM erano attese in quanto il MM si basa sull'analisi dell'immagine dello sciame nel TASC che ha una granularità minore rispetto all'IMC (i cristalli del TASC hanno sezione quadrata di lato 2 cm contro 1 mm per le fibre dell'IMC). Si è osservato inoltre che l'efficienza di ricostruzione degli sciami con il MM diventa confrontabile ( $\sim 80\%$ ) con quella degli altri due metodi solo ad energie  $> 1$  TeV.

Il MM non funziona invece per la ricostruzione di eventi non interagenti, che rilasciano nel rivelatore depositi di energia sotto la soglia del trigger HE.

Una possibile applicazione di questo lavoro all'analisi dei dati di CALET, potrebbe essere utilizzare il MM non per il tracciamento della particella primaria che entra nel rivelatore, ma piuttosto come supporto all'algoritmo KF per ottenere una migliore definizione della ROI (region-of-interest) in cui sono selezionati gli hit del IMC da passare al KF. Nel programma di ricostruzione di CALET, al momento la ROI è definita dall'asse dello sciame nel TASC calcolato con il baricentro degli hit in ciascun piano. Il MM potrebbe migliorare l'individuazione dell'asse in particolare per eventi più inclinati.

# Appendice A

## Interazione radiazione - materia

### A.1 Interazione di particelle cariche

Quando si ha il passaggio di una particella nella materia, si hanno come conseguenze la perdita di energia da parte della particella e la deflessione della particella stessa dalla sua traiettoria iniziale, effetti che sono il risultato di due processi elettromagnetici:

- collisioni anelastiche con gli elettroni atomici del materiale;
- scattering elastico da parte dei nuclei. In queste collisioni, l'energia trasferita dalla particella incidente al nucleo è molto piccola poiché le masse dei nuclei del materiale assorbitore sono grandi rispetto alla massa della particella incidente;

A loro volta, le collisioni anelastiche si dividono in due categorie:

- collisioni soft, dove si ha solo eccitazione, cioè transizioni elettroniche dallo stato iniziale a stati legati di energia superiore;
- collisioni hard, dove l'energia trasferita è sufficiente a causare la ionizzazione dell'atomo. Se gli elettroni veloci emessi per ionizzazione, sono sufficientemente energetici, possono a loro volta dare luogo a processi di eccitazione ed ionizzazione secondaria chiamati  $\delta$ -rays.

Per studiare questi processi consideriamo separatamente i processi per

- particelle pesanti, cioè particelle con massa a riposo molto maggiore della massa dell'elettrone (come ad esempio muoni, pioni, protoni, particelle e nuclei leggeri). In una sola collisione, le particelle perdono una piccola frazione della loro energia.
- elettroni e positroni. In una sola collisione, queste particelle, rispetto a quelle pesanti, possono perdere gran parte della loro energia cinetica.

### A.1.1 Particelle cariche pesanti

Tra i due tipi di processi elettromagnetici accennati in precedenza, il più importante per particelle cariche pesanti è rappresentato dalle collisioni anelastiche che avvengono tra gli elettroni degli atomi del mezzo e la particella incidente, determinandone la perdita di energia. Anche se in ogni collisione la quantità di energia trasferita è una piccola frazione dell'energia cinetica della particella, il numero di collisioni per unità di lunghezza percorsa è molto elevato e si osserva così una sostanziale perdita complessiva di energia misurabile anche in sottili strati di materiale e caratterizzata da piccole fluttuazioni. E' possibile quindi introdurre una grandezza, lo stopping power, che rappresenta la perdita media di energia per unità di lunghezza  $\langle -dE/dx \rangle$ .

Una prima equazione per calcolare lo stopping power fu proposta da Bohr usando un modello classico. Nel calcolo di Bohr, il nucleo viene considerato come una particella pesante di carica  $Ze$  e massa  $M \gg m_e$  (massa dell'elettrone) e si suppone che l'elettrone rimanga fermo durante l'interazione e che la particella pesante non subisca alcuna deviazione. L'energia persa dalla particella viene calcolata attraverso l'impulso trasferito all'elettrone. L'equazione corretta in cui vengono applicate le leggi della Meccanica Quantistica, fu ottenuta in un secondo momento da Hans Albrecht Bethe e Felix Bloch. In tale equazione, la perdita media di energia per unità di lunghezza di una particella incidente con velocità  $v = \beta c$  e numero di carica  $z$  dovuta alle collisioni con gli elettroni atomici considerati inizialmente a riposo, è data da:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \log \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - U \right] \quad (\text{A.1})$$

dove

- $K = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$  è una costante;
- $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$  è il raggio classico dell'elettrone;
- $I$  è l'energia di eccitazione media del materiale;
- $Z$  è il numero atomico del materiale assorbitore;
- $A$  è il numero di massa del materiale assorbitore;
- $\rho$  è la densità del materiale assorbitore;
- $T_{max}$  è l'energia massima trasferibile in una singola collisione;
- $\delta$  è la correzione per l'effetto densità;
- $U$  è la correzione per le shell atomiche interne.

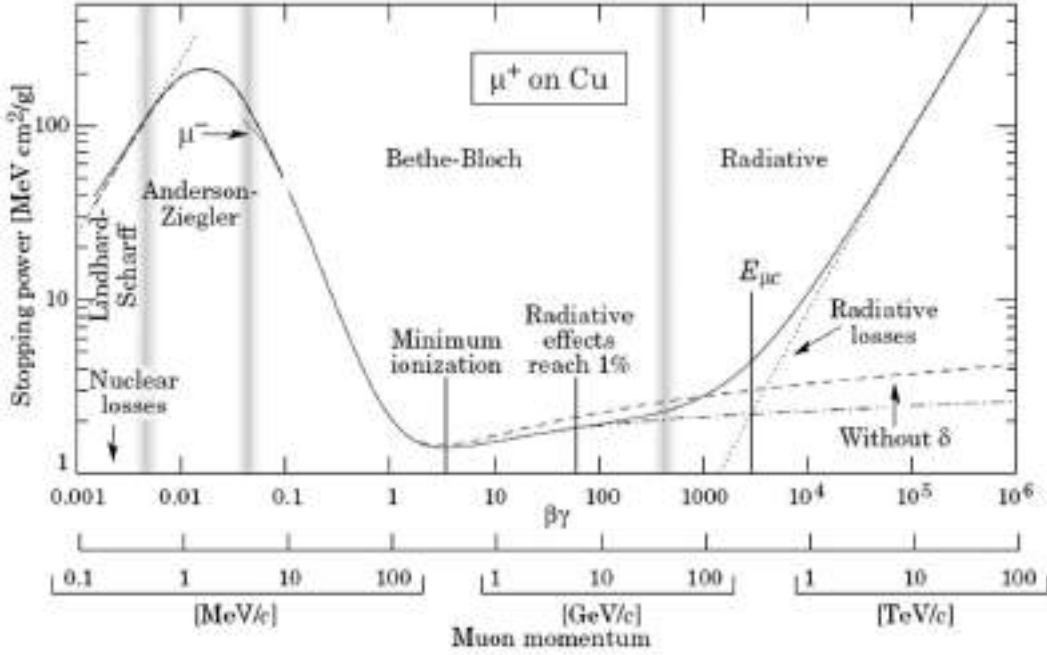


Figura A.1: Stopping power per muoni positivi nel rame in funzione di  $\beta\gamma$  della particella carica incidente. Le bande verticali indicano i confini tra i vari regimi di interazione.

Come si evince dall'equazione, l'unità di misura della perdita di energia è MeV/cm e la perdita di energia dipende dal materiale utilizzato. Per rimuovere tale dipendenza si divide l'equazione per la densità, ottenendo così una perdita di energia per unità di massa (mass stopping power)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (\text{A.2})$$

espressa in MeV cm<sup>2</sup>/g. In questo modo la perdita di energia non dipende dal materiale utilizzato dato che la variazione di  $Z/A$  è trascurabile per  $Z$  simili e la dipendenza di  $I$  è logaritmica.

Nel grafico di Fig. A.1, è possibile notare che la zona corrispondente alla formula di Bethe-Bloch è quella con energie della particella incidente tali che  $\beta\gamma$  sia compreso tra circa 0.1 e 1000. Quando la velocità della particella incidente diventa confrontabile con quella degli elettroni atomici del materiale, si verificano una serie di effetti che limitano le perdite di energia della particella stessa, come la cattura di elettroni del materiale da parte della particella incidente, e la formula di Bethe-Bloch non funziona più. Il limite superiore di tale intervallo di validità si ha quando gli effetti radiativi prevalgono e tale limite diventa importante soprattutto per particelle più leggere come  $\mu$  e  $\pi$ . Sia il limite superiore che il limite inferiore dipendono da  $Z$ .

Nella formula di Bethe Bloch si nota che a parte una debole dipendenza da  $M$  ad alte energie data dal termine  $T_{max}$ ,  $\frac{dE}{dx}$  in un materiale è funzione solo di  $\beta$ . Considerando piccoli valori

di  $\beta$ , il termine  $1/\beta^2$  introduce una perdita di energia che decresce rapidamente al crescere dell'energia della particella; la funzione ha un minimo per  $\beta_{min}\gamma_{min} = 3$  corrispondente a  $\beta_{min} = 0.95$ .

A causa del termine logaritmico ad energie superiori al minimo di ionizzazione si ha un aumento di perdite di energia per collisione.

Inoltre sono presenti fattori correttivi nell'equazione:

- correzione di shell  $U$ : tiene conto degli effetti che si hanno quando la velocità della particella è confrontabile con la velocità orbitale degli elettroni legati dell'atomo e cade quindi l'assunzione alla base della formula di Bethe-Bloch, ovvero che l'elettrone sia quasi fermo rispetto alla particella incidente.  $U$  descrive la mancata partecipazione degli elettroni delle shell più interne ai processi di perdita di energia per collisione.
- effetto di densità  $\delta$ : tiene conto della polarizzazione del mezzo. La particella incidente tende, infatti, a polarizzare gli atomi lungo il suo percorso. Alle alte energie si ha un aumento logaritmico di perdita di energia che viene però ridotto da questa polarizzazione che riduce il campo coulombiano totale che agisce sugli elettroni atomici lontani, limitando quindi le perdite di energia nelle collisioni. Questa correzione è più grande per un liquido o un solido rispetto ad un gas.

Dalla formula di Bethe-Bloch si ottiene che l'energia depositata in uno spessore  $\Delta x$  è pari, in prima approssimazione, a:  $\Delta E = \int_0^{\Delta x} \frac{dE}{dx} dx$ . Quando la particella procede all'interno del materiale, rallenta rilasciando sempre più energia per unità di lunghezza. Si ha così un massimo rilascio (Picco di Bragg) di energia quando la particella sta per fermarsi all'interno del materiale assorbitore (Fig. [A.2](#)).

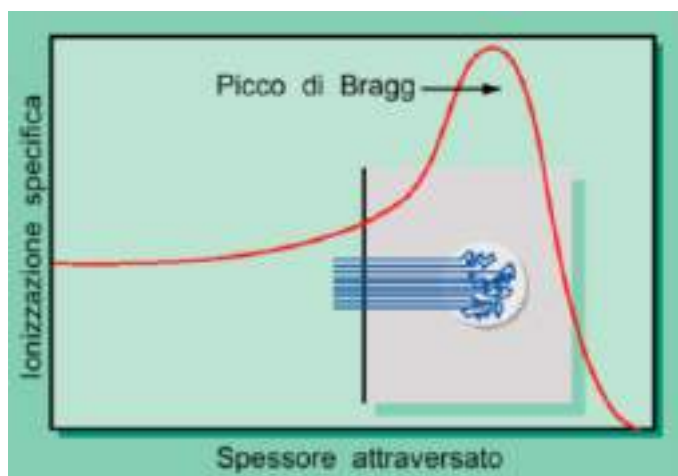


Figura A.2: Schema della curva di Bragg. È possibile notare l'andamento qualitativo della ionizzazione specifica in funzione dello spessore attraversato nel caso di una particella carica che penetra in un mezzo assorbente. Il massimo della curva, detto Picco di Bragg, corrisponde al massimo rilascio di energia da parte della particella.

### A.1.2 Elettroni e positroni

Come le particelle cariche pesanti, anche elettroni e positroni sono soggetti a perdite di energia dovute alle collisioni con gli elettroni degli atomi del materiale attraversato. Poiché però la loro massa è piccola, è necessario considerare un altro processo di perdita di energia: la perdita radiativa o di bremsstrahlung. Tale processo si va a sommare alla perdita di energia per collisione e così la perdita di energia media totale risulta:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{tot} = \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{coll} + \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} \quad (\text{A.3})$$

#### Termine dovuto alle perdite per collisione

Poiché elettroni e positroni hanno massa piccola, la cinematica delle perdite di energia a seguito degli urti differisce rispetto al caso delle particelle cariche pesanti ed è quindi necessario modificare la formula di Bethe-Bloch. Gli urti avvengono infatti tra particelle identiche e di conseguenza l'energia massima trasferita è pari a  $T_{max} = E_e/2$  con  $E_e$  energia dell'elettrone o positrone incidente. Si ha così che l'energia media persa nei processi collisionali vale:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{coll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \log \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - U \right] \quad (\text{A.4})$$

con  $\tau = E_e/(m_e c^2)$  e

$$F(\tau) = \begin{cases} 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\pi}{8} - (2\tau+1)\log 2}{(\tau+1)^2} & \text{per gli elettroni} \\ 2 \log 2 - \frac{\beta^2}{12} \left[ 23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right] & \text{per i positroni} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

#### Termine dovuto a perdite radiative

La radiazione di frenamento (bremsstrahlung) è l'emissione di fotoni dovuta al fatto che le particelle cariche subiscono una decelerazione quando interagiscono con il campo coulombiano dei nuclei. Le perdite di energia radiativa sono del tutto trascurabili per particelle pesanti visto che la sezione d'urto di bremsstrahlung varia con l'inverso del quadrato della massa della particella incidente, ma diventano significative per particelle cariche meno pesanti come elettroni e positroni. Nel calcolo della perdita di energia radiativa, è necessario tenere conto dell'intensità del campo percepito dall'elettrone (o positrone). Infatti, gli elettroni atomici "schermano" il campo elettrico dell'atomo, "schermatura" che si traduce in una diversa intensità del campo percepito dell'elettrone (o positrone) incidente. Per tenere conto di questa dipendenza dall'intensità del campo viene introdotto il parametro  $\Gamma(E, E_\gamma)$  dove  $E$  è l'energia dell'elettrone incidente e  $E_\gamma$  è l'energia del fotone emesso. Ad un minor  $\Gamma$  è associato un maggiore screening e ad energie di elettroni (o positroni) incidenti sempre più elevate, il contributo di  $\Gamma$  diventa sempre più trascurabile (si ha lo screening completo). In questo ultimo

caso la perdita media di energia è data da:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} \approx 4\alpha\rho\frac{N_A}{A}Z(Z+\zeta)r_e^2 E \log\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (\text{A.6})$$

con  $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$  costante di struttura fine e  $1.2 < \zeta < 1.4$  correzione che tiene conto del contributo del campo degli elettroni atomici al processo di bremsstrahlung.

Dall'equazione [A.4](#) si nota che la perdita di energia per collisione cresce logicamente con l'energia della particella incidente e cresce linearmente con  $Z$ . Diverso è invece il caso delle perdite di energia per bremsstrahlung che crescono linearmente con l'energia e quadraticamente con  $Z$ , il che implica che le perdite radiative siano dominanti già per qualche decina di MeV in materiali ad alto  $Z$ . Molto spesso per gli elettroni e i positroni anziché parlare di distanze percorse in un mezzo si preferisce ragionare in termini di lunghezza di radiazione, dipendente dal materiale e che dà la distanza alla quale l'energia si è ridotta ad  $1/e$  del valore iniziale. La lunghezza di radiazione  $X_0$  è data da:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha N_A Z(Z+1)r_e^2 \log(183Z^{-1/3})}{A} \quad (\text{A.7})$$

con

- $N_A$  numero di Avogadro;
- $Z$  numero atomico del materiale;
- $A$  massa atomica del materiale;
- $r_e \approx 2.8 \times 10^{-13}$  cm raggio classico dell'elettrone.

L'energia media persa a causa dei processi di bremsstrahlung per un elettrone incidente è legata alla lunghezza di radiazione dalla seguente equazione:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} = \frac{E}{X_0} \quad (\text{A.8})$$

Risolvendo questa equazione si ottiene

$$E = E_0 \exp\left\{-\frac{x}{X_0}\right\} \quad (\text{A.9})$$

da cui risulta che ponendo  $x = X_0$  si ottiene che l'energia  $E$  si è ridotta di un fattore  $1/e$ , che è proprio la definizione di lunghezza di radiazione.

## A.2 Interazione dei fotoni con la materia

I fotoni di elevata frequenza interagiscono con la materia secondo tre processi

- effetto fotoelettrico: dominante a basse energie (fino a qualche keV)
- effetto Compton: dominante ad energie intermedie (10-100 keV)
- produzione di coppie: processo dominante a più alte energie ( $>1$  MeV)

### A.2.1 Effetto fotoelettrico

Consiste nell'assorbimento di un fotone da parte di un atomo con conseguente emissione di un elettrone. Se l'energia del fotone incidente  $E_\gamma = h\nu$  è maggiore di  $B_e$ , energia di legame degli elettroni atomici, il fotone può essere assorbito dall'atomo con conseguente emissione di un elettrone di energia pari a  $E_\gamma = h\nu - B_e$ . L'effetto fotoelettrico è dominante a basse energie e la sua sezione d'urto dipende da  $E_\gamma$  e dal numero atomico  $Z$  del materiale assorbitore come:

$$\sigma \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad (\text{A.10})$$

### A.2.2 Effetto Compton

Consiste nello scattering di un fotone da parte di un elettrone libero inizialmente a riposo. Nella materia gli elettroni sono legati agli atomi, ma possono essere considerati liberi quando l'energia del fotone incidente è molto maggiore rispetto all'energia di legame. Dopo l'interazione, il fotone incidente subisce uno spostamento di lunghezza d'onda pari a:

$$\Delta\lambda = \lambda_e (1 - \cos\theta_\gamma) \quad (\text{A.11})$$

dove  $\theta_\gamma$  è la deflessione del fotone rispetto alla direzione iniziale, e  $\lambda_e = \frac{h}{m_e c}$  è lunghezza d'onda di Compton dell'elettrone. Poiché la probabilità di avere scattering Compton dipende dal numero di elettroni disponibili come bersagli, la sezione d'urto Compton cresce linearmente con  $Z$  dell'atomo. Ad alte energie ( $E_\gamma \gg m_e c^2$ ) la sezione d'urto decresce all'aumentare di  $E_\gamma$ , mentre a basse energie dipende solamente dal raggio classico dell'elettrone  $r_e$  (sezione d'urto Thomson).

### A.2.3 Produzione di coppia

In questo processo si ha la conversione di un fotone in una coppia elettrone positrone. La produzione di coppia avviene se l'energia del fotone è  $E_\gamma \geq E_{th}$  dove  $E_{th}$  è un'energia di soglia data da

$$E_{th} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M}\right) \quad (\text{A.12})$$



in cui  $M$  è la massa del nucleo in prossimità del quale il processo avviene, condizione necessaria perché si abbia conservazione del quadrimpulso. Dato che  $m_e \ll M$ , l'energia di soglia è  $E_{th} \approx 2m_e c^2 \approx 1.022$  MeV. La produzione di coppia è quindi un processo dominante ad alte energie. Come accade nel processo di bremsstrahlung, il fotone incidente risente di un effetto di screening da parte degli elettroni atomici, effetto che ad alte energie è ancora più rilevante (screening completo). La sezione d'urto totale per la produzione di coppie è data da:

$$\sigma_{pair} \propto 4\alpha Z^2 r_e^2 \frac{7}{9} \log \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) \quad (\text{A.13})$$

Il libero cammino medio è dato da

$$\lambda_{pair} = \left( \sigma_{pair} \rho \frac{N_A}{A} \right)^{-1} \approx \frac{9}{7} X_0 \quad (\text{A.14})$$

dove  $X_0$  è la lunghezza di radiazione già introdotta nel paragrafo precedente definita per le perdite radiative da parte degli elettroni. Dall'equazione precedente è possibile ricavare una nuova interpretazione di lunghezza di radiazione: una  $X_0$  è pari a circa  $\frac{7}{9}$  il libero cammino medio di un fotone di alta energia nella materia.

# Ringraziamenti

A conclusione di questo elaborato, desidero ringraziare tutte le persone che mi hanno permesso di arrivare fin qui.

Desidero ringraziare vivamente il mio relatore, Prof. Paolo Maestro, sempre presente, puntuale, disponibile e paziente. Grazie per i Suoi preziosissimi consigli nello svolgimento del lavoro e nella stesura dell'elaborato. La Sua grande professionalità mi ha permesso di approfondire e apprezzare i vari aspetti dell'argomento discusso in questa Tesi contribuendo in modo determinante allo sviluppo della mia capacità di analisi. Grazie infinite per tutto!

Desidero ringraziare moltissimo tutti i Professori che hanno arricchito enormemente il mio bagaglio culturale e mi hanno fatto crescere sia dal punto di vista scientifico sia come persona.

Un ringraziamento speciale va a tutta la mia famiglia che mi ha sempre incoraggiata a seguire le mie passioni e sempre supportata nelle mie decisioni.

Grazie a mamma e babbo che mi hanno trasmesso la bellezza e la passione per la Scienza e che mi sono sempre stati vicino interessandosi al mio percorso.

Grazie ai miei nonni che, con il loro esempio, hanno contribuito, insieme ai miei genitori, a trasmettermi l'importanza dello studio e dello spirito di sacrificio.

Grazie ai miei amici di Fisica per le risate e le giornate passate insieme.

Grazie alle citte della Torre e alle altre mie amiche per le serate spensierate e divertenti trascorse a parlare e ridere.

Grazie agli amici di Ingegneria e Biologia per tutte quelle serate un po' pazze ma divertenti che abbiamo passato a giocare a D&D, a parlare e a guardare anime e ad esplorare i padiglioni di Lucca Comics.

Infine, grazie agli amici della fumetteria per il tempo passato a giocare e ridere insieme.

# Bibliografia

- [1] P.M.S. Blackett, “*Cloud chamber researches in nuclear physics and cosmic radiation*”, Nobel Lecture (1948).
- [2] *Cosa sono i raggi cosmici?*, <https://www.lngs.infn.it/it/raggi-cosmici/>, Accessed: 2012.
- [3] H. Reeves et al., “Galactic Cosmic Ray Origin of Li, Be and B in Stars”, *Nature* **226**, 727–729 (1976).
- [4] M. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (2011).
- [5] E. Amato, “*The origin of galactic cosmic rays*”, [International Journal of Modern Physics](#) **23**, 44 (2014).
- [6] E. Fermi, “*On the origin of the cosmic radiation*”, *Phys. Rev* **75**, 1169 (1949).
- [7] G. Pelettier, “*Fermi Acceleration of astroparticle*”, *lect. Notes Phys.* **58**, 576 (2001).
- [8] E.R. T. Gaisser R. Engel, *Cosmic Rays and particle physics*, Cambridge University Press (2016).
- [9] H. Che et al., “*A Brief Review on Particle Acceleration in Multi-island Magnetic Reconnection*”, *Journal of Physics: Conference Series* **1332** (2019).
- [10] R.D. Blandford et al., “*Particle acceleration by astrophysical shocks*”, *Astrophysical Journal* **221**, L29–L32 (1978).
- [11] A. Oliva (AMS Collab.), “Precision Measurement of Boron to Carbon flux ratio in Cosmic Rays from 2 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station.”, *Proceedings of Science (ICRC2015)* 265 (2015).
- [12] *Particle Data Group. Atomic and Nuclear Properties of Materials*, <https://pdg.lbl.gov/2021/AtomicNuclearProperties/>.
- [13] S. Torii et al. (CALET Collab.), “*The CALorimetric Electron Telescope (CALET) on the International Space Station*”, *Adv. Space Res.* **64**, 2531 (2019).
- [14] S. Torii et al., “*The CALorimetric Electron Telescope (CALET): a high-energy astroparticle physics observatory on the international space station*”, *Proc. Sci.* **75**, 581 (2015).

- [15] S. Torii et al. (CALET Collab.), “*The CALorimetric Electron Telescope (CALET) on the ISS: Preliminary Results from On-orbit Observations since October*”, Proceedings of Science (ICRC2017) **58**, 1092 (2017).
- [16] P. Marrocchesi et al., “*Beam test performance of a scintillator-based detector for the charge identification of relativistic ions*”, Nucl. Instr. and Meth **75**, 477 (2011).
- [17] P. Maestro et al. (CALET collaboration), “*Particle tracking in CALET experiment*”, Proceedings of Science **301**, <https://doi.org/10.22323/1.301.0208> (2018).
- [18] Y. Asaoka et al. (CALET Collab.), “*Energy calibration of CALET onboard the International Space Station*”, Astroparticle Physics **91** (2017).
- [19] Y. Asaoka et al. (CALET Collab.), “*On-orbit operations and online data processing of CALET onboard the ISS*”, Astroparticle Physics **100**, 29–37 (2018).
- [20] O. Adriani et al. (PAMELA Collab.), “*Ten years of PAMELA in space*”, Nuovo Cimento **40**, 473–522 (2017).
- [21] L. Accardo et al. (AMS Collab.), “*High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5 - 500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*”, Phys. Rev. Lett. **113** (2014).
- [22] O. Adriani et al. (CALET Collab.), “*Extended Measurement of the Cosmic-Ray Electron and Positron Spectrum from 11 GeV to 4.8 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station*”, Phys. Rev. Lett. **120** (2018).
- [23] O. Adriani et al. (CALET Collab.), “*Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electron and Positron from 10 GeV to 3 TeV Observed with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station*”, Phys. Rev. Lett. **119** (2017).
- [24] S. Abdollahi et al. (The Fermi-LAT Collab.), “*Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electron and Positron from 10 GeV to 3 TeV Observed with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station*”, Phys. Rev. Lett. **95** (2017).
- [25] G. Ambrosi et al. (DAMPE Collab.), “*Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons*”, Nature **552**, 63–66 (2017).
- [26] Y.S. Yoon et al. (CREAM Collab.), “*Proton and Helium Spectra from the CREAM-III Flight*”, Nature **839**, 5 (2017).
- [27] M. Aguilar et al. (AMS Collab.), “*Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*”, Nature **114** (2015).
- [28] F. Gargano (HERD Collab.), “*The High Energy cosmic-Radiation Detection (HERD) facility on board the Chinese Space Station: hunting for high-energy cosmic rays*”, Proceedings of Science **395** (2021).

- [29] P. Maestro et al. (CALET Collab.), “*CALET Results after Three Years on Orbit on the International Space Station*”, *Physics of Atomic Nuclei* **82** (2019).
- [30] Y. Akaike (CALET Collab.), “*Measurements of Heavy Cosmic-Ray Nuclei Spectra with CALET on the ISS*”, *Journal of Physics: Conference Series* **1181** (2019).
- [31] S. Haino et al. (BESS Collab.), “*Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer*”, *Phys. Lett.* **594**, 35–42 (2004).
- [32] A.D. Panov et al. (ATIC Collab.), “*Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of ATIC-2 experiment: Final results*”, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **73**, 602–605 (2009).
- [33] E. Atkin et al. (NUCLEON Collab.), “*New Universal Cosmic-Ray Knee near a Magnetic Rigidity of 10 TV with the NUCLEON Space Observatory*”, *JETP Letters* **108**, 5 (2018).
- [34] O. Adriani et al. (CALET Collab.), “*Direct Measurement of the Cosmic-Ray Proton Spectrum from 50 GeV to 10 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station*”, *Phys. Rev. Lett.* **122** (2019).
- [35] O. Adriani et al., “*Direct Measurement of the Cosmic-Ray Carbon and Oxygen Spectra from 10 GeV/n to 2.2 TeV/n with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station*”, *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020).
- [36] O. Adriani et al., “*Measurement of the Iron Spectrum in Cosmic Rays from 10 GeV/n to 2.0 TeV/n with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station*”, *Phys. Rev. Lett.* **126** (2021).
- [37] M. Ave et al. (TRACER Collaboration), “*Composition of Primary Cosmic-Ray Nuclei at High Energies*”, *Astrophys. J.* **678** (2008).
- [38] H.S. Ahn et al. (CREAM Collaboration), “*Energy Spectra of cosmic ray nuclei at High Energies*”, *Astrophys. J.* **707** (2009).
- [39] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration), “*First ground-based measurement of atmospheric Cherenkov light from cosmic rays*”, *Phys. Rev. D* **75** (2007).
- [40] J.J. Gomez et al., “*Study of an algorithm for electron-hadron separation in modular homogeneous calorimeters*”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **262**, 284–290 (1987).
- [41] R. Gambelli, “*Sviluppo di un algoritmo basato su Hough transform per la ricostruzione di tracce di particelle cariche nell’esperimento CALET.*”, *Tesi di Laurea triennale in Fisica e Tecnologie Avanzate* (Università di Siena, 2020).
- [42] K. Kasahara, *Proc. of 24th international cosmic ray conference* (Rome, Italy) **1**, 399 (1995).
- [43] *EPICS*, <http://cosmos.n.kanagawa-u.ac.jp/EPICSHome/>.

- [44] R.E. S. Roesler et al., Proceedings of the Monte Carlo Conference, Lisbon, 1033–1038 (2000).