

Università degli Studi di Perugia

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

La misura dei flussi cosmici di elettroni con l'esperimento AMS

Candidato

Alessandro Rossi

Relatore

Bruna Bertucci

Anno Accademico 2004-2005

Indice

Introduzione

Le osservazioni di raggi cosmici sono state per lungo tempo la principale fonte di scoperta e di studio delle particelle elementari. Negli ultimi anni questa connessione si è rinnovata su tematiche quali l'origine dell'asimmetria materia-antimateria o la natura della materia e dell'energia oscura che dominano il nostro universo

In questo contesto, lo spettrometro magnetico AMS è stato concepito per la misura di precisione della composizione e dello spettro energetico dei raggi cosmici in un intervallo di energia che va dal GeV al TeV. L'esperimento, attualmente in fase costruttiva, è previsto essere operativo per un periodo di tre anni a bordo della stazione spaziale internazionale, ISS.

In questo lavoro di tesi viene presentato uno studio delle potenzialità dell'esperimento AMS nella misura del flusso di elettroni cosmici.

Gli elettroni rappresentano una componente minoritaria del flusso dei raggi cosmici e questo ne rende sperimentalmente difficile la misura su un ampio intervallo di energia sia per la debolezza del segnale cercato che per la grande intensità del fondo, costituito principalmente da protoni.

Il nostro lavoro si è concentrato sullo studio delle caratteristiche dei segnali rilasciati da elettroni e i protoni nei diversi rivelatori che compongono AMS, al fine di valutare le quantità più efficaci per discriminazione tra queste due particelle.

Questa analisi si è basata sulle simulazioni Monte Carlo effettuate dalla Collaborazione AMS del passaggio di $\sim 10^9$ protoni e $\sim 10^8$ elettroni con energia compresa tra 1 GeV ed 1 TeV attraverso il rivelatore.

Le motivazioni fisiche per questo studio e le caratteristiche del rivelatore AMS sono brevemente illustrate nei primi due capitoli. La strategia di generazione degli eventi simulati e di ricostruzione degli stessi attraverso il rivelatore sono introdotte nel terzo capitolo. I dettagli dell'analisi ed i criteri di selezione del segnale di elettroni sono presentati nel quarto capitolo.

Nel quinto ed ultimo capitolo i risultati della selezione vengono applicati per valutare le potenzialità di AMS nella misura del flusso.

Capitolo 1

Gli elettroni nei raggi cosmici

I raggi cosmici sono un flusso continuo di radiazione ionizzante, generata e accelerata in sorgenti astronomiche, che incide sull'atmosfera terrestre. La loro composizione è per la maggior parte ($\sim 98\%$) dovuta a nuclei atomici, protoni ed elio, mentre la componente elettronica contribuisce con circa l'1%.

Lo spettro energetico di questo flusso copre un ampio intervallo di energia e il suo andamento è descritto dalla legge di potenza:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-x}$$

l'indice spettrale x assume diversi valori a seconda dell'intervallo di energia che si considera:

$$x = \begin{cases} 2.7 & E \leq 10^6 \text{ GeV} \\ 3.0 & 10^6 < E < 10^9 \text{ GeV} \end{cases}$$

Risulta quindi praticamente impossibile misurare direttamente il flusso di RC al disopra di TeV a causa della sua debole intensità, figura ??, a queste energie, mentre nell'intervallo tra il GeV e il TeV si riesce, oltre che a osservare il flusso, anche a separare le componenti primarie deboli, come gli elettroni, da quelle secondarie generate dall'interazione dei RC primari durante il loro trasporto.

1.1 Gli elettroni cosmici

Lo spettro energetico dei raggi cosmici viene modificato nel processo di propagazione dalle sorgenti fino alle vicinanze della terra dalle interazioni con la materia, con i campi magnetici e con i fotoni che caratterizzano il mezzo interstellare. In particolare, gli elettroni risentono di perdite significative di energia per bremsstra-

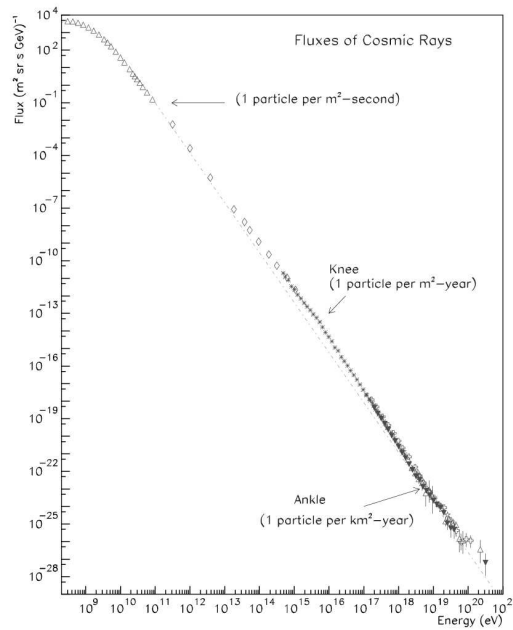


Figura 1.1: Spettro energetico dei raggi cosmici

hlung, radiazione di sincrotrone e diffusione Compton inversa, meno rilevanti per la componente adronica.

Questo fa sì:

- che informazioni dirette sullo spettro energetico degli elettroni alla sorgente possano essere ricavate dall'analisi della loro radiazione elettromagnetica;
- che la misura dello spettro energetico degli elettroni cosmici fornisca informazioni complementari rispetto a quelle dei flussi dei nuclei. In particolare, ad energie tra il GeV e il TeV, lo spettro energetico è reso più ripido dalle continue perdite di energia;
- che la porzione più energetica dello spettro, ad energie dell'ordine del TeV, sia maggiormente influenzata da sorgenti "locali", distanti non più di qualche Kpc dalla terra.

Uno dei maggiori problemi per l'analisi diretta del flusso risiede nella dipendenza di questo dalle condizioni locali in cui viene misurato. Infatti per misure effettuate vicino alla terra si deve tener conto della modulazione geomagnetica e solare che va ad "inquinare" il flusso alle basse energie, al disotto di qualche GeV. Per energie al disopra del TeV, invece, si deve considerare la dipendenza dello spettro energetico dalle condizioni di propagazione nel mezzo interstellare e questo determina un limite sulla distanza delle sorgenti. Nell'intervallo di energia intermedio, cioè tra il GeV

1.2 La misura dei flussi di elettroni

Esperimento	Anno	Energia (GeV)	Misura
Nishimura <i>et al.</i>	1968-1976	30-1000	e totali
Nishimura <i>et al.</i>	1996-1998	30-3000	e totali
Muller and Meyer	1970	10-900	e totali
Prince <i>et al.</i>	1975	9-300	e totali
Tang <i>et al.</i>	1980	5-300	e totali
Muller and Tang	1984	10-20	e totali, frazione e^+
BETS	1997-1998	10-100	e totali
Fanselow <i>et al.</i>	1965-1966	0.05-14.3	e^- , e^+ , frazione di e^+
Buffington <i>et al.</i>	1972	4-50	e^- , e^+ , frazione di e^+
Golden <i>et al.</i>	1976	4.5-14.3	e^- , e^+ , frazione di e^+
MASS	1989	4-13	e^- , e^+ , frazione di e^+
TS93	1993	5-60	frazione di e^+
CAPRICE	1994	0.46-43.6	e^- , e^+ , frazione di e^+
CAPRICE	1998	4-30	e^- , e^+ , frazione di e^+
HEAT	1994	5-100 (50)	e^- , e^+ , frazione di e^+
HEAT	1995	1-100 (50)	e^- , e^+ , frazione di e^+
HEAT/PBAR	2000	5-16.4	frazione di e^+
AMS	1998	0.2-40 (3)	e^- , e^+ , frazione di e^+

Tabella 1.1: Sommario degli esperimenti di misura dei flussi di elettroni e positroni nei raggi cosmici. Nella parte superiore sono riportati i risultati degli esperimenti sprovvisti di un sistema di riconoscimento della carica, mentre in quella inferiore quelli degli spettrometri magnetici.

e il TeV, ciò che è lecito attendersi è che lo spettro energetico sia reso più ripido dalle continue perdite di energia e che quindi l'indice spettrale nella legge $E^{-\alpha}$ possa assumere differenti valori a seconda delle condizioni al contorno nella distribuzione delle sorgenti.

1.2 La misura dei flussi di elettroni

Come detto precedentemente gli elettroni rappresentano soltanto una frazione minoritaria del flusso totale dei raggi cosmici e questo fatto pone dei seri limiti alla misura dello spettro energetico. I principali problemi che si devono affrontare sono:

- debolezza del segnale;
- gran rumore di fondo dovuto alla componente nucleare dei raggi cosmici. Il rapporto tra i flussi di elettroni e quello di protoni va da $i \sim 10^{-2}$ ad energie di qualche GeV fino ai $10^{-3 \div 4}$ per energie vicine al TeV;

- abbondante produzione di e^\pm nelle interazioni dei raggi cosmici primari con l'atmosfera terrestre, questo contribuisce con circa il 5(10)% del flusso di elettroni a 10 GeV negli strati superiori dell'atmosfera.

Le caratteristiche principali che, quindi, un rivelatore deve avere per poter effettuare una corretta misura del flusso sono una grande accettazione e lunghi tempi di esposizione, volte ad aumentare la bassa statistica soprattutto nelle regioni dello spettro dove il flusso è estremamente basso. Inoltre con una buona capacità di discriminazione contro i protoni ($\sim 10^5$) si può estendere la misura della componente elettronica fino alla scala del TeV.

In tabella ?? sono riportati gli esperimenti che hanno avuto un ruolo principale nella misura dei flussi di elettroni e il relativo intervallo energetico coperto. La parte superiore racchiude i rivelatori senza un apparato di distinzione della carica mentre quella inferiore gli spettrometri magnetici. Gli intervalli energetici vanno dal minimo al massimo valore misurato ma si deve considerare che il valore caratterizzante l'intervallo per la determinazione del flusso è sensibilmente inferiore, questo è dovuto ai diversi metodi di analisi. Ad esempio l'energia massima per TS93 è 63 GeV mentre l'energia media nella determinazione del flusso è solo 22 GeV contro i 34 GeV per l'esperimento HEAT che ha un'energia massima inferiore.

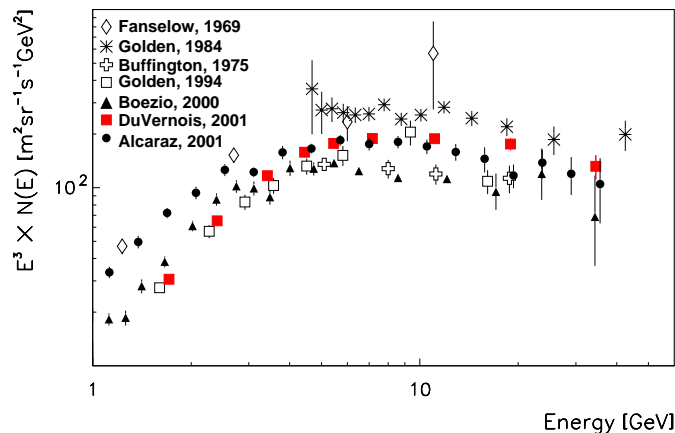


Figura 1.2: Sommario delle misure del flusso di e^- . I flussi sono scalati per E^3 in modo da rendere meglio apprezzabili le differenze su 3 ordini di grandezza di intensità del flusso.

I principali componenti per la misura dei flussi elettronici sono rivelatori compatti a cascata e, per gli esperimenti più moderni, calorimetri a immagine ai quali è affidato il compito della distinzione tra cascate di elettroni e sciami adronici o fotonici. Il problema comune è rappresentato dalla mancanza di calibrazione ad energie al disopra di qualche centinaio di GeV. Per questo motivo, e per migliorare la capacità di distinzione delle particelle, sono utilizzate altre tecniche per la selezione dei

1.2 La misura dei flussi di elettroni

segnali. Solitamente si hanno odoscopi a tempo di volo (TOF), rivelatori a radiazione di transizione (TRD) e a luce Čerenkov utilizzati insieme a contatori di sciame e spettrometri magnetici in modo tale da avere ridondanza nell'identificazione delle particelle.

Andando a osservare le misure dirette dello spettro degli elettroni ottenute con spettrometri magnetici, figura ??, si nota come i vari risultati possono differire di un fattore ≈ 2 . Le differenze risultano meno pronunciate ma comunque ancora significative per i risultati più recenti, rappresentati in figura ?? dai simboli pieni. Le cause per questa dispersione vanno ricercate nelle incertezze sistematiche legate ai rivelatori quali accettazione, risoluzione e discriminazione del fondo e nelle differenti valutazioni delle correzioni atmosferiche.

Capitolo 2

L'esperimento AMS

Nel capitolo precedente si è discusso della misura dello spettro degli elettroni e delle difficoltà che si devono affrontare per ridurre al minimo gli errori di tale misura. Riassumendo il tutto si può affermare che le grandi incertezze sperimentali ad energie al disopra di qualche GeV siamo principalmente dovute:

- alla debolezza del segnale cercato il che comporta un rivelatore di grande accettazione ed un lungo tempo di esposizione;
- alla necessità di selezionare una componente debole, quale quella degli elettroni, all'interno del flusso totale, dominato dai protoni.

La grande accettazione geometrica di AMS, $A_{geom} \sim 0.5 \text{ m}^2\text{sr}$ ad energie superiori al GeV, ed il lungo tempo di esposizione ($\Delta t \sim O(10^8)s$), permetteranno di raccogliere una statistica significativa fino ad energie dell'ordine del TeV ed inoltre in questo campione gli elettroni potranno essere distinti dai protoni grazie alla combinazione di più rivelatori:

- lo spettrometro magnetico: dalla misura della deflessione delle particelle in campo magnetico è possibile determinare il segno della carica;
- il rivelatore di radiazione di transizione: alle energie di interesse gli elettroni sono particelle relativistiche e rilasciano dunque un segnale diverso rispetto ai protoni, fino a rigidità dell'ordine del centinaio di GeV;
- il calorimetro elettromagnetico: le caratteristiche del deposito di energia di elettroni e protoni sono sostanzialmente diverse;
- la misura della velocità: un sistema di tempo di volo ed un rivelatore Čerenkov permettono una misura della velocità delle particelle che attraversano l'apparato e quindi possono essere separati elettroni relativistici da protoni non relativistici fino a rigidità di decina di GeV.

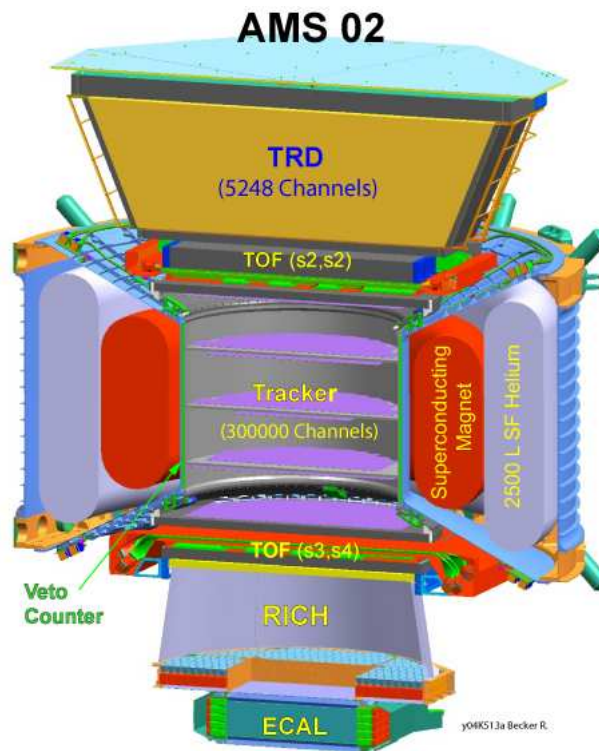


Figura 2.1: Rappresentazione schematica del rivelatore AMS

2.1 Lo spettrometro magnetico

Il compito principale dello spettrometro magnetico è quello di misurare la rigidità della particella, dove per rigidità si intende il rapporto tra la quantità di moto e la carica $R = \frac{p}{q}$, la q è generalmente espressa in termini di carica fondamentale dell'elettrone $q = \pm Ze$. La determinazione della rigidità viene effettuata tramite la misura della deflessione della traiettoria della particella causata dalla presenza di un campo magnetico noto.

Come è risaputo il moto di una particella carica immersa in campo magnetico è determinato dall'azione della forza di Lorentz:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

la quale genera nel piano perpendicolare alla direzione del campo una traiettoria circolare con raggio di curvatura r che dipende esclusivamente da R e da B :

$$r = \frac{p}{qB} = \frac{R}{B}$$

2.1 Lo spettrometro magnetico

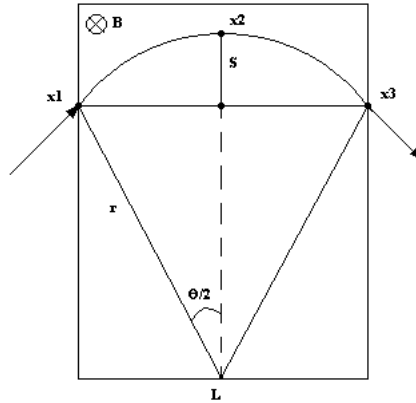


Figura 2.2: Rappresentazione schematica del metodo sperimentale di misura della rigidità

In figura ?? è mostrato schematicamente il metodo sperimentale di misura. Considerando una regione di dimensione L immersa in un campo magnetico uniforme B sono necessari almeno tre punti per determinare la traiettoria della particella. Da calcoli geometrici si può ricavare la relazione tra L e r :

$$L = 2r \sin(\theta/2) \sim 2r(\theta/2)$$

l'approssimazione per piccoli angoli è consentita poiché è valida la relazione $r \gg L$. Da questa relazione si può ricavare quella per la sagitta S :

$$S = r(1 - \cos(\theta/2)) \sim r \frac{\theta^2}{8} = \frac{qBL^2}{8p} = \frac{BL^2}{8R}$$

che lega direttamente la rigidità a una grandezza misurabile.

La ricostruzione della traccia per AMS è affidata a 8 piani di rivelatori al silicio a doppia faccia e a un magnete superconduttore che genera un campo di circa $0.85 T$. Il magnete è formato da 14 anelli superconduttori, due dei quali sono i dipoli magnetici principali, di dimensione maggiore e utilizzati per formare il campo magnetico trasverso, mentre i restanti 12 sono utilizzati per minimizzare il campo magnetico al di fuori del magnete.

I piani di rivelatori al silicio sono posti 6 all'interno del magnete e 2 ai suoi estremi; ciascun piano è composto da una serie di moduli, detti *ladder*, per una superficie attiva complessiva di circa $6 m^2$ e circa 200000 canali di lettura. Ciascun ladder è composto da un numero variabile (da 7 a 15) di placchette di silicio a doppia faccia, questo permette la lettura indipendente del segnale nel piano di curvatura (lato S ,

asse y) e in quello di non curvatura (lato K, asse x) e quindi una ricostruzione bidimensionale della traccia.

Per minimizzare il materiale i ladder son fissati a una struttura in alluminio e fibre di carbonio a nido d'ape e lo spessore del piano rivelatore è circa lo 0.65% di una lunghezza di radiazione.

Un'altro compito dello spettrometro è la misura della carica attraverso l'analisi dei depositi di energia nei vari piani. Infatti una particella carica ad alta energia che attraversa un materiale trasferisce a questo una parte di questa energia. Il principale responsabile di questo rilascio è lo scattering anelastico con gli elettroni atomici che a causa del trasferimento di energia si eccitano o addirittura vengono "strappati" all'atomo con conseguente ionizzazione di quest'ultimo.

La quantità di energia rilasciata dipende da molti fattori, dipendente sia da caratteristiche del materiale che da quelle della particella incidente, ed è descritta, in buona approssimazione, dalla legge di *Bethe-Bloch*:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

- $K=4\pi N_a r_e^2 m_e c^2$ ($\sim 0.31 \text{ MeV cm}^2$);
- r_e : raggio classico dell'elettrone;
- z : carica della particella incidente;
- Z, A : numero atomico e massa atomica del materiale attraversato;
- I : potenziale di eccitazione medio;
- T_{max} : massima energia cinetica trasferita agli elettroni atomici in una singola collisione;
- δ : termine di correzione per gli effetti di densità;

dove è importante notare come il rilascio di energia sia dipendente dalla carica e dalla velocità della particella. Nel silicio una particella ionizzante al minimo rilascia un'energia media di $1.66 \text{ MeV cm}^2 g^{-1}$ ed essendo l'energia di banda proibita inferiore a questo valore e l'energia per produrre una singola coppia elettrone-lacuna $\sim 3.6 \text{ eV}$ vengono generate circa 80 coppie al micron.

2.2 Il sistema di anticoincidenza

Le anticoincidenze di AMS producono un segnale ogni volta che i raggi cosmici vanno ad interagire con le strutture di sostegno e il magnete dello spettrometro. Questo segnale è utilizzato sostanzialmente come veto per il *trigger*. Questa acquisizione viene effettuata tramite 8 contatori formati da scintillatori posizionati in modo da formare un cilindro dentro il quale è posto il tracciatore.

2.3 Il sistema di tempo di volo (TOF)

Per la completa identificazione di una particella è necessario sapere, oltre alla sua carica, anche la sua massa. A questo si può giungere, una volta note carica e rigidità, attraverso la misura della sua velocità β . Infatti:

$$R = \frac{p}{Ze} = \frac{\gamma m \beta}{Ze}$$

da cui è semplice ricavare m

$$m = \frac{R}{\gamma \beta} Ze$$

Uno dei metodi per misurare la velocità di una particella è il sistema di tempo di volo. Attraverso questo metodo si va a misurare il tempo, T , che una particella impiega per percorrere la distanza tra due punti in cui è possibile rilevare il suo passaggio. Conoscendo, quindi, la distanza, L , di questi due punti è possibile risalire alla sua velocità β :

$$\beta = \frac{L}{Tc}$$

Per la misura del tempo di volo è necessario un apparato che abbia dei tempi di risposta piuttosto rapidi (dell'ordine dei ns) poichè, vista l'elevata velocità delle particelle, β è difficilmente inferiore a 0.5, e date le ridotte dimensioni di un rivelatore, dell'ordine del metro, l'intervallo temporale risulta essere assai piccolo (per $\beta \sim 0.5$ e $L \sim 1 m$ si ha $T \sim 10 ns$). Caratteristica di questo tipo di misura è che riesce anche ad individuare il verso d'arrivo della particella, altra informazione necessaria per determinarne il segno della carica.

Il TOF di AMS è costituito da quattro piani di scintillatori, due al disopra e due al disotto del magnete. Ciascun piano è formato da 12 contatori di larghezza 11 cm e spessore 1 cm , questi sono letti da due fototubi per lato tranne i due più esterni che, avendo forma trapezoidale, sono letti da tre fototubi. In ogni coppia i piani sono posti ortogonalmente in modo tale da formare una sorta di griglia per l'individuazione del punto di passaggio della particella.

La risoluzione attesa per il TOF di AMS è di 150/170 ps che permette di discriminare protoni ed elettroni fino a un'energia di qualche GeV.

2.4 Il rivelatore Čherenkov (RICH)

La radiazione Čherenkov è una radiazione elettromagnetica emessa ogni qual volta una particella si trova ad attraversare un mezzo con indice di rifrazione n con una velocità v maggiore di quella della luce in quel mezzo. Questo fatto comporta che l'effetto avvenga solo al disopra di una certa soglia: $\beta_{thr} = 1/n$. In figura ?? si nota,

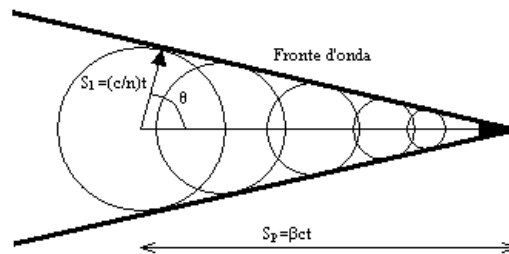


Figura 2.3: Schema della costruzione di Huygens dei fronti d'onda relativi alla radiazione Čherenkov

tramite semplici considerazioni geometriche, che la radiazione viene emessa con il fronte d'onda ad un angolo θ_c che soddisfa la relazione:

$$\cos \theta_c = \frac{ct}{n} \cdot \frac{1}{vt} = \frac{1}{n\beta}$$

l'angolo è minimo per $\beta = \beta_{thr} \rightarrow \theta_c = 0$, mentre assume il valore massimo di $\theta_c = \arccos \frac{1}{n}$ quando $\beta = 1$.

Inoltre si ha che il numero di fotoni di luce Čherenkov emessi è espresso dalla relazione:

$$\frac{dN_{ph}}{d\omega} = z^2 \alpha L \sin^2 \theta_c$$

in cui L è il cammino percorso all'interno del radiatore, α la costante di struttura fine, z la carica della particella ed ω la frequenza del fotone emesso. Come è, quindi, evidente la dipendenza dalla carica della distribuzione dei fotoelettroni permette l'identificazione di quest'ultima.

L'esperimento AMS utilizza un contatore RICH (*Ring Imaging Čherenkov*) che è un particolare rivelatore differenziale basato sull'idea di formare, tramite i fotoni, un anello di luce sulla superficie fotosensibile dell'apparato e da questo ricostruire il

2.5 Il rivelatore di radiazione di transizione (TRD)

cono di luce e misurare così l'angolo di emissione.

I componenti del RICH di AMS sono: uno strato di *aerogel*, dello spessore di 2 cm e con indice di rifrazione $n = 1.05$, che funge da materiale radiatore e, separato da un volume di vuoto di 40 cm circondato da specchi addetti all'espansione del cono di luce, un piano fotosensibile. Per il RICH è prevista una sensibilità di $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-3}$ in un intervallo di energia 4-12 GeV.

2.5 Il rivelatore di radiazione di transizione (TRD)

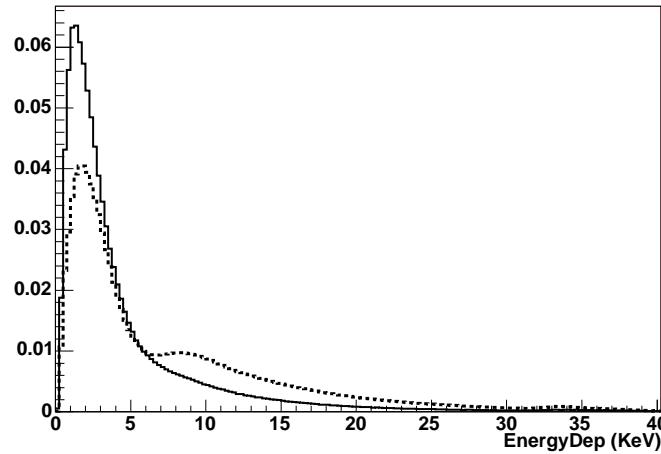


Figura 2.4: Energia raccolta tramite la simulazione di montecarlo per elettroni (linea tratteggiata) e protoni (linea continua) nel TRD

La radiazione di transizione è un'emissione di energia che si ha ogni qual volta una particella carica ad alta energia incontra una discontinuità nell'indice di rifrazione del mezzo attraversato. Mentre una particella si avvicina alla superficie di discontinuità si può schematicamente dire che forma un dipolo elettrico con la sua carica immagine e ciò induce una variazione nel tempo dell'intensità del campo elettrico e quindi emissione elettromagnetica. Essendo l'energia irradiata W proporzionale al boost di Lorentz, γ :

$$W = \frac{1}{3}\alpha\hbar\omega_p\gamma$$

dove ω_p , *pulsazione di plasma*:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

è possibile attraverso questa discriminare particelle ultrarelativistiche, come e^- e e^+ , da particelle più pesanti come i protoni, infatti per un energia di 15 GeV si ha $\gamma_e \sim 30000$ mentre $\gamma_p \sim 15$.

Il TRD di AMS è costituito da una struttura di alluminio con telaio a nido d'ape al cui interno si trovano 60 *cm* di materiale attivo suddiviso in 20 strati. Ciascuno di questi è costituito da un foglio di materiale radiante (fibra di polipropilene) spesso 22 *mm* e da una serie di tubi proporzionali dello spessore di 6 *mm* in grado di rilevare sia la perdita di energia per ionizzazione che l'eventuale emissione per radiazione di transizione. Di questi 20 strati i primi e gli ultimi 4 misurano la coordinata nel piano (y,z) mentre i restanti nel piano ortogonale (x,z).

La sostanziale differenza nei depositi di energia, come si vede in figura ??, permette un grado di reiezione e/p dell'ordine $\sim 10^{-3}$ fino a rigidità di ~ 300 GeV.

2.6 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)

Il ruolo principale del calorimetro a piombo e fibre scintillanti di AMS è quello di misurare l'energia di fotoni, elettroni e positroni cosmici, consentendo contemporaneamente la reiezione della componente adronica.

Infatti, le diverse interazioni che caratterizzano la componente elettromagnetica e nucleare con la materia, fanno sì che - a parità di energia iniziale - l'energia rilasciata dalle due componenti sia sostanzialmente diversa per entità e topologia del deposito.

L'accelerazione degli elettroni nel campo dei nuclei dà origine a fotoni di bremsstrahlung, i quali a loro volta possono convertire in coppie di e^+e^- le quali, se sufficientemente energetiche, interagiscono con il materiale irradiando a loro volta o possono essere assorbite. Lo sciame di particelle così formato viene "misurato" durante il suo sviluppo in strati di fibre scintillanti, permettendoci di ricostruire l'energia iniziale della particella incidente.

Per gli adroni, un processo analogo può avvenire solo a causa delle interazioni forti con i nuclei del materiale. Tuttavia, le caratteristiche dei processi coinvolti, fanno sì che lo sciame adronico cominci ad evolversi a profondità maggiori rispetto a quello elettromagnetico, per un rilascio complessivo di energia molto minore nel volume del rivelatore.

Il calorimetro di AMS è un calorimetro a strati di piombo e fibre scintillanti con un'area attiva di 68.5×68.5 *cm*² ed uno spessore di 16.65 *cm* per un totale di 17 lunghezze di radiazione.

È costituito da 9 "super-moduli" sovrapposti, ciascuno composto da 11 fogli di

2.6 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)

piombo (1 mm di spessore) alternati a strati di fibre scintillanti. Le fibre all'interno di ciascun "super-modulo" sono disposte parallelamente tra loro e lette, da una sola estremità, da fotomoltiplicatori. La capacità di ricostruire tri-dimensionalmente lo sviluppo degli sciami è realizzata disponendo alternativamente i super-moduli con le fibre parallele all'asse x (4 strati) ed ortogonali ad esso (5 strati). La granularità di lettura dei segnali provenienti dal calorimetro è di celle di 35 fibre, corrispondenti a circa $9 \times 9 \text{ mm}^2$, per un totale di 1296 celle.

Le ridotte dimensioni dell'area attiva del calorimetro sono un compromesso tra le limitazioni sul peso, necessarie per un rivelatore che debba essere inviato nello spazio, e l'obiettivo di avere una possibilità di discriminare di un fattore $O(10^3)$ la componente elettromagnetica e adronica fino ad energie di qualche centinaio di GeV.

Capitolo 3

La simulazione MonteCarlo

Per valutare la risposta del rivelatore AMS al passaggio dei raggi cosmici è stato analizzato il risultato di una simulazione MonteCarlo basata sul software GEANT. La descrizione geometrica inserita nella simulazione è costruita attraverso i disegni e le misure prese direttamente durante l'assemblaggio. Il compito principale di GEANT è, invece, quello di simulare i depositi di energia e le interazioni tra le particelle e il materiale che costituisce il rivelatore. I segnali fisici sono convertiti nelle quantità digitali o analogiche che si otterrebbero dalla lettura dei rivelatori e sottoposti alla stessa procedura di ricostruzione dell'evento che sarà applicata ai dati reali. In uscita a questa simulazione e ricostruzione degli eventi si hanno dei dati compressi, organizzati in strutture del pacchetto software ROOT, che contengono la cinematica dell'evento generato, i segnali raccolti nei diversi rivelatori di AMS e le informazioni cinematiche della particella ricostruita.

In questo capitolo verranno brevemente descritte le procedure di generazione, simulazione e ricostruzione degli eventi MonteCarlo utilizzati nella collaborazione AMS ed analizzati in questo lavoro di tesi.

Per poter valutare nella maniera più accurata possibile l'accettanza di AMS, la generazione degli eventi deve tener conto sia delle reali caratteristiche che hanno i raggi cosmici, quali isotropia e diminuzione secondo legge di potenza dell'intensità del flusso, che delle necessità statistiche e di gestione che l'analisi dei dati richiede.

3.1 La generazione degli eventi

Una simulazione consiste nel generare in modo casuale delle particelle che abbiano uno spettro energetico e una distribuzione spaziale in accordo con quelle del problema fisico che si vuole andare ad analizzare. Nel caso di AMS, quindi, sono stati

prodotti flussi di particelle che vanno a “colpire” isotropicamente il rivelatore e con energie comprese tra 0.5 e 1800 GeV.

Data la ripida legge di potenza che caratterizza lo spettro energetico dei raggi cosmici, si è posto un problema di ottimizzazione nella scelta dello spettro energetico di generazione. Per poter disporre di un campione significativo di eventi alle energie più alte, mantenendo comunque limitato il numero totale di eventi generati, si è scelto di simulare un flusso con spettro energetico meno ripido di quello reale, $dN/dE \propto E^{-1}$. In aggiunta, gli eventi sono stati generati in tre intervalli di energia differenti, $0.5 \div 10 GeV$, $10 \div 200 GeV$ e $200 \div 1789 GeV$. Ogni intervallo ha un peso statistico differente quindi ciascuno di essi è analizzato separatamente e, soltanto alla fine, tutti e tre vengono combinati, considerando i diversi pesi, in un unico intervallo.

Una distribuzione spaziale isotropa è, invece, ottenuta racchiudendo AMS all'interno di un volume e generando le particelle a partire da ciascun punto della superficie superiore con una distribuzione spaziale uniforme, cioè coprendo un angolo solido di 2π . Il volume scelto per AMS è un cubo concentrico e coassiale con il rivelatore la cui accettazione per la superficie superiore è facilmente calcolabile:

$$A(p) = \frac{N(p)}{\Delta t \phi(p)} = \int_{S,\Omega} d\hat{\sigma} \cdot d\hat{\Omega} = l^2 \int_{\Omega} \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi = -\frac{\pi l^2}{2} \int_0^{\pi} d \cos^2 \theta = \pi l^2$$

dove $N(p)$ è il numero di particelle, appartenenti ad un flusso $\phi(p)$, con momento p che attraversano la superficie nell'intervallo Δt mentre l è il lato del cubo.

Chiaramente non tutte le particelle generate attraverseranno l'area sensibile di AMS o verranno ricostruite correttamente. Per calcolare l'accettazione di AMS in funzione dell'energia delle particelle, si dovrà quindi effettuare il rapporto tra le particelle generate e quelle rivelate secondo l'espressione:

$$A_{AMS}(p) = A(p) \cdot \frac{N_{rec}(p)}{N_{gen}(p)} = \pi l^2 \cdot \eta$$

Il lato l del cubo è 3.9 m questo implica che $\pi l^2 = 47.78 m^2 sr$.

3.2 La ricostruzione degli eventi

Il trigger di base per particelle cariche dell'esperimento AMS sarà basato sulla coincidenza temporale dei segnali del TOF in congiunzione con un numero massimo di segnali dal sistema di anticoincidenze. Nel MonteCarlo, come nell'acquisizione reale, solo gli eventi che soddisfano le condizioni del trigger sono scritti in uscita e presi in considerazione per la ricostruzione. Il primo passo della ricostruzione consiste

3.2 La ricostruzione degli eventi

nel trattare ogni rivelatore che compone AMS in modo indipendente dagli altri. In ognuno vengono ricercati canali di output che siano coerenti tra loro (*pattern*) e si crea un oggetto C++ che contiene tutte le informazioni portate da questi. A questo punto questi oggetti vengono utilizzati per indentificare patterns di livello superiore che aggiungono altre informazioni che a loro volta sono salvate in oggetti. Attraverso questo processo sequenziale di ricostruzione si viene a creare una struttura gerarchica di oggetti che permette sempre di ricollegare le caratteristiche dei livelli più alti alle informazioni dei livelli più bassi con cui sono costruite. Questi risultati sono salvati utilizzando la struttura dati dei ROOT TTree che contiene anche tutte le informazioni sulla particella di MonteCarlo generata.

Quando sono stati ricostruiti i livelli più alti di tutti i rivelatori, TrdTrackR, TrTrackR, RichRingR e EcalShowerR, si cerca di combinarli per costruire il livello più alto della struttura di ricostruzione, ParticleR. La costruzione di questo oggetto parte da una combinazione spaziale e un'interpolazione geometrica della traccia ricostruita in ciascun rivelatore dopodiché si cercano di combinare anche le altre informazioni. Il passo finale della ricostruzione consiste nel creare l'oggetto BetaR, che

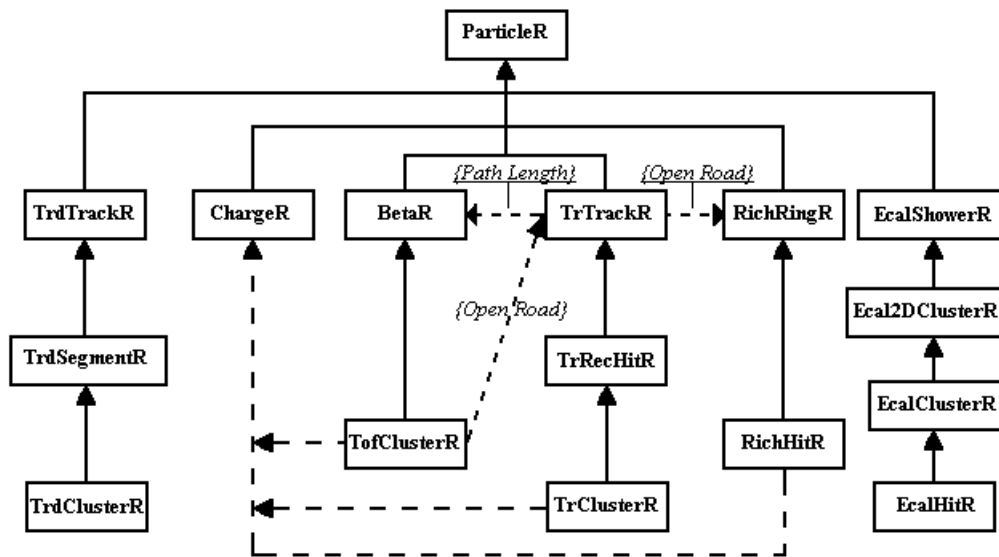


Figura 3.1: Schematizzazione della gerarchia degli oggetti C++ che descrivono l'evento ricostruito

contiene la velocità, attraverso le informazioni temporali del TOF e quelle spaziali del TrTrackR, e nell'analizzare l'ampiezza dei segnali raccolti nel RICH, nel TRACKER e nel TOF attraverso i quali è ricostruito il modulo della carica che viene poi salvato nell'oggetto ChargeR.

Il ruolo più importante in questa ricostruzione lo ha il TRACKER poiché è l'oggetto

	Range	Gener.	Registrati		Pre-sel.		Totale
	GeV	10^6 Evt.	10^6 Evt.	Ratio	10^6 Evt.	Ratio	Ratio
Protoni	0.5-10	929.0	23.5	0.0253	0.04	0.0017	0.432×10^{-4}
	10-200	928.0	42.7	0.0460	0.16	0.0039	1.779×10^{-4}
	200-1789	280.0	15.2	0.0541	0.11	0.0073	3.927×10^{-4}
Elettroni	0.5-10	200.0	7.0	0.0351	1.7	0.237	8.308×10^{-3}
	10-200	76.0	3.9	0.0499	0.75	0.197	9.808×10^{-3}
	200-1789	9.4	0.54	0.0580	0.085	0.156	9.020×10^{-3}

Tabella 3.1: Tavola schematica della produzione statistica per AMS. I fattori di riduzione sono considerati rispetto alla colonna precedente mentre l'ultima colonna è il rapporto tra la preselezione e gli eventi generati (i fattori di riduzione per i protoni sono così bassi poiché si selezionano solo quelli con carica ricostruita negativa).

con la miglior risoluzione spaziale e inoltre è l'unico che può assegnare un segno alla carica.

3.3 La produzione montecarlo AMS

La produzione di montecarlo per AMS è stata effettuata nel periodo tra Febbraio e Agosto 2004 attraverso venti siti di produzione sparsi tra Europa, Cina e USA. In Italia è stata dapprima effettuata presso le sedi INFN di Milano, Siena, Bologna e Perugia e poi presso il Centro Nazionale per la telematica e l'informatica (CNAF) dell'INFN. Per ogni tipo di particella rilevabile da AMS è stata fatta una produzione con lo spettro energetico precedentemente descritto (sezione 3.1).

Le particelle che sono di interesse per questo lavoro sono gli elettroni, che rappresentano il segnale principale, e i protoni, che sono la principale sorgente di rumore per il flusso elettronico. La produzione per questi due tipi di particelle è di 300×10^6 eventi per i primi e di 2.2×10^9 eventi per i secondi. Questa differenza comporta una maggiore accuratezza nella misura dell'accettanza per i protoni rispetto agli elettroni ma questo va a rispecchiare la reale situazione poiché, come detto precedentemente, il flusso degli elettroni è inferiore rispetto a quello dei protoni di circa 2 ordini di grandezza. Nella tabella ?? sono riportati il numero di eventi generati, il numero di quelli registrati e infine quelli che hanno superato la preselezione ed i rispettivi valori di riduzione. I criteri di preselezione saranno descritti nel capitolo successivo.

Capitolo 4

La selezione degli eventi

In questo capitolo verranno descritti i metodi di analisi e di selezione degli eventi. In primo luogo si parla dei criteri di preselezione e della iniziale contaminazione del segnale elettronico da parte del fondo di protoni ricostruiti con carica negativa. Successivamente verranno affrontate le cause di tale fondo e gli obiettivi che si vogliono raggiungere. Infine saranno descritti i vari tagli. Questi criteri di selezione non verranno trattati in maniera sequenziale ma saranno suddivisi in categorie contraddistinte dal rivelatore che ha effettuato la misura della grandezza in questione.

4.1 La preselezione

Non tutte le particelle “ricostruite” in AMS sono definite a partire da un’informazione completa in tutti i rivelatori. Sia per problemi dell’algoritmo di ricostruzione che a causa di inefficienze geometriche e/o di rivelazione dei diversi sistemi, esiste la possibilità di ricostruzioni parziali dell’evento. Prima di passare all’analisi vera e propria dei dati simulati si applicano quindi dei criteri di preselezione volti ad identificare gli eventi completamente ricostruiti ed a ridurre il campione di dati da analizzare.

In particolare, le richieste fatte sono:

- alla particella deve essere associata una traccia nel TRACKER, ovvero deve essere presente una misura di rigidità;
- alla particella deve essere associata una traccia nel TRD;
- deve essere ricostruito un valore assoluto della carica compatibile con quello degli elettroni, ovvero $Z=1$;

- il segno della carica deve essere negativo.

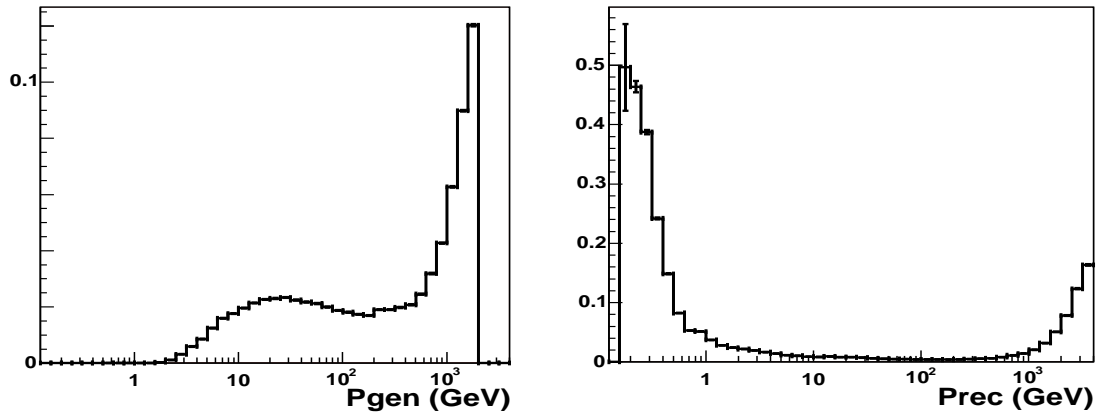


Figura 4.1: Confusione di carica per i protoni; a sinistra in funzione del momento generato, a destra di quello ricostruito

In figura ?? è rappresentata la frazione di eventi di protone che passa la preselezione in funzione della rigidità generata (sinistra) e ricostruita (destra). É da notare come il massimo della confusione di carica avvenga per protoni con alta energia. Tuttavia all'errata ricostruzione del segno della carica si accompagna in una frazione significativa dei casi anche una non corretta valutazione del valore assoluto della rigidità, per cui in termini di momento ricostruito, ovvero quello che sperimentalmente misuriamo, la confusione di carica è rilevante anche a basse energie.

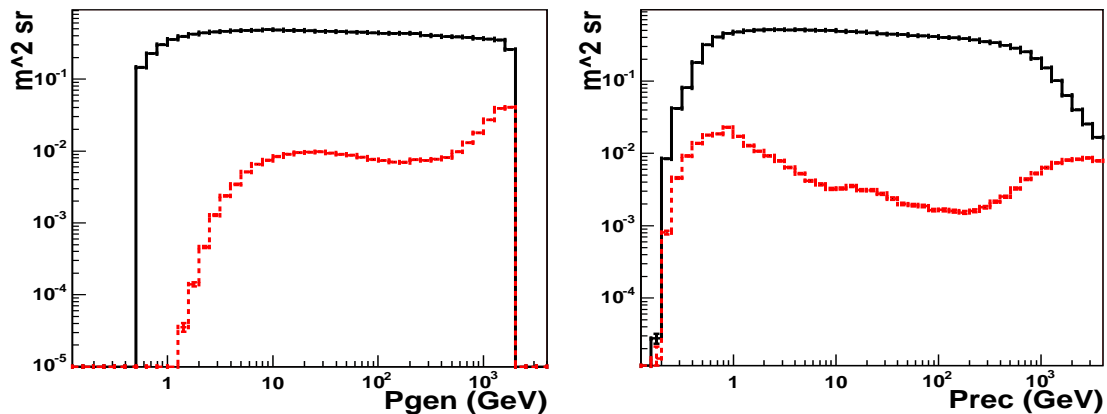


Figura 4.2: Accettanza per elettroni (linea continua) e protoni con carica negativa (linea tratteggiata) dopo la preselezione

In figura ?? sono mostrate le accettanze per elettroni e protoni dopo la preselezione in funzione dell'energia.

A causa della diversa forma spettrale e delle abbondanze relative di protoni ed

4.2 La reiezione del fondo

elettroni nei raggi cosmici, la confusione di carica dei protoni prevista al livello di preselezione corrisponde ad un importante livello di contaminazione della misura del flusso. Infatti, come si può vedere in figura ??, dove è presentata la frequenza dei conteggi (*rate*) di elettroni e protoni che verrebbero misurati da AMS dopo la preselezione, già ad energie superiori a qualche decina di GeV i protoni costituiscono la maggioranza delle particelle misurate con carica negativa e comunque al disotto di questa soglia rappresentano una frazione significativa della rate.

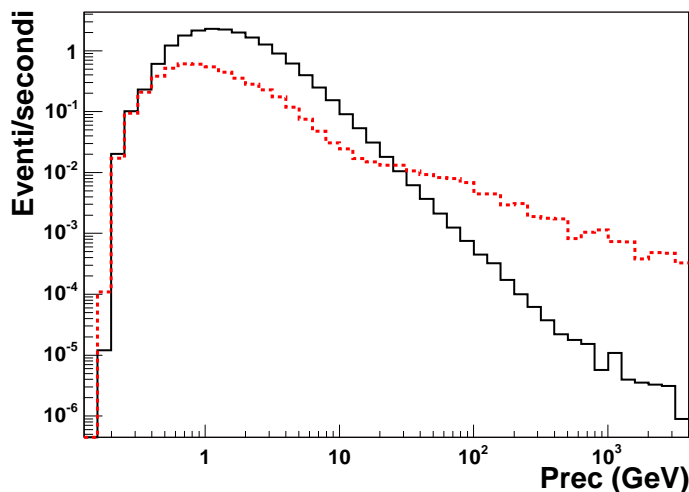


Figura 4.3: Rate per elettroni (linea continua) e protoni con carica negativa (linea tratteggiata) dopo la preselezione

4.2 La reiezione del fondo

Le cause che danno origine al fondo di protoni sono da ricercare sia nelle interazioni di questi con i vari materiali che costituiscono il rivelatore sia nell'andamento della risoluzione del tracciatore. Come è mostrato in figura ?? le interazioni dei protoni con il materiale danno origine a particelle o sciami di particelle secondarie ed essendo queste ad essere rivelate nel detector si hanno eventi ricostruiti che nulla hanno a che vedere con l'originaria particella. Dall'analisi di figura ??, che mostra la risoluzione del tracciatore per i protoni in funzione dell'energia generata, si può notare come a basse ma soprattutto ad alte energie ci sia una grande difficoltà nel misurare correttamente il momento della particella. Infatti, a causa dell'alta energia, il raggio di curvatura all'interno del campo magnetico è talmente grande che le ridotte dimensioni del tracciatore non ne consentono un'accurata misura ed è quindi molto probabile avere un evento di questo tipo con una traccia ricostruita poco o addirittura per niente coerente con quella effettiva.

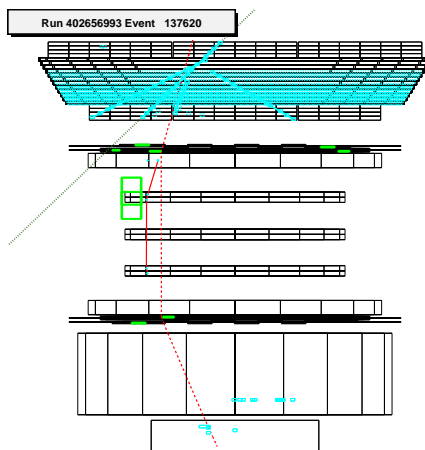


Figura 4.4: Ricostruzione schematica di un evento della simulazione

Attraverso dei tagli sulle varie grandezze misurate da AMS si cerca di minimizzare questa componente di fondo in modo tale da avere molti più eventi per gli elettroni che per i protoni, quindi considerando che:

$$\frac{N_e}{N_p} = \frac{\Phi_e A_e}{\Phi_p A_p} = \frac{\Phi_e}{\Phi_p} R_{e/p}$$

dove con dN_e e dN_p si intende il numero di elettroni e protoni rilevati in un dato intervallo di energia, con Φ_e e Φ_p i due flussi e con A_e e A_p le due accettanze, l'obiettivo è quello di raggiungere un potere di reiezione $R_{e/p}$, che non è altro che il rapporto delle accettanze, di almeno un ordine superiore al rapporto dei flussi che sappiamo essere un $\mathcal{O}(10^{-2})$.

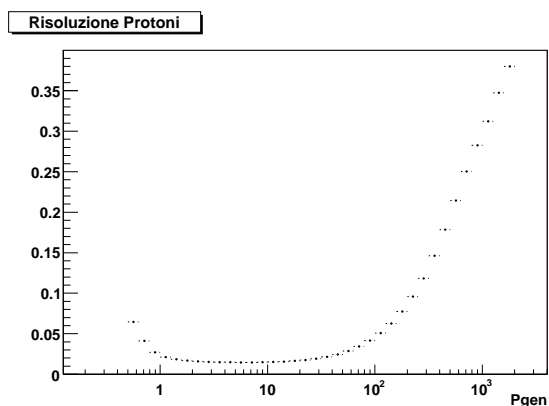


Figura 4.5: Risoluzione del tracciatore per i protoni in funzione del momento generato

4.3 Selezione con il TRD

Andiamo ora ad analizzare le grandezze misurate dal TRD che sono state considerate nella nostra analisi. Per identificare ed eliminare gli eventi in cui i protoni interagiscono nella struttura superiore di AMS è utile andare a vedere quante tracce ricostruite ci sono nel TRD. In figura ?? è mostrato il numero di tracce ricostruite per protoni ed elettroni ed è immediato notare che per i primi si hanno molti più eventi con più di una traccia. A partire da questo fatto è stato quindi applicato

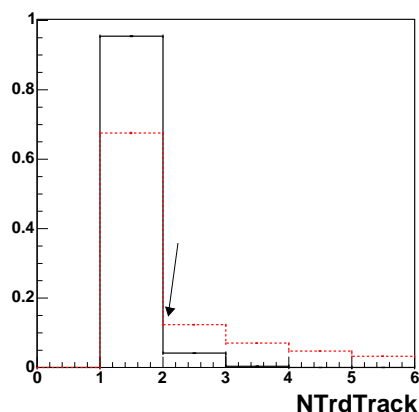


Figura 4.6: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del numero di tracce ricostruite nel TRD

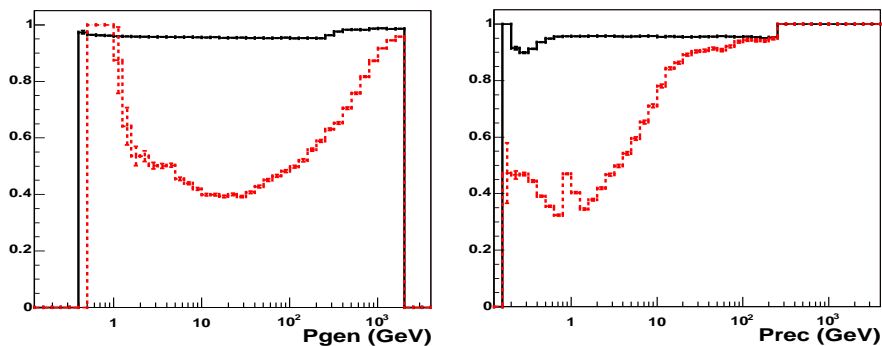


Figura 4.7: Efficienza del taglio basato sul numero di tracce ricostruite nel TRD. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

un taglio, cioè sono stati selezionati solo gli eventi con una sola traccia nel TRD, l'efficienza di questo taglio è mostrata in figura ???. Al disopra dei 250 GeV non è stata richiesta alcuna condizione poichè anche per gli elettroni inizia ad esserci più di una traccia.

Un'altra grandezza rilevante per la distizione tra protoni ed elettroni è il numero di hits con il quale è stata ricostruita la traccia questo infatti ci indica quanta por-

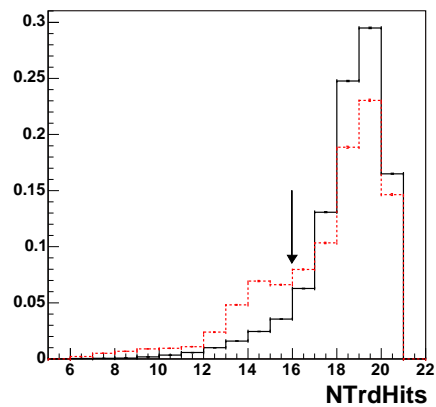


Figura 4.8: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del numero di hits con cui è ricostruita la traccia nel TRD

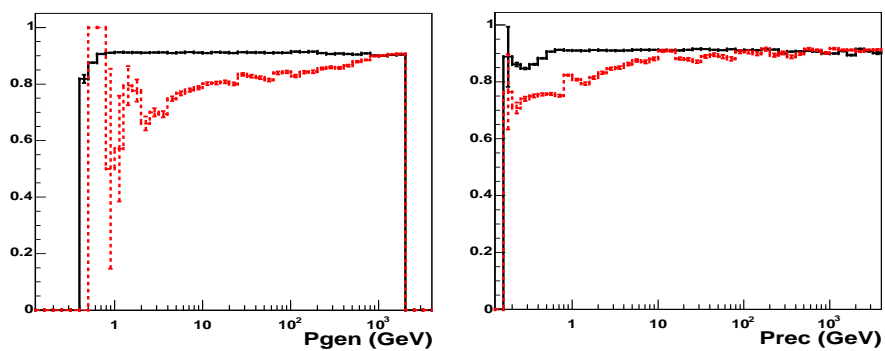


Figura 4.9: Efficienza del taglio basato sul numero di hits con cui è ricostruita la traccia nel TRD. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

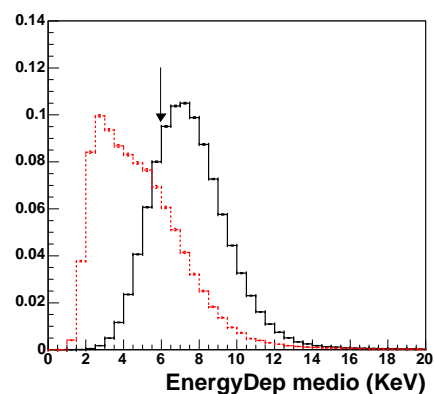


Figura 4.10: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del deposito medio di energia nei cluster del TRD.

4.3 Selezione con il TRD

zione del TRD è stata attraversata dalla particella e ci permette, quindi, di eliminare eventi che hanno colpito lateralmente il rivelatore. L'attesa è quello di trovare un numero minore di hits per i protoni in quanto la loro ricostruzione è errata. Basandosi sulla distribuzione di figura ?? e sulla necessità di analizzare eventi che abbiano attraversato una buona porzione del rivelatore vengono richieste un minimo di 16 hits all'evento per poterlo considerare un elettrone. L'efficienza di questa selezione è mostrata in figura ???. Come è mostrato in figura ?? gli elettroni solitamente rila-

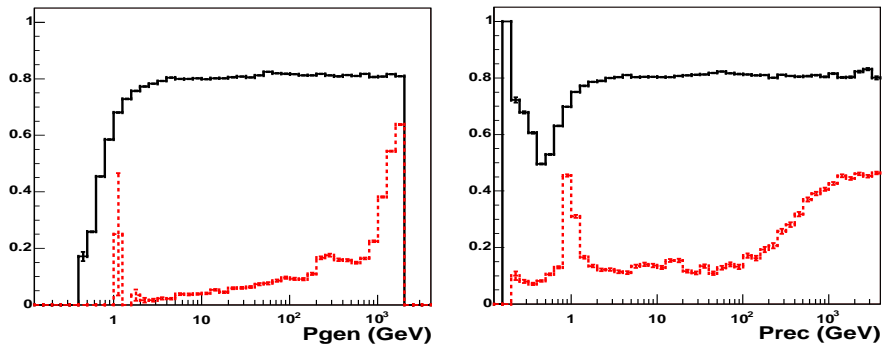


Figura 4.11: Efficienza del taglio basato sul deposito medio di energia nei cluster del TRD. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

sciano un'energia maggiore in ciascun piano del TRD rispetto ai protoni poiché oltre a un rilascio per ionizzazione si ha anche un sostanziale contributo da parte della radiazione di transizione. L'energia media dei cluster del TRD è quindi un'altra grandezza discriminante. Tenendo in considerazione la distribuzione presentata in figura ??, si richiede un deposito medio di energia di minimo 6 KeV. Questa richiesta ha l'efficienza descritta da figura ??.

Un'altra grandezza che possa evidenziare la presenza di interazioni secondarie è il rapporto tra il numero di hits utilizzate per ricostruire la traccia e il numero totale di hits registrate nel TRD, più questo numero è basso più sono state le particelle secondarie create da una qualche interazione.

Andando a vedere le distribuzioni di questa grandezza, figura ??, si nota che i protoni hanno la tendenza a creare più particelle secondarie rispetto agli elettroni. Il valore limite scelto per questo taglio è di 0.55.

Pur andando a tagliare sulle "code" della distribuzione, questa grandezza si rivela interessante per eliminare eventi di fondo "irriducibili", ovvero non identificabili con altre informazioni del rivelatore. In figura ?? è mostrata l'efficienza di selezione del rapporto di hits nel TRD per elettroni e protoni come ultimo taglio.

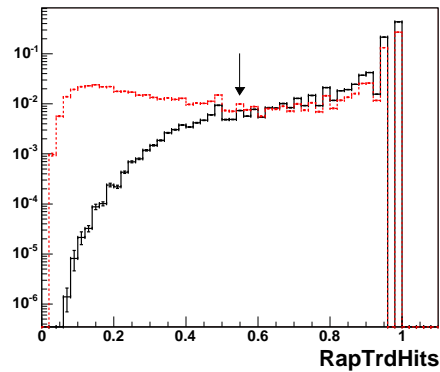


Figura 4.12: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del rapporto tra hits usate per la ricostruzione della traccia e hits totali nel TRD

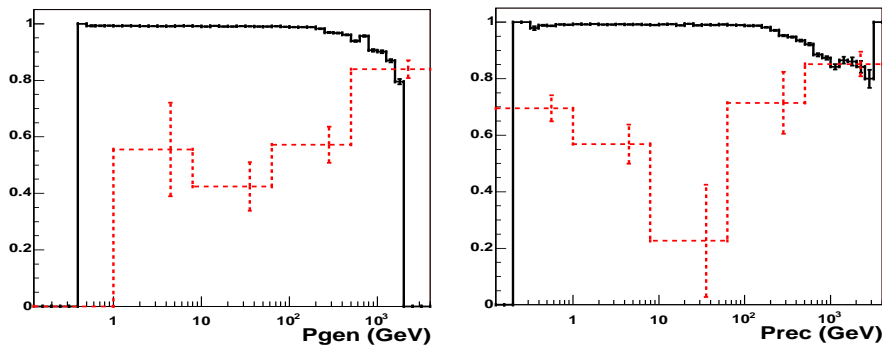


Figura 4.13: Efficienza del taglio basato sul rapporto tra hits usate per la ricostruzione della traccia e hits totali nel TRD. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

4.4 Selezione con il TRACKER

Abbiamo visto come la confusione di carica possa essere legata o ad una errata ricostruzione della traccia o alla presenza di particelle secondarie generate dall'interazione dei protoni con il rivelatore. La richiesta di una buona qualità nella ricostruzione della traccia è quindi alla base di un'importante riduzione del fondo di protoni. In primo luogo, quindi, si è cercato di valutare l'accuratezza della ricostruzione della traccia attraverso l'analisi del numero di hits utilizzate.

Pur non apparendo una chiara separazione tra il comportamento di elettroni e protoni nella distribuzione integrale di figura ??, la richiesta di un minimo di 6 hits nella ricostruzione della traccia permette una buona discriminazione alle energie più alte e, comunque, un miglioramento della risoluzione nella misura della rigidità del campione selezionato a tutte le energie. L'efficienza della selezione è mostrta in figura ??.

4.4 Selezione con il TRACKER

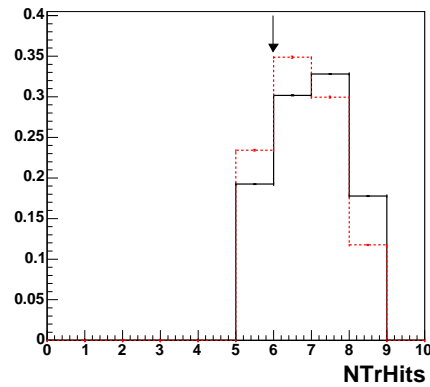


Figura 4.14: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del numero di hits usate per ricostruire la traccia nel TRACKER

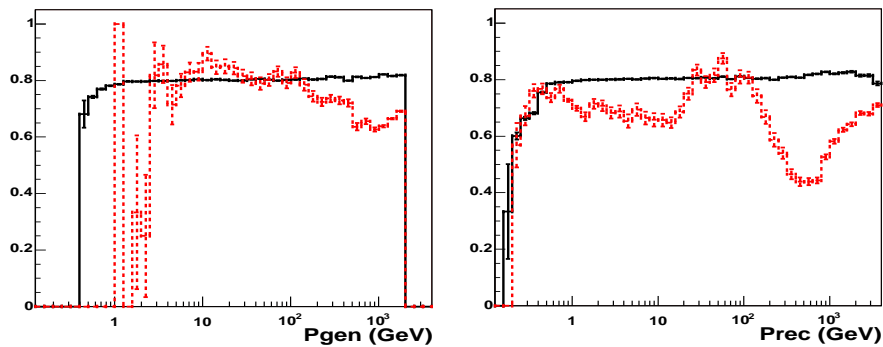


Figura 4.15: Efficienza del taglio basato sul numero di hits usate per ricostruire la traccia nel TRACKER. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

In figura ??, plot di sinistra, è riportata la distribuzione degli eventi in funzione del numero di tracce ricostruite.

Negli eventi che ne hanno più di una si può andare ad analizzare il rapporto tra le rigidità assegnate alle prime due, se tale rapporto è prossimo all'unità significa che la ricostruzione effettuata ha una molteplicità che rispecchia quella del piano k di lettura mentre se il valore è distante da uno, o addirittura negativo, vuol dire che molto probabilmente il tracciatore è stato attraversato da più di una particella.

Osservando il valore assunto da questo rapporto, distribuzione a destra in figura ??, si è deciso di effettuare un taglio che selezioni solo gli eventi con un rapporto tra i primi due momenti ricostruiti di almeno 0.79. Agli eventi con solo una traccia naturalmente non è stata applicata nessuna selezione. In figura ?? è riportata l'efficienza corrispondente. Un altro indice della qualità di ricostruzione della traccia viene fornito dall'analisi delle due cosiddette "Half Rigidity". Queste non sono altro che due stime indipendenti della rigidità fatte una con le prime hits e l'altra con le

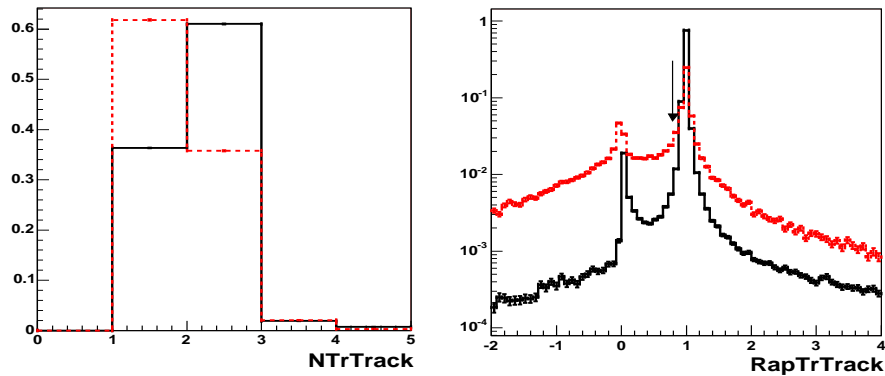


Figura 4.16: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del numero di tracce ricostruite nel TRACKER, a sinistra. Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del rapporto tra le prime due tracce ricostruite nel TRACKER, a destra.

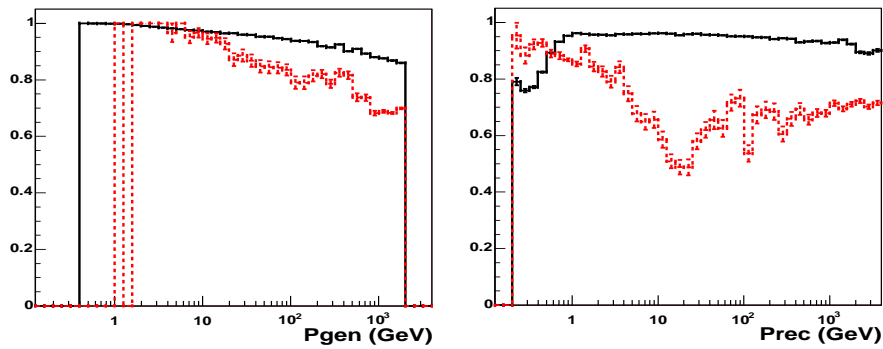


Figura 4.17: Efficienza del taglio basato rapporto tra le prime due tracce ricostruite nel TRACKER. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

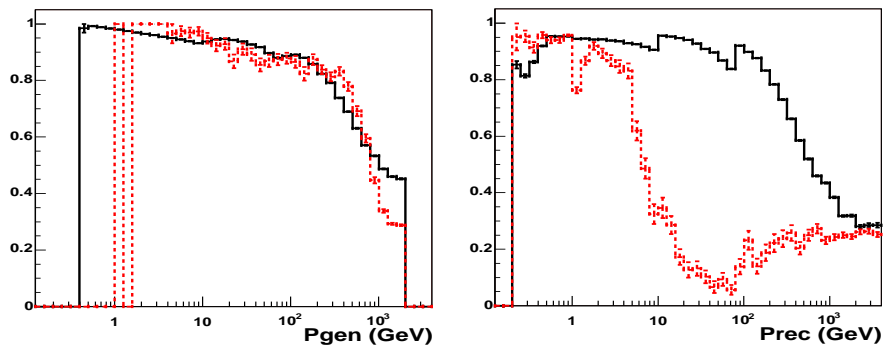


Figura 4.18: Efficienza del taglio basato sul rapporto tra le Half Rigidity ricostruite nel TRACKER. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

4.5 Selezione con il TOF

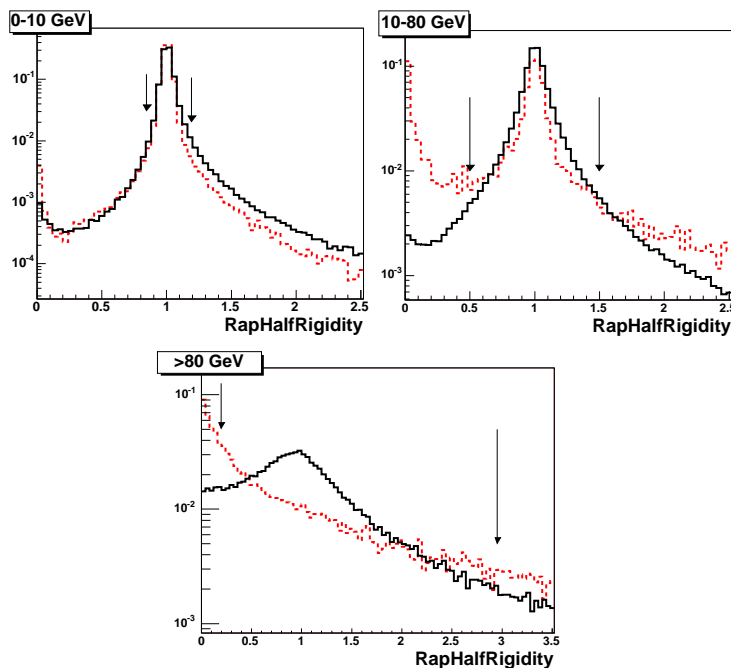


Figura 4.19: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del rapporto tra le Half Rigidity ricostruite nel TRACKER. I tre plot contraddistinguono tre diversi intervalli di energia

ultime della traccia associata alla particella. Più il rapporto tra le due si discosta dall'unità, più è stato difficile per l'algoritmo di matching fare una ricostruzione esatta della traccia. In figura ?? sono riportate tre distribuzioni del rapporto tra le Half Rigidity poiché il taglio è stato effettuato in maniera differente su tre intervalli di energia. Questo è stato reso necessario dal fatto che, al crescere dell'energia, la risoluzione nella ricostruzione delle due Half Rigidity peggiora e quindi diventa meno significativo il loro confronto.

4.5 Selezione con il TOF

Il TOF ha il compito principale di misurare la velocità della particella e di distinguere nella nostra analisi particelle relativistiche, quali elettroni, da protoni di bassa energia. Inoltre, dalla misura del tempo di volo è possibile identificare il verso con cui la particella attraversa il rivelatore. In figura ?? è presentanto un evento in cui β è misurato con segno negativo. Nella nostra analisi è stata effettuata una selezione piuttosto lasca in base alla misura di velocità, visto che comunque la maggior parte dei protoni mal ricostruiti è relativistica. Sono state accettate particelle con $\beta > 0.8$, ed in figura ?? è mostrata l'efficienza di tale richiesta.

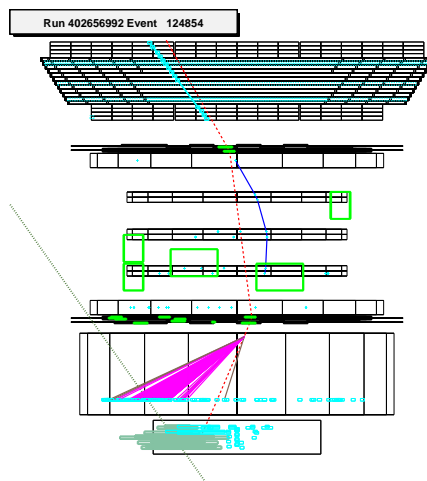


Figura 4.20: Ricostruzione schematica di un evento della simulazione

Il secondo taglio applicato ad una grandezza direttamente collegata al TOF riguarda il numero di hits sul piano inferiore, quello di uscita dal TRACKER. Anche in questo caso è stato necessario studiare separatamente le distribuzioni delle molteplicità di hits a bassi (0-10 GeV) e alti (80-500 GeV) momenti ricostruiti, mostrate in

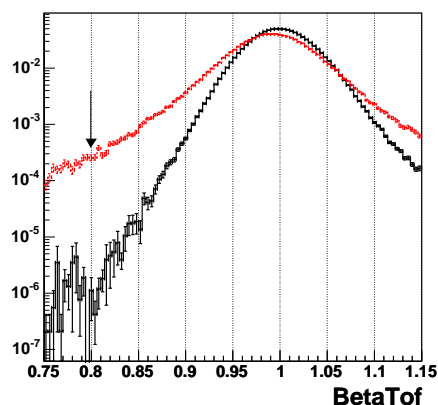


Figura 4.21: Distribuzione degli eventi in funzione di β

figura ??, ed applicare diversi criteri di selezione. Infatti, ad alte energie, le particelle tendono ad avere maggiori interazioni con il materiale e quindi a generare sciami di particelle secondarie che a loro volta rilasciano segnale nel TOF. L'efficienza della selezione basata sulla molteplicità di hits nel TOF è presentata in figura ??, come penultimo taglio nella sequenza di selezione. La diversa granularità scelta per la rappresentazione riflette la poca statistica del fondo residuo alla fine della selezione.

4.5 Selezione con il TOF

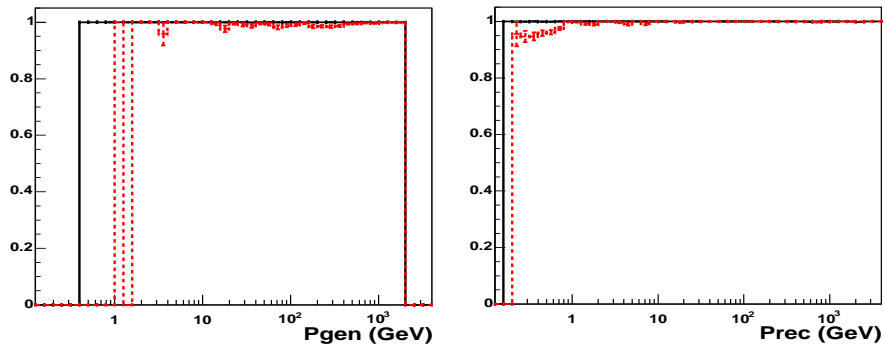


Figura 4.22: Efficienza del taglio basato sul valore della β misurata nel TOF. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

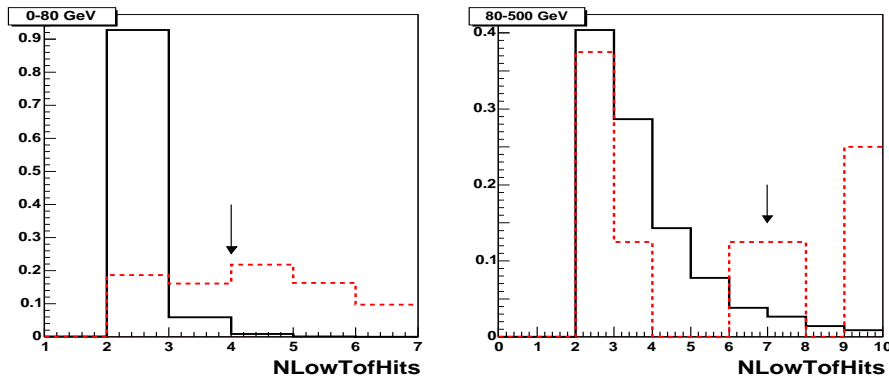


Figura 4.23: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione delle hits sul piano inferiore del TOF. I due plot rappresentano due intervalli di energia differenti

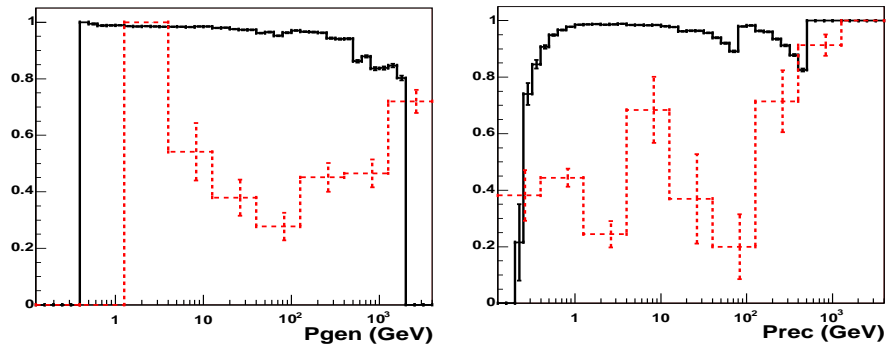


Figura 4.24: Efficienza del taglio basato sul numero di hits nel piano inferiore del TOF. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

4.6 Selezione con l'ECAL

Nel momento in cui si vuole andare ad analizzare una grandezza misurata nell'ECAL per renderla discriminante tra protoni ed elettroni bisogna tener conto del fatto che in questo modo la statistica viene drasticamente diminuita. Infatti a causa delle sue limitate dimensioni rispetto agli altri rilevatori che compongono AMS solo un $\sim 20\%$ degli eventi ha un deposito di energia nell'ECAL, figura ??.

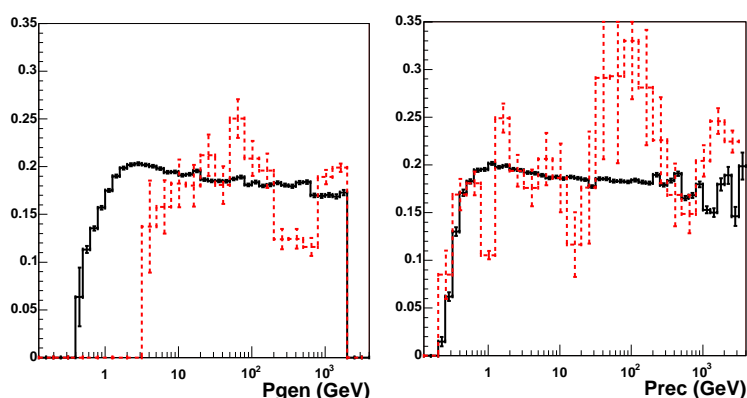


Figura 4.25: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del momento generato (sinistra) e ricostruito (destra) che hanno un deposito di energia nell'ECAL

La grandezza su cui la nostra analisi è andata ad indagare è il rapporto tra l'energia raccolta nel ECAL e il momento ricostruito dal TRACKER. Per un elettrone ben ricostruito questi due valori dovrebbero essere circa uguali, mentre per i protoni il loro rapporto dovrebbe tendere a zero. In figura ?? è mostrato l'andamento del rapporto tra queste due grandezze in diversi intervalli di energia. Le distribuzioni presentate mostrano come al crescere dell'energia della particella il potere di discriminazione peggiora. Questo è dovuto a diversi fattori tra cui una più bassa risoluzione nella determinazione del momento con il tracciatore ed un peggiore contenimento dello sciame elettromagnetico. In figura ?? è mostrata l'efficienza per la selezione.

4.6 Selezione con l'ECAL

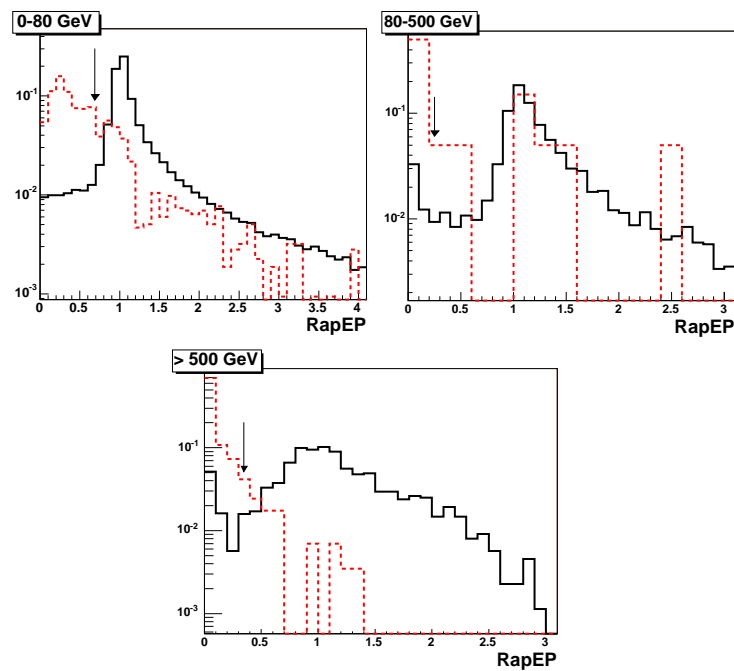


Figura 4.26: Percentuale di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) in funzione del rapporto tra l'energia depositata sull'ECAL e il momento ricostruito nel TRACKER.

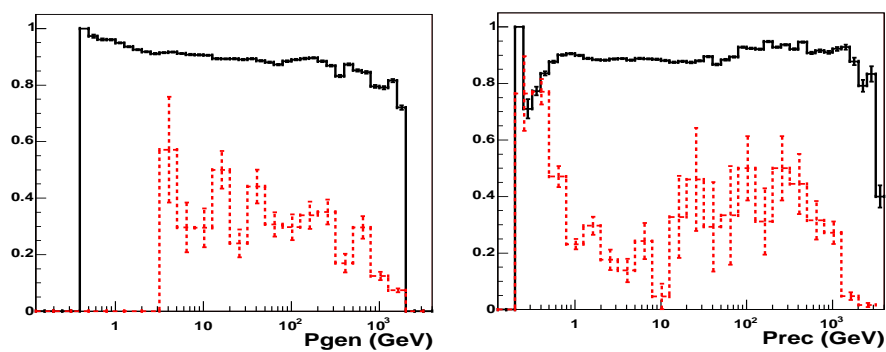


Figura 4.27: Efficienza del taglio basato sul rapporto tra l'energia raccolta nel ECAL e il momento ricostruito dal TRACKER. Linea continua: elettroni, linea tratteggiata: protoni

Capitolo 5

La misura dei flussi

Una volta applicata la selezione descritta nel precedente capitolo, torniamo ad analizzare l'accettanza finale per elettroni e protoni al fine di valutare se il potere di reiezione ottenuto sia sufficiente a consentire una misura affidabile del flusso di elettroni in AMS ed in quale intervallo di energia.

In questo capitolo conclusivo presenteremo quindi come a partire dalle accettanze stimate per elettroni e protoni sia stato valutato l'intervallo di energie in cui è possibile effettuare la misura del flusso di elettroni.

5.1 Accettanze dopo la selezione

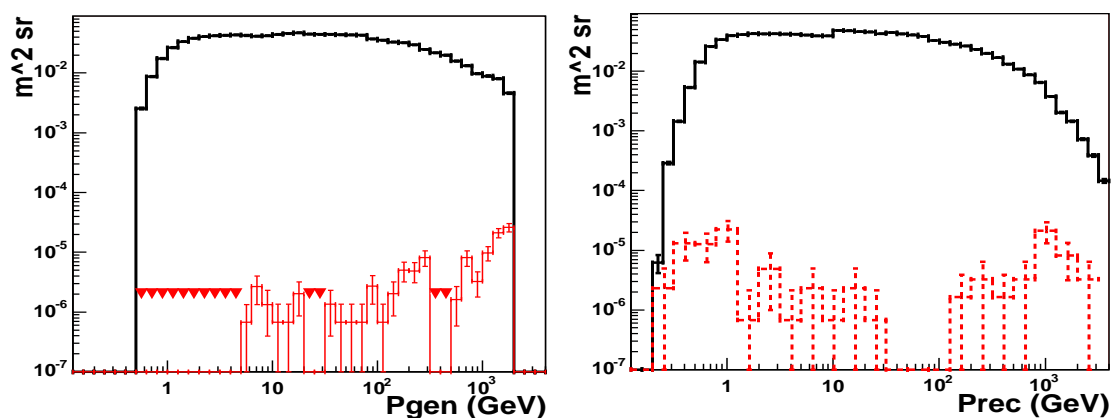


Figura 5.1: Accettanza per elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata) dopo la selezione

In figura ?? è riportata l'accettanza di AMS, dopo la selezione, per elettroni e protoni ricostruiti con segno negativo della carica in funzione del momento generato della particella (sinistra) e ricostruito (destra). Confrontando queste distribuzioni

con gli andamenti riportati al livello della preselezione (cfr. fig. ??) possiamo notare come ad una riduzione di circa un ordine di grandezza nell'accettazione degli elettroni corrisponda una ben più sostanziale, $\mathcal{O}(10^3)$, riduzione in quella dei protoni del fondo. Il corrispondente potere di reiezione è presentato in figura ?? ed è superiore a 10^4 nella maggior parte dell'intervallo considerato.

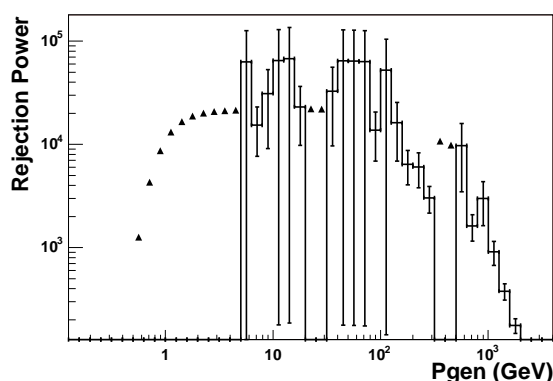


Figura 5.2: Potere di Reiezione elettroni/protoni dopo la selezione

5.2 Dall'accettazione alla rate misurata

Una grandezza molto importante per riuscire a comprendere se la nostra selezione sia stata efficace è la frequenza di conteggi che ci aspettiamo di ottenere in AMS in funzione del momento. Questa è stata valutata a partire da una parametrizzazione dei flussi attesi per elettroni e protoni cosmici, figura ??:

$$\Phi(E_{kin}) = \frac{dN}{dE_{kin}dt d\Omega} = A \cdot [E_{kin} + B \cdot e^{C\sqrt{E_{kin}}}]^D$$

con:

$$\begin{aligned} A &= 14900, B = 2.15, C = 0.21, D = -2.74 \text{ per protoni} \\ A &= 385, B = 3.311, C = 0.9392, D = -3.311 \text{ per elettroni} \end{aligned}$$

e dove dN rappresenta il numero di elettroni(protoni) con energia compresa tra E e $E+dE$ per unità di tempo, superficie e angolo solido. Per esprimere i flussi in funzione della rigidità dobbiamo tener conto della relazione che lega questa grandezza all'energia:

$$\Phi(R) = \frac{dN}{dRdt d\Omega} = \frac{dN}{dE_{kin}dt d\omega} \frac{dE_{kin}}{dR} = \Phi(E_{kin}[R]) \frac{R}{E_{kin}}$$

5.2 Dall'accettanza alla rate misurata

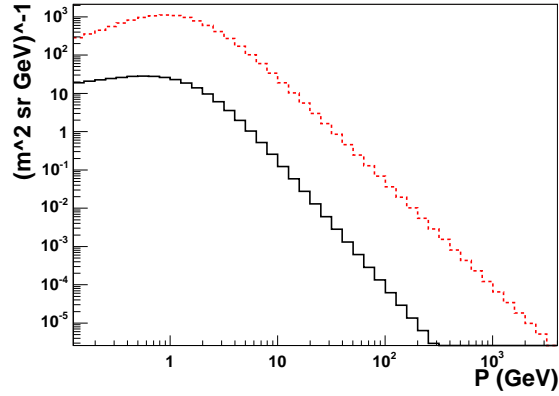


Figura 5.3: Flusso di elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata)

Il tasso di elettroni(protoni) con rigidità comprese tra nell'intervallo $(R, R+dR)$ che attraversano il rivelatore e saranno accettate dalla nostra selezione sarà quindi dato dalla relazione:

$$G_{(e,p)}(R) = \frac{dN_{(e,p)}}{dt} = \Phi_{(e,p)}(R)A_{(e,p)}(R)\Delta R$$

dove $\Phi_{(e,p)}(R)$ sono i flussi e $A_{(e,p)}(R)$ le accettanze.

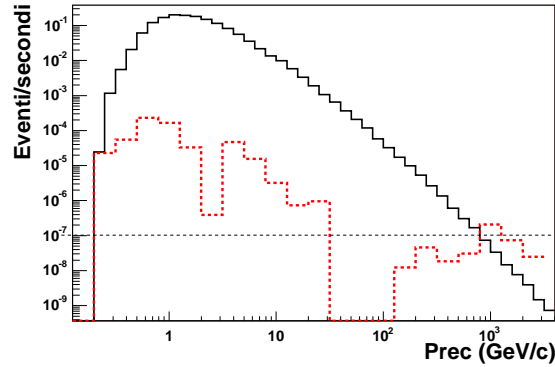


Figura 5.4: Rate dopo la selezione per elettroni (linea continua) e protoni (linea tratteggiata)

Per tener conto della risoluzione finita nella misura della rigidità introduciamo la matrice di risoluzione M_{jk} definita come:

$$dN_j^{rec} = M_{jk}dN_k^{gen}$$

dove dN_j^{rec} rappresenta il numero di eventi ricostruiti con una rigidità compresa nell'intervallo j -esimo $(R, R_j + dR_j)$ mentre dN_k^{gen} il numero di eventi generati nell'intervallo k -esimo.

Il tasso di conteggi atteso nell'intervallo j-esimo della rigidità misurata sarà dunque:

$$R_j^{(e,p)} = \sum M_{jk} G_k^{(e,p)}$$

In figura ?? e ?? sono riportati i tassi di conteggi attesi in AMS per il segnale di elettroni e il fondo di protoni, e la percentuale del fondo in funzione del momento ricostruito. La linea orizzontale tratteggiata rappresenta il tasso di conteggio minimo per cui vengono raccolti almeno 10 eventi nei tre anni di presa dati programmati per AMS.

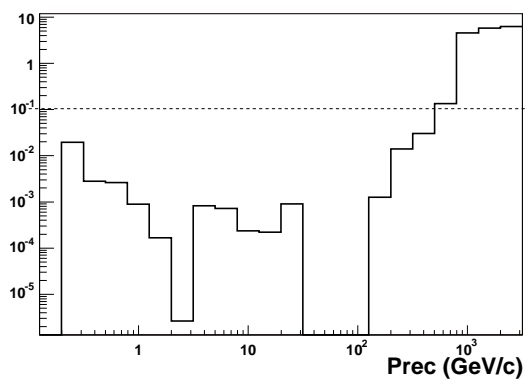


Figura 5.5: Percentuale del fondo di protoni all'interno del flusso di elettroni

Notiamo come il fondo di protoni non rappresenti che qualche per cento del segnale fino a valori del momento di ~ 500 GeV e rimanga comunque inferiore a $\sim 20\%$ fino a valori del momento di 800 GeV. Il limite per cui si è ottenuta una buona reiezione del fondo coincide con la regione in cui, comunque, l'errore dovuto a fluttuazioni statistiche nel segnale diventa rilevante.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato presentato uno studio preliminare delle potenzialità dell'esperimento AMS nella misura del flusso di elettroni cosmici.

L'analisi condotta, basata su una statistica significativa di eventi simulati con tecniche Monte Carlo, si è concentrata sullo studio delle caratteristiche dei segnali rilasciati da elettroni e protoni nei diversi rivelatori che compongono AMS.

Questa analisi ha permesso di individuare una strategia di selezione degli elettroni che utilizza non solo le capacità di discriminazione proprie dei singoli rivelatori, ma che trae vantaggio dalle misure ridonanti e complementari di rigidità, velocità ed energia disponibili in AMS.

Il risultato di questo studio ha indicato la possibilità di misurare il flusso di elettroni in un ampio intervallo di energia, da 1 GeV a 800 GeV, raggiungendo un potere di reiezione del fondo dovuto ai protoni di 10^{4-5} su una grande parte dello spettro.

Tale risultato, pur soddisfacente, non è comunque da ritenersi definitivo.

Nella fase conclusiva del nostro lavoro abbiamo già individuato ulteriori variabili, legate alla topologia dei depositi di energia nel calorimetro, che offrono interessanti potenzialità nel miglioramento del potere di reiezione alle energie più elevate. Inoltre, la produzione di nuovi campioni di eventi simulati, permetterà una valutazione più accurata del potere di reiezione, limitata nel presente lavoro proprio dall'esiguo numero di eventi di fondo sopravvissuti alla selezione effettuata.