

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E
NATURALI
CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA

Studio dello spettro di energia residua dei
muoni con il TRD di MACRO

Relatore:

Chiar.mo Prof. PAOLO SPINELLI

Laureando:

NICOLA ZACCHEO

ANNO ACCADEMICO 1996-1997

Indice

1 I Raggi Cosmici	3
1.1 Introduzione	3
1.2 Raggi cosmici primari	4
1.3 Interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera: raggi cosmici secondari	10
1.3.1 Il modello di sovrapposizione	12
1.4 Tecniche di rivelazione dei raggi cosmici	13
1.5 Analisi dei muoni "sotterranei"	16
1.5.1 I muoni atmosferici	17
1.5.2 Propagazione di muoni nella roccia	17
2 L'apparato sperimentale	20
2.1 Il rivelatore MACRO	20
2.2 Il TRD di MACRO	24
2.2.1 Proprietà e rivelazione della radiazione di transizione .	24
2.2.2 Descrizione del rivelatore	26
2.2.3 L'elettronica di lettura	29
3 Procedure di analisi	35
3.1 Calibrazione del TRD	35

3.1.1	Valutazione degli errori sistematici compiuti nella calibrazione del TRD	43
3.2	Analisi dei dati	44
3.2.1	Decodifica dei dati	44
3.2.2	Selezione dei dati	46
3.2.3	Risultati della misura	51
4	Misura dell'energia residua dei muoni	55
4.1	Introduzione	55
4.2	Simulazione del rivelatore	57
4.2.1	Simulazione del TRD	57
4.3	Funzione di risposta del TRD	58
4.4	Risultati della misura	62
4.5	Conclusioni	64
A	Il metodo di ”unfolding” basato sul teorema di Bayes	70
A.1	La problematica dell’unfolding	70
A.2	Descrizione della procedura di unfolding	71
A.3	Applicazione al TRD	75

Capitolo 1

I Raggi Cosmici

1.1 Introduzione

A più di novant'anni dalla loro scoperta, i raggi cosmici costituiscono ancora un potente mezzo di investigazione per la fisica delle alte energie.

I raggi cosmici si distinguono in una componente primaria, costituita da particelle che si propagano nello spazio interstellare e che raggiungono l'atmosfera terrestre con frequenze dell'ordine di 1000 particelle per m^2 al secondo (raggi cosmici primari), e in una componente secondaria prodotta dall'interazione dei primari con il mezzo interstellare e con i nuclei dell'atmosfera terrestre (raggi cosmici secondari).

Nella radiazione cosmica primaria, sono stati rivelati tutti i nuclei stabili della tavola periodica e più piccole quantità di elettroni, positroni, antiprotoni e fotoni.

Ancor'oggi sono sconosciuti sia l'origine, sia i meccanismi di accelerazione e propagazione dei raggi cosmici. Inoltre, dato che il loro spettro energetico si estende su un ampio intervallo (fino ai 10^{20} eV), è stato necessario sviluppare diverse tecniche di rivelazione.

Di particolare interesse è lo studio dei μ prodotti dal decadimento di mesoni π e κ generati, a loro volta, nelle collisioni ad altissima energia tra i primari e i nuclei degli strati più esterni dell'atmosfera. Infatti, attraverso modelli teorici dell'interazione e della propagazione dei μ nella materia, è possibile risalire allo spettro energetico ed alla composizione chimica dei raggi cosmici primari.

In questo lavoro di tesi si è effettuata una misura diretta dell'energia residua dei μ singoli che attraversano l'apparato MACRO dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, utilizzando il TRD di grande area ivi installato. Poiché la distribuzione energetica dei μ misurata è 'distorta' dalla funzione di risposta del rivelatore, si è valutata quest'ultima e, utilizzando una particolare procedura di inversione ("unfolding") basata sul teorema di Bayes, è stato possibile risalire alla distribuzione "vera".

Si mostrerà, poi, come tale misura può fornire interessanti informazioni sullo spettro energetico dei raggi cosmici primari e sui meccanismi di propagazione dei μ nella materia.

Per la calibrazione del TRD in *sito*, si è usata, per la prima volta, una procedura che utilizza dei fogli di alluminio, inseriti in una regione ridotta del terzo modulo del TRD, i quali assorbono i fotoni della radiazione di transizione e forniscono indicazioni sulla risposta del rivelatore a eventi che rilasciano energia solo per ionizzazione.

1.2 Raggi cosmici primari

I raggi cosmici primari sono prevalentemente nuclei ionizzati, costituiti per circa l'83% da protoni, per il 16% da nuclei di He e per il restante 1% da nuclei più pesanti [1]. Sono presenti anche altre componenti: $e^-/p \sim 1\%$,

$e^+/e^- \sim 10\%$, $\bar{p}/p \sim 0.01\%$, $\gamma/p \sim 0.1\%$ [1]. Nella radiazione cosmica primaria, inoltre, si pensa possano essere presenti particelle 'esotiche', quali monopoli magnetici, quark primordiali, particelle supersimmetriche, ecc..

Comparando le abbondanze dei vari tipi di nuclei dei raggi cosmici primari con quelle degli elementi presenti nel sistema solare, tutti normalizzati al silicio, fig.(1.1), si nota una certa consistenza fra composizione della materia stellare e raggi cosmici, per cui si può ritenere che questi ultimi abbiano origine da oggetti (sorgenti) sede di processi termonucleari analoghi a quelli presenti nelle stelle; si può, inoltre, constatare la maggior abbondanza di elementi con carica (Z) pari, più stabili, rispetto a quelli con carica dispari, per entrambe le distribuzioni ("even - odd effect") [1].

Una importante differenza tra le due distribuzioni in figura, ci permette di comprendere meglio i meccanismi di propagazione e confinamento dei raggi cosmici nella galassia: i due gruppi di elementi Li, Be, B e Sc, Ti, V, Cr, Mn, sono alcuni ordini di grandezza più abbondanti nella radiazione cosmica che non nella materia del sistema solare. Questi elementi sono pressocché assenti nei processi di nucleosintesi stellare. Essi sono presenti nella radiazione cosmica come prodotti di frammentazioni ("spallations"), in seguito a collisioni con il mezzo interstellare, dei più abbondanti nuclei di Carbonio e Ossigeno (per Li, Be, B) e Ferro (per Sc, Ti, V, Cr, Mn) [1].

Dalla conoscenza della sezione d'urto per frammentazione, si può risalire alla quantità di materia attraversata dai raggi cosmici tra la loro produzione ed osservazione (ciò implica che altri 'secondari', come γ , ν e \bar{p} , dovrebbero essere prodotti man mano che i raggi cosmici primari si propagano attraverso il mezzo interstellare). Si trova che la materia attraversata è dell'ordine dei $X = 5 \div 10 g/cm^2$; la densità del mezzo interstellare è dell'ordine di $\rho_{ISM} = 1 p/cm^3$, pertanto la distanza percorsa dai raggi cosmici prima di

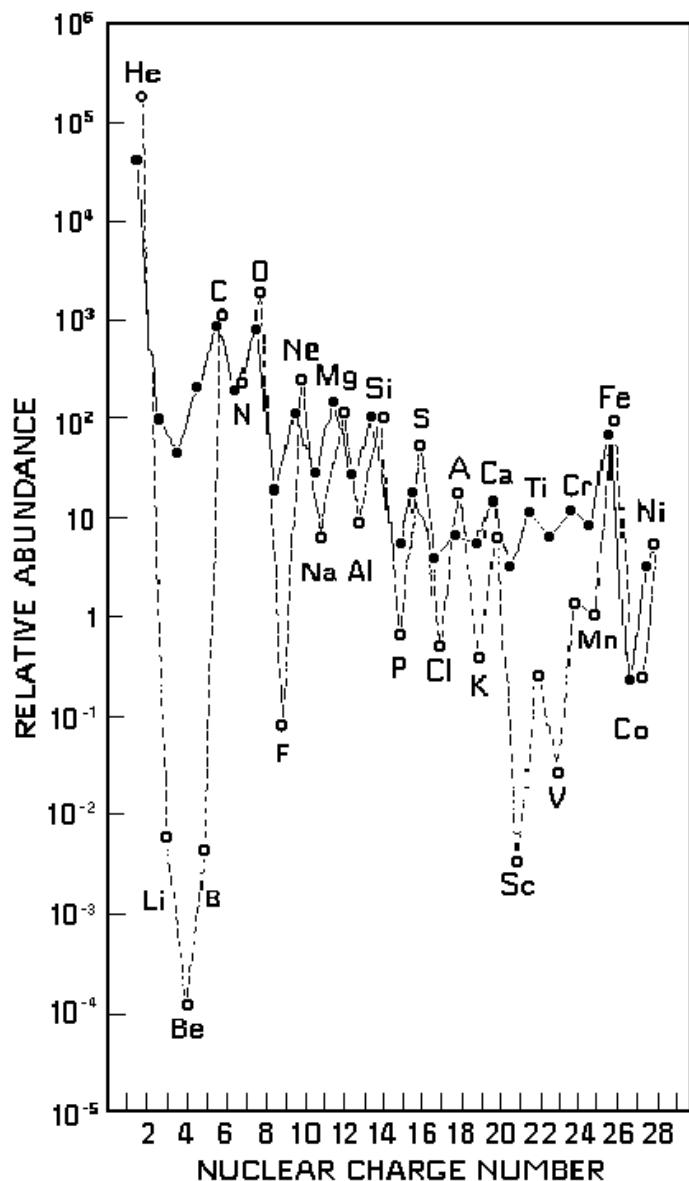


Figura 1.1: *Abbondanze dei vari tipi di nuclei nei raggi cosmici primari [1].*

giungere sulla Terra è dell'ordine di [1]

$$l = \frac{X}{m_p \cdot \rho_{ISM}} \sim 1000 \text{ Kpc} \quad (1.1)$$

essendo m_p la massa del protone e $1 \text{ pc} = 3 \cdot 10^{16} \text{ m}$. Approssimando la nostra galassia con un disco di raggio $R \sim 15 \text{ Kpc}$ e spessore $d \sim 300 \text{ pc}$, si può concludere che i raggi cosmici sono prodotti ed accelerati da qualche parte, all'interno o all'esterno della galassia, ma sono poi confinati nella nostra galassia dove percorrono tali distanze interagendo con il mezzo interstellare.

In figura 1.2 è riportato lo spettro energetico delle principali componenti della radiazione cosmica primaria. In fig. 1.3, invece, è riportato lo spettro di tutte le particelle dei raggi cosmici (all particle spectra).

Esso è ben descritto da una legge di potenza del tipo [1]:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (1.2)$$

con $\gamma \sim 1.7$ fino ad energie di circa 10^{15} eV , $\gamma \sim 2.0$ per energie tra 10^{15} e 10^{18} eV , e $\gamma \sim 1.5$ per energie superiori ai 10^{18} eV . [1]. Di notevole interesse sono i punti in corrispondenza dei quali varia l'indice spettrale γ : il “ginocchio” (10^{15} eV) e la “caviglia” (10^{18} eV).

Si ritiene che i raggi cosmici primari con energie fino a 10^{18} eV siano prodotti nella nostra galassia; secondo le teorie più accreditate, il “ginocchio” sarebbe dovuto al raggiungimento, da parte di alcuni acceleratori cosmici, dei limiti massimi di energia conferita alle particelle accelerate; inoltre, a energie dell'ordine dei 10^{15} eV , il campo magnetico galattico ($\sim 3 \mu\text{gauss}$) non riesce a 'curvare' e quindi a contenere tutte le particelle cariche, molte delle quali abbandonano la nostra galassia. Invece, per i raggi cosmici con energia maggiore di 10^{18} eV , la “caviglia” si spiega attraverso modelli che assumono un'origine extragalattica dei raggi cosmici primari.

L'origine e i processi di accelerazione dei raggi cosmici non sono ancora ben noti. Le componenti di energia più bassa potrebbero essere prodotte dai cosiddetti “brillamenti” (flares) stellari, ben osservabili nel sole,

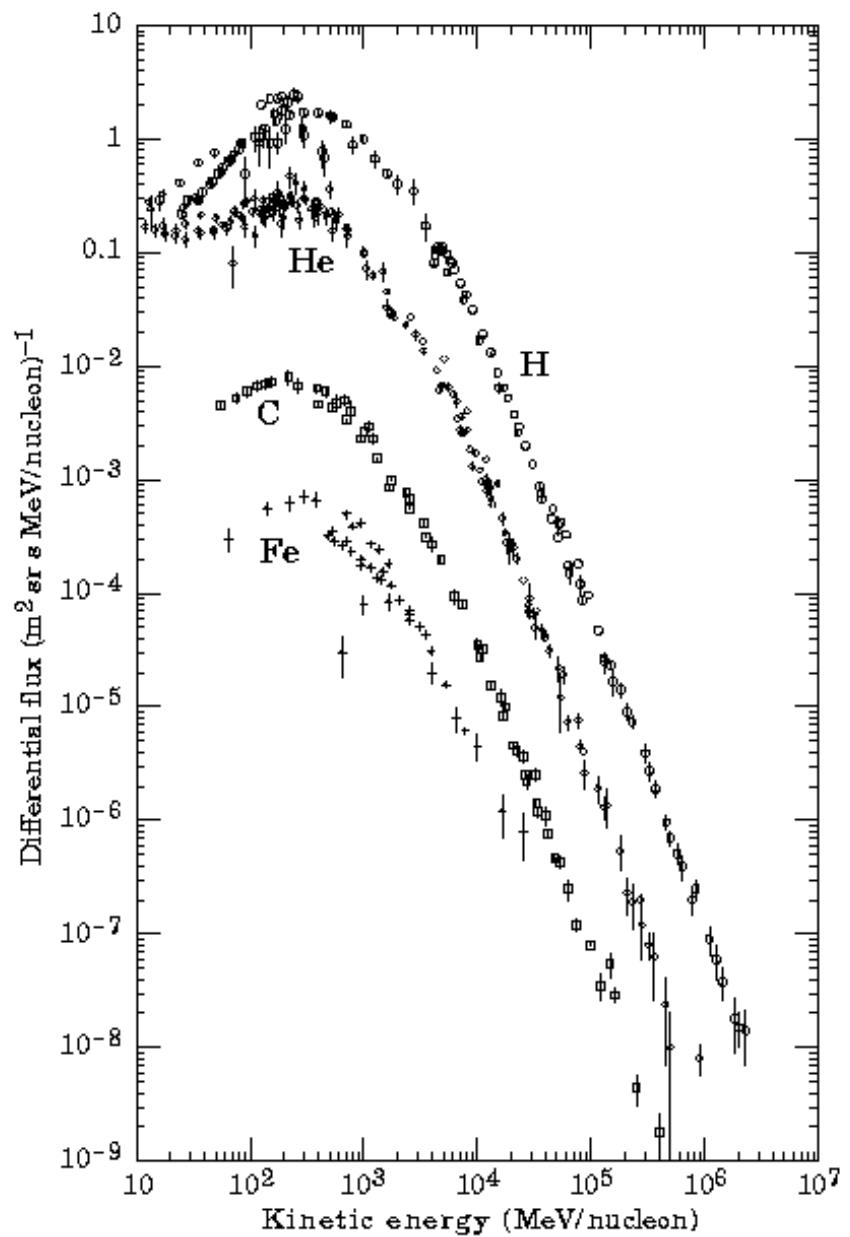


Figura 1.2: *Principali componenti della radiazione cosmica primaria [2].*

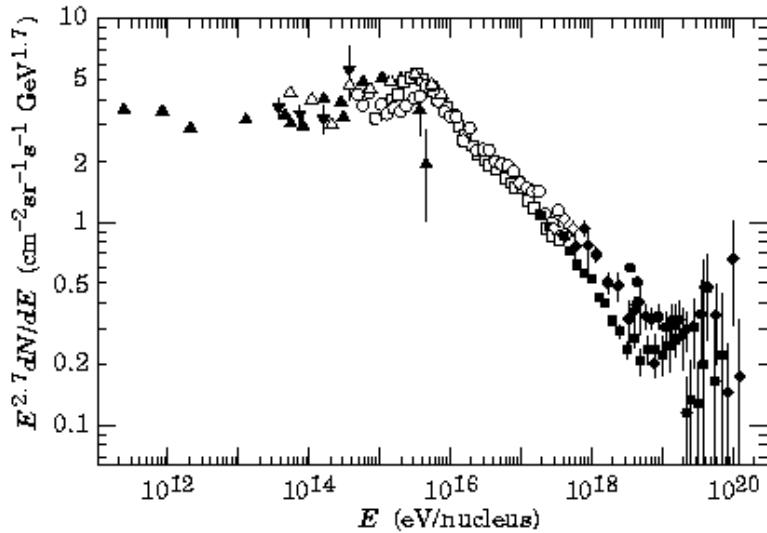


Figura 1.3: *Spettro di raggi cosmici primari* [2].

dovuti a rapide variazioni locali del campo elettromagnetico delle stelle con conseguente accelerazione di particelle cariche (prevolentemente protoni).

Nel 1949 Enrico Fermi suggerì un ingegnoso meccanismo secondo il quale i raggi cosmici sono accelerati, nello spazio interstellare, da nubi di gas ionizzati in rapido movimento, contenenti campi magnetici irregolari (accelerazione di Fermi del secondo ordine) [1]. In questo modo, però non si riesce a giustificare l'elevata densità di energia da essi trasportata.

Le più accreditate sorgenti di raggi cosmici sembrano, oggi, essere le esplosioni di supernovae. Utilizzando un'altra ipotesi di Fermi (accelerazione di Fermi del primo ordine), è possibile ricostruire lo spettro energetico fino al “ginocchio”. Secondo tale teoria, particelle relativistiche presenti nel mezzo interstellare, sono accelerate da collisioni con l'onda d'urto prodotta dall'esplosione di una supernova [1]. In questo modo si spiegherebbe anche la

presenza, nei raggi cosmici, di nuclei ad alto Z (maggiore del Fe), la cui sintesi richiede processi endotermici e che, quindi, non potendo essere prodotti nei processi di fusione stellare, si formano in esplosioni di supernovae. Questa teoria, però, non riesce a giustificare la presenza di particelle relativistiche nel mezzo interstellare che circonda una supernova, né riesce a riprodurre lo spettro energetico ad energie superiori.

Per quanto riguarda le sorgenti di raggi cosmici di più alta energia (ben oltre il “ginocchio”), si pensa alle stelle di neutroni in rapida rotazione (pulsars), nelle quali l’asse di rotazione non coincide con l’asse magnetico [1], anche se non sono ben noti i meccanismi di trasferimento dell’energia magnetica alle particelle.

Possibili sorgenti di raggi cosmici “extragalattici”, potrebbero essere i Nuclei Galattici Attivi (AGN) [3]. Si pensa che essi siano dei “dischi di accrescimento” di materia con al centro, probabilmente, un buco nero. Da essi emergerebbero enormi quantità di energia (~ 10 masse solari l’anno) e, una certa frazione di essa, potrebbe accelerare particelle presenti nella materia circostante o particelle prodotte dai continui “getti” di materia nel buco nero [4, 5].

1.3 Interazione dei raggi cosmici primari con l’atmosfera: raggi cosmici secondari

Una particella primaria che penetra nell’atmosfera, in generale, interagisce con un nucleo atmosferico dando luogo ad una collisione inelastica del tipo:

$$X_1 + X_2 \longrightarrow \text{adroni} \quad (1.3)$$

Questa collisione avviene negli strati più alti dell'atmosfera (per esempio i protoni hanno un libero cammino medio di circa 60g/cm^2 il che implica un'interazione a 20 Km di quota). Gli adroni così prodotti interagiscono ulteriormente con l'atmosfera, producendo una "cascata" di altre particelle secondarie (EAS = extensive air shower). Man mano che la cascata (o sciame) si sviluppa, il numero di particelle aumenta, la loro energia diminuisce, finché esse non hanno più energia sufficiente per innescare altre reazioni.

Questa cascata è costituita prevalentemente da due componenti: una componente elettromagnetica e una componente adronica.

La componente elettromagnetica è originata da decadimenti del tipo:

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma \quad (1.4)$$

I γ producono coppie $e^- - e^+$, le quali, a loro volta, producono, per bremsstrahlung, altri γ e così via.

La componente adronica è composta, tra l'altro, da pioni carichi e mesoni K che decadono in μ e ν :

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (1.5)$$

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (1.6)$$

Protoni e neutroni prodotti da un primario percorrono brevi tratti nell'atmosfera in quanto interagiscono fortemente con i nuclei della stessa atmosfera; nuclei più pesanti si frammentano velocemente nelle collisioni con i nuclei dell'aria. Pertanto i raggi cosmici secondari che giungono al livello del mare sono costituiti prevalentemente da e^- , γ e, in misura maggiore, μ e ν (Fig.1.4)

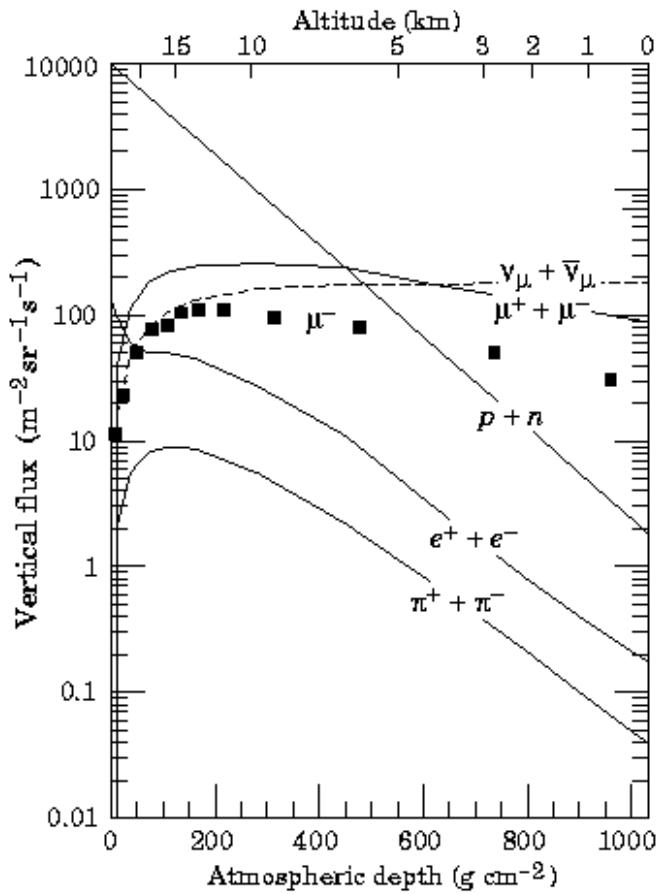


Figura 1.4: *Raggi cosmici secondari in atmosfera con $E \geq 1\text{GeV}$ [2].*

1.3.1 Il modello di sovrapposizione

Per una descrizione più formale delle interazioni dei raggi cosmici con l'atmosfera, in questi ultimi anni, si sono sviluppati vari modelli teorici. Poiché è necessario conoscere le sezioni d'urto $N - N$ (nucleo - nucleo) ad energie maggiori di 10^{15} eV nel sistema laboratorio, ed essendo queste energie inaccessibili per gli attuali acceleratori, è necessario compiere delle

estrapolazioni partendo dai dati a disposizione (passaggio dalla fisica della \sqrt{s} alla fisica del $\ln s$, essendo la \sqrt{s} l'energia nel centro di massa) [6].

Il modello di interazione più semplice è il modello di sovrapposizione [1].

In questo modello ciascun nucleo della radiazione cosmica, avente numero di massa X ed energia E_0 , viene trattato come un fascio di X nucleoni indipendenti, ognuno di energia E_0/X . Il numero di particelle prodotte da ciascun nucleone, in una collisione con un nucleo atmosferico, è dato da [1]:

$$\langle n \rangle \propto \ln(E_0/X) \quad (1.7)$$

Pertanto il numero totale di particelle prodotte dal raggio cosmico incidente sarà:

$$\langle n_{tot} \rangle \propto X \cdot \ln(E_0/X). \quad (1.8)$$

Possiamo, quindi, notare come da una semplice misura di molteplicità è possibile risalire alla composizione chimica ed alla energia dei raggi cosmici primari.

1.4 Tecniche di rivelazione dei raggi cosmici

Abbiamo visto come lo spettro energetico e la composizione chimica dei raggi cosmici primari contengano informazioni sulla natura delle sorgenti e sui meccanismi di accelerazione e propagazione nel mezzo interstellare. L'ideale sarebbe effettuare misure dirette sui primari prima che interagiscano con l'atmosfera terrestre.

Il modo migliore per realizzare questo tipo di misure è ovviamente, mettere in orbita gli apparati sperimentali. Nel 1985 l'Università di Chicago ha realizzato un rivelatore, il cosiddetto "uovo di Chicago", che ha volato sullo "Space Shuttle", raccogliendo dati per una settimana [1, 7].

Un altro tipo di esperimento al di fuori dell'atmosfera è l'UHN (Heavy Nuclei Experiment), progettato per rivelare i nuclei più pesanti presenti nella radiazione cosmica primaria, che vola a bordo del satellite HEAO-3 [7].

Misure dirette si possono anche realizzare portando gli apparati sperimentali in quota, per mezzo di palloni aerostatici. Le massime quote raggiungibili sono dell'ordine dei 40 Km; a queste altezze i raggi cosmici primari attraversano, comunque, spessori di atmosfera contenenti quantità di materia confrontabili, mediamente, con quelle da essi attraversate in tutto il loro viaggio nel mezzo interstellare ($\sim 5g/cm^2$). Pertanto, con questo tipo di misure, si devono adottare metodologie di analisi che tengano conto dell'interazione dei primari con l'atmosfera. I rivelatori usati in questi esperimenti sono sia di tipo attivo (Čerenkov, calorimetri, camere multifilo, TRD) che di tipo passivo (emulsioni e plastiche).

Interessanti risultati sono stati ottenuti dall'esperimento JACEE [9], con il quale si determina la carica del primario (attraverso la misura della sua perdita di energia per ionizzazione) e l'energia totale del primario stesso (attraverso una misura calorimetrica). In questo modo è stato possibile misurare direttamente la composizione chimica di raggi cosmici primari fino a 900 Tev [9].

Le misure di tipo diretto forniscono dati sulla composizione e sullo spettro energetico dei primari fino ad energie dell'ordine dei 10^{14} eV[9]. Misure ad energie più elevate richiedono accettanze e tempi di esposizione molto più grandi di quelli raggiungibili da questo tipo di apparati. Per ottenere informazioni in regioni dello spettro di più alta energia (in particolare intorno al "ginocchio"), si ricorre all'analisi delle particelle secondarie prodotte nelle cascate atmosferiche generate dai raggi cosmici primari (misure indirette).

Come visto nell'equazione 1.8 è sufficiente contare, per mezzo di rivelatori

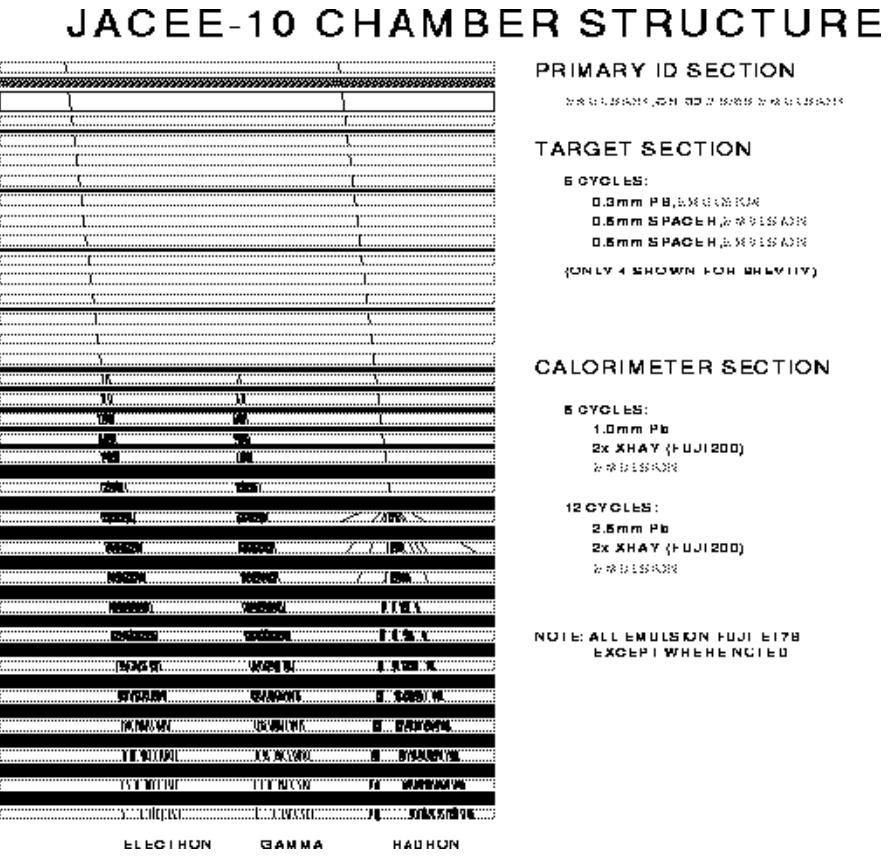


Figura 1.5: Il rivelatore JACEE [9].

di superficie, il numero di particelle di uno sciame per avere informazioni sui primari che l'hanno generato.

Questo tipo di misure sono realizzate disponendo, su grandi aree, numerosi contatori (generalmente scintillatori) che campionano le particelle cariche e, misurando le differenze temporali di arrivo delle particelle su rivelatori diversi, riescono anche ad individuare l'asse dello sciame stesso e, di conseguenza, la direzione di arrivo del primario che l'ha generato. Un limite a queste misure deriva dal fatto che i risultati dipendono fortemente dal modello utilizzato per la descrizione delle interazioni adroniche.

Vi sono metodi di misura indiretti più esotici. Gli “occhi di mosca” (“fly eyes”) utilizzano la proprietà di fluorescenza dell’azoto atmosferico quando è attraversato da particelle relativistiche. In altri esperimenti si cerca di rivelare l’onda acustica generata da uno sciame su un ghiacciaio (l’energia trasferita dallo sciame al ghiacciaio può generare onde meccaniche) [10].

Per mezzo di rivelatori sotterranei si può studiare la componente penetrante dei raggi cosmici, i μ . Con questo tipo di misure si ricavano informazioni sui raggi cosmici primari nella regione energetica del “ginocchio” e, poiché i μ sono prodotti nelle fasi iniziali della cascata, si hanno anche indicazioni sulle interazioni iniziali dei primari con i nuclei dell’atmosfera. Con questi apparati si ottengono accettanze molto elevate e periodi di acquisizione molto lunghi.

1.5 Analisi dei muoni ”sotterranei”

Per poter studiare la componente muonica dei raggi cosmici secondari, è necessario realizzare esperimenti in laboratori sotterranei. In questo modo si utilizzano gli spessori di roccia sovrastanti per “assorbire” le particelle cariche meno energetiche. E’ ovvio che un’analisi delle proprietà dei μ ”sotterranei” necessita di modelli teorici dell’interazione e propagazione dei μ nella materia.

1.5.1 I muoni atmosferici

Da semplici considerazioni cinematiche sul decadimento di π (1.5) e K (1.6), si può vedere che l’energia media dei muoni atmosferici è legata all’energia dei mesoni da cui derivano. Infatti per i μ provenienti dai decadimenti di π , si dimostra che [1]:

$$\langle E_\mu \rangle \approx 0.78 \cdot E_\pi \quad (1.9)$$

per i μ da decadimenti di K, invece [1]:

$$\langle E_\mu \rangle \approx 0.52 \cdot E_K. \quad (1.10)$$

Inoltre, considerando anche le interazioni dello sciame in atmosfera, è possibile ricavare lo spettro differenziale dei μ in atmosfera. Una parametrizzazione approssimata di questo spettro è data da [1]

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \cong \frac{0.14 E_\mu^{-2.7}}{cm^2 \cdot sec \cdot sr \cdot GeV} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{115 GeV}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{850 GeV}} \right) \quad (1.11)$$

essendo θ l'angolo zenitale.

1.5.2 Propagazione di muoni nella roccia

I processi di perdita di energia dei μ nella materia sono, essenzialmente, di due tipi: “continui” e “discreti”.

La perdita di energia continua è data dal rilascio di energia per ionizzazione ($\frac{dE}{dX}$). L'energia rilasciata nella roccia da μ al minimo di ionizzazione è di circa 1.8 MeV/gcm^{-2} . Per energie $E_\mu > 10 \text{ GeV}$, invece, il rilascio di energia per ionizzazione è dato da [1]:

$$\frac{dE}{dX} \cong \left(1.9 + 0.08 \cdot \ln \frac{E_\mu}{m_\mu} \right) \cdot \frac{Mev}{gcm^{-2}}. \quad (1.12)$$

I processi discreti di perdita energetica, come produzione di coppie, bremsstrahlung, produzione di adroni, interessano i muoni di più alta energia.

Una formula generale che descrive tutti questi processi di perdita di energia dei μ nella materia, è data da [1]:

$$\frac{dE_\mu}{dX} = -\alpha - \frac{E_\mu}{\zeta} \quad (1.13)$$

dove il primo termine rappresenta la perdita di energia per ionizzazione (supposta costante), mentre il secondo termine ingloba tutti i contributi

che concorrono ai processi radiativi discreti, con ζ , che nella roccia vale $\sim 2.5 \cdot 10^5 \text{ g cm}^{-2}$, dato da:

$$\frac{1}{\zeta} = \frac{1}{\zeta_{\text{coppia}}} + \frac{1}{\zeta_{\text{brems}}} + \frac{1}{\zeta_{\text{adro}}}. \quad (1.14)$$

L'energia in corrispondenza della quale la perdita energetica dovuta a processi discreti supera la perdita di energia per ionizzazione, detta energia critica, è data da $\varepsilon = \alpha\zeta$ e, nella roccia, vale $\sim 500 \text{ GeV}$.

L'integrale generale della 1.13 è:

$$E_\mu(X) = (E_\mu^0 + \varepsilon)e^{-(X/\zeta)} - \varepsilon \quad (1.15)$$

con E_μ^0 energia del muone in superficie e X spessore di roccia attraversata (in g cm^{-2}). Ponendo, in questa equazione, $E_\mu(X) = 0$, possiamo ricavare l'energia minima che deve avere un muone in superficie affinché attraversi uno spessore X di roccia:

$$E_{\mu,\text{min}}^0 = \varepsilon(e^{X/\zeta} - 1) \quad (1.16)$$

Per esempio, poiché l'esperimento MACRO è situato sotto uno spessore di roccia di circa 3700 hg cm^{-2} , un muone deve avere una energia minima di circa 1.4 TeV per raggiungere l'apparato.

La distribuzione dell'intensità dei μ in funzione dello spessore di roccia attraversato, segue una legge esponenziale del tipo [1]:

$$I_\mu(X) = I_\mu(0) \cdot e^{-(X/\zeta)} \quad (1.17)$$

Si può facilmente verificare che per grandi spessori di roccia attraversati ($X \gg \zeta$) e per energie $E_\mu(X) > \varepsilon \sim 500 \text{ GeV}$, la pendenza dello spettro di energia dei μ è indipendente dallo spessore di roccia attraversato e riflette lo spettro dei μ in superficie.

Capitolo 2

L'apparato sperimentale

2.1 Il rivelatore MACRO

MACRO (Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observatory) è il più grande rivelatore “sotterraneo” oggi esistente.

Esso è situato nella sala (hall) B dei Laboratori Nazionali del Gran sasso ad una profondità di circa 3700 hg cm^{-2} .

Ottimizzato per la ricerca di monopoli magnetici supermassivi predetti dalle Teorie di Grande Unificazione (GUT), MACRO si è rivelato un potente mezzo di investigazione in vari campi della fisica dei raggi cosmici e della fisica delle astroparticelle: dallo studio dei μ ‘sotterranei’ di alta energia alla ricerca di neutrini da collasso gravitazionale, dalla ricerca di sorgenti di raggi cosmici allo studio di oscillazioni di ν .

Per una corretta identificazione delle particelle, MACRO impiega tre diversi tipi di rivelatori: scintillatori liquidi, tubi a streamer limitato e rivelatori plastici (Lexan/CR39). I componenti attivi (scintillatori e tubi streamer) misurano tracce di particelle con risoluzione angolare di $\sim 0.2^\circ$, risoluzione spaziale di 1 cm, risoluzione temporale di 700 ps in tempi di volo

(TOF) e risoluzione in energia (depositata dai μ) di ~ 1 MeV [11].

In acquisizione dal Febbraio '89, MACRO è stato completato in tutte le sue parti nell'agosto del '95. In fig.2.1 è mostrato il rivelatore nella sua configurazione finale.

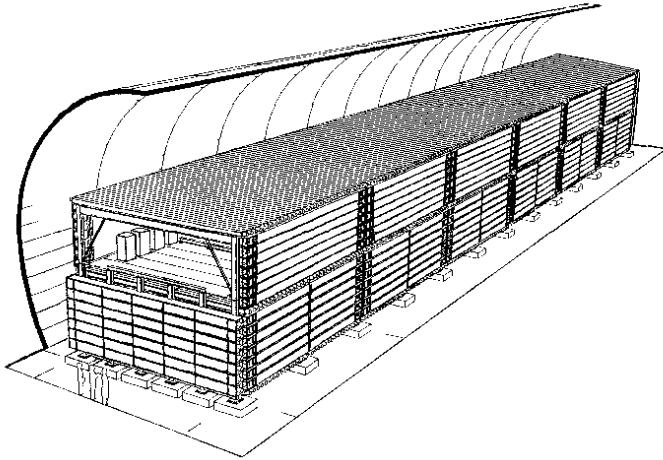


Figura 2.1: *L'apparato MACRO [11].*

Esso è composto da 6 supermoduli adiacenti di dimensione $12.6m \times 12m \times 9.6m$. Incluso il supporto in acciaio, l'apparato misura $76.5m \times 12m \times 9.6m$, con una accettanza totale per flusso isotropico di circa $1.1 \cdot 10^4 m^2 sr$ [12].

Ogni supermodulo contiene 3 piani orizzontali (inferiore, centrale e superiore) e 2 piani verticali (est e ovest) di taniche di scintillatore liquido (per un totale di 77 taniche). I piani inferiore e centrale e le 7 taniche inferiori di ciascun piano verticale, occupano la sezione più bassa di un supermodulo, mentre il piano superiore e le restanti taniche dei piani verticali, occupano la sezione superiore detta “attico”. Le taniche orizzontali recano, a ciascuna estremità due fototubi, mentre le taniche verticali ne hanno uno

solo. Tutte le taniche sono riempite con una miscela scintillante formata dal 96.4% di olio minerale, dal 3.6% di pseudocumene (il vero agente scintillante) con un aggiunta di 1.44 g/l di PPO e 1.44 mg/l di bis-MSB che agiscono come wavelength shifters. In tutto ci sono 476 taniche di scintillatore (294 orizzontali e 182 verticali), con una massa attiva di 600 tonnellate, ed un totale di 1540 fotomoltiplicatori [11].

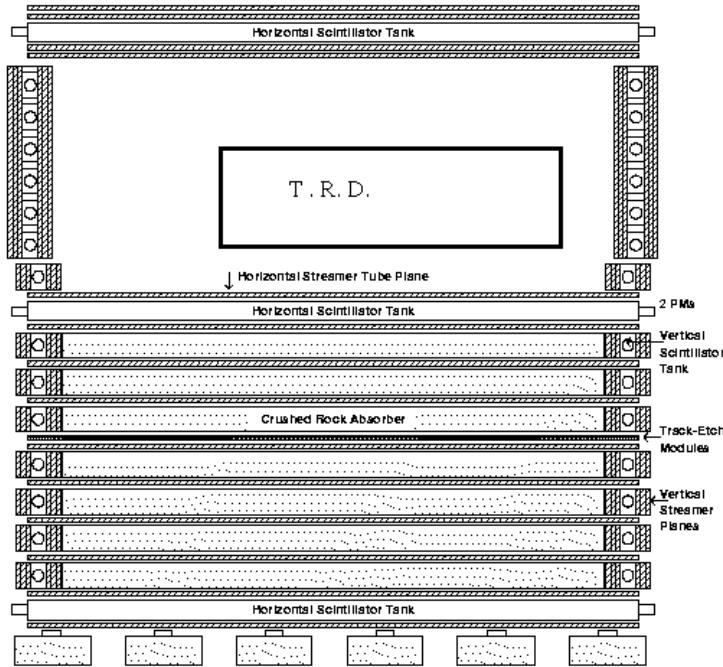


Figura 2.2: *Sezione trasversale dell'apparato [11]*.

Per la ricostruzione delle tracce delle particelle che attraversano l'apparato, MACRO utilizza tubi a streamer limitato. Nella parte inferiore di ogni supermodulo ci sono 10 piani orizzontali di tubi; gli 8 piani più interni sono separati da 7 strati di assorbitori passivi (ferro e roccia), per

uno spessore totale di 420 g/cm^2 , affinché i muoni verticali che attraversano l'apparato abbiano energia minima di $\sim 1 \text{ GeV}$. L'attico contiene altri 4 strati di tubi orizzontali, 2 per ogni lato del piano superiore di scintillatori, senza alcun assorbitore. Inoltre ci sono 12 piani verticali di tubi a streamer (4 gruppi di 3 piani) che racchiudono gli scintillatori dei piani verticali est ed ovest. In totale ci sono ben 55200 tubi a streamer limitato. Essi sono raggruppati in una struttura modulare che consiste in camere, di dimensione $3.2 \text{ cm} \times 25 \text{ cm} \times 12 \text{ m}$, ognuna contenente 8 tubi. Ogni piano orizzontale è costituito da 24 camere, mentre i piani verticali sono costituiti da 14 camere. I tubi hanno pareti di PVC (spesse 1.5 mm) e hanno sezione rettangolare di $2.9 \times 2.7 \text{ cm}^2$. I fili anodici, realizzati in una lega Be-Cu, hanno diametro di $100\mu\text{m}$ e sono sorretti da supporti in plastica (uno per ogni metro). Tre lati del tubo sono rivestiti da grafite a bassa resistività e fungono da catodo. I tubi sono riempiti da una miscela di gas costituita per il 73% da He e per il restante 27% da n- pentano. Infine, per una ricostruzione bidimensionale delle tracce, tutti i piani orizzontali e verticali sono equipaggiati con strisce esterne di “pick-up” poste a un angolo di 26.5° rispetto ai fili anodici. [13].

I rivelatori plastici, finalizzati alla ricerca di monopoli magnetici, sono disposti in 3 piani: un piano orizzontale, situato proprio nel centro della sezione inferiore dell'apparato, un piano verticale che ricopre il lato est ed un altro piano verticale che ricopre la parte inferiore del lato nord. Ognuno dei 14100 moduli di rivelatore plastico, di dimensioni $24.5 \text{ cm} \times 24.5 \text{ cm} \times 0.14 \text{ cm}$, è composto da tre strati di CR39 (ciascuno spesso 1.4 mm), da un assorbitore di alluminio (spesso 1 mm) e da tre strati di LEXAN (spessi 0.2 mm); il tutto è posto in un contenitore di alluminio [11, 13].

MACRO riesce a rivelare circa 6.6×10^6 muoni all'anno, cioè circa 18000 muoni al giorno, dei quali il 5 – 6% sono muoni multipli. Inoltre si registra

circa un μ al giorno proveniente dal basso: questi sono muoni prodotti da interazioni di ν con la roccia sottostante il laboratorio.

Dall'analisi di molteplicità di muoni multipli si possono ricavare informazioni sulla composizione di massa dei nuclei primari [14]. Lo studio di flussi di muoni singoli in diverse direzioni, l'analisi di molteplicità e la distribuzione laterale dei muoni multipli permettono, invece, lo studio dei meccanismi di generazione e accelerazione dei raggi cosmici primari [15].

2.2 Il TRD di MACRO

I Rivelatori di Radiazione di Transizione (TRD) mostrano ottime capacità nell'identificazione di particelle veloci sia negli esperimenti con acceleratori che nella fisica dei raggi cosmici. Con essi è possibile determinare il fattore di Lorentz, γ , di una particella incidente e quindi, nota la massa a riposo m_0 della particella stessa, è possibile valutarne l'energia $E = m_0\gamma c^2$.

Il TRD usato nell'esperimento MACRO misura direttamente l'energia dei muoni fino al TeV. In questo modo è possibile valutare lo spettro locale e l'energia media dei muoni a prescindere da modelli sulla distribuzione angolare e sulla perdita d'energia nella roccia dei muoni stessi.

2.2.1 Proprietà e rivelazione della radiazione di transizione

Quando una particella carica ultrarelativistica attraversa l'interfaccia di separazione tra due materiali con diverse proprietà dielettriche, viene emessa radiazione di transizione (T.R.) [16]. Nel primo e nel secondo mezzo, lontana dalla superficie di separazione, la particella genera campi elettromagnetici caratteristici del suo moto e di quel mezzo. Quando la particella si

avvicina alla superficie di separazione e l'attraversa, i campi si modificano e, nel processo di assestamento che ne consegue, viene emessa radiazione di transizione. Inoltre l'energia della radiazione emessa dipende dal fattore di Lorentz, γ , della particella. Si può dimostrare che la radiazione è praticamente emessa tutta in avanti (ciò non è più vero nel caso di particelle con $v \ll c$) [17].

I fotoni di transizione sono raggi X di energie di qualche KeV. La probabilità di emissione di un fotone di transizione è dell'ordine della costante di struttura fine $\alpha = 1/137$. Pertanto, per ottenere un numero sufficiente di fotoni per la rivelazione di particelle veloci, occorrono radiatori formati da alcune centinaia di fogli regolarmente spaziati (radiatori periodici).

La sovrapposizione coerente dei campi emessi ad ogni singola interfaccia dei radiatori periodici (effetti di interferenza) si manifesta, oltre che con una struttura modulata dell'energia emessa, con l'esistenza di un valore minimo del fattore di Lorentz della particella (γ_{th}) al di sotto del quale non viene apprezzabilmente emessa radiazione di transizione, e di un valore di saturazione (γ_{sat}) oltre il quale la radiazione rimane pressocché costante. Nell'intervallo $\gamma_{th} \leq \gamma \leq \gamma_{sat}$ la radiazione di transizione emessa dalla particella è una funzione crescente di γ . I valori di γ_{th} e γ_{sat} sono dati da [18, 19]:

$$\gamma_{th} \simeq 2.5 \cdot \omega_p \cdot d_1 \quad (2.1)$$

$$\gamma_{sat} \simeq 0.6 \cdot \gamma_{th} \cdot \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

dove ω_p è la frequenza di plasma del materiale del foglio (in eV), d_1 è lo spessore dei fogli (in μm) e d_2 è la spaziatura tra i fogli.

Le proprietà viste per i radiatori periodici sono state osservate anche per radiatori irregolari, costituiti da fibre o materiali plastici espansi (“foam”) [20]. In questi casi il ruolo dei fogli sottili è svolto dalle fibre singole o dalle

pareti delle celle rispettivamente, mentre le distanze tra le fibre o i pori costituiscono le spaziature.

Il radiatore deve essere costruito con materiali a basso Z per trasmettere al meglio i fotoni prodotti. L'elemento migliore sarebbe il litio che può essere prodotto in fogli sottili (ma è pericoloso); un altro sarebbe il berillio, ma è molto costoso, oppure boro e carbonio che però non sono malleabili.

Un'alternativa al litio è rappresentata dai composti idrogenati del carbonio, come Mylar, polietilene e polipropilene (questi ultimi due si possono produrre in fibre o in forma espansa). Questi materiali hanno basso costo e le loro densità e quindi le dimensioni e spaziature tra le celle o le fibre, possono essere facilmente selezionate per produrre radiazione di transizione nell'intervallo $\gamma_{th} - \gamma_{sat}$ più ampio possibile.

Una particella carica, se non deflessa da un campo magnetico, rilascia energia di ionizzazione nella stessa regione dei fotoni di transizione. Per ridurre questo effetto indesiderato, si preferisce usare camere proporzionali a gas piuttosto che rivelatori a stato solido o scintillatori. Il gas usato deve avere alta efficienza di conversione per i fotoni di transizione; pertanto sono usati gas ad alto Z (Xe, Kr, Ar) [21].

2.2.2 Descrizione del rivelatore

Il TRD costruito per l'apparato MACRO [21, 22, 23] è costituito da 3 moduli adiacenti ed ha superficie totale di 36 m^2 . Poiché si ritiene che a queste profondità la distribuzione dell'energia residua dei μ sia praticamente costante fino a 0.1 TeV, riducendosi drasticamente intorno al TeV con un valore medio probabile intorno a 0.25 TeV, il TRD è stato progettato per esplorare l'intervallo energetico $E_\mu = 0.1 \div 1 \text{ TeV}$. Per energie inferiori non c'è emissione di radiazione di transizione e il rivelatore misura solo la perdita

di energia per ionizzazione dei μ nel gas usato. Per energie maggiori di 1 TeV, dove il flusso dei μ è stimato essere il 5% del totale, la radiazione di transizione satura.

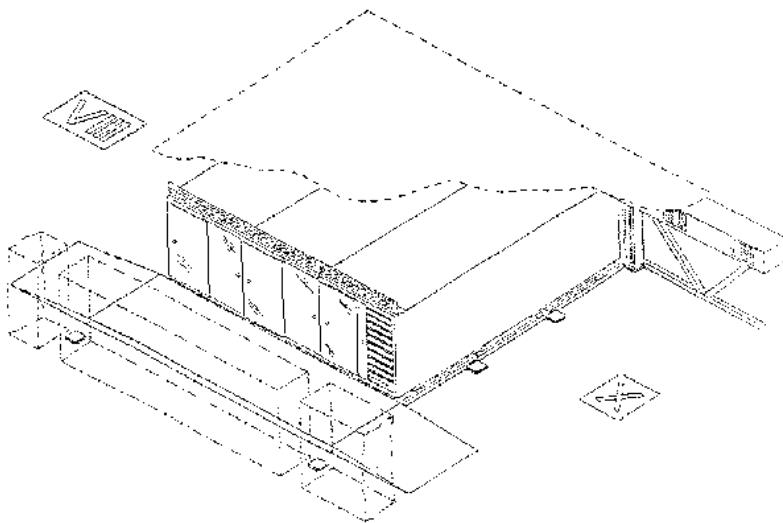


Figura 2.3: *Il TRD [11].*

Ogni modulo del TRD misura $6\text{ m} \times 1.92\text{ m} \times 1.7\text{ m}$ ed è formato da 10 piani di 32 contatori proporzionali (tubi) intervallati da 11 piani di radiatori. Il piano di tubi più basso è posto sopra l'undicesimo radiatore : in questo modo il TRD è simmetrico rispetto ai μ provenienti sia dall'alto che dal basso.

L'apparato è sostenuto da una struttura esterna in ferro. Le pareti laterali di ciascun modulo sono di alluminio spesso 1 mm, e le pareti di moduli adiacenti sono state rimosse in fase di montaggio per ridurre le zone di inefficienza. Non ci sono altri supporti interni perché il peso dei materiali usati non è eccessivo (peso totale di circa 1500 Kg).

I contatori proporzionali, lunghi 6 m e a sezione quadrata di $6 \times 6 \text{ cm}^2$, sono realizzati in polistirene ed hanno pareti spesse circa $900 \mu\text{m}$. Poichè il materiale usato ha densità $\rho = 1.1 \text{ g/cm}^3$, si è visto che l'assorbimento per raggi X di 11 Kev, corrispondenti al picco di energia atteso per radiazione di transizione prodotta dal tipo di radiatore usato, è di circa il 18%. Le pareti interne dei tubi sono rivestite interamente di grafite avente resistività di $10 \text{ K}\Omega/\square$. Il filo anodico, realizzato in lega Cu-Be, ha un diametro di $100 \mu\text{m}$ ed è sorretto da spaziatori a forma di X posti ogni metro lungo il filo. Le estremità del filo anodico sono saldate a connettori inclusi nei tappi di chiusura, uno dei quali è collegato all'alta tensione. Inoltre, entrambi i tappi di chiusura sono dotati di accessi per l'ingresso e l'uscita del gas. Le pareti interne, che costituiscono i catodi, sono poste a massa per mezzo di due strisce di fibra di carbonio a bassa resistività inserite tra il tubo e i connettori di massa posti sul tappo di chiusura. La superficie esterna dei tubi è avvolta da fogli di Mylar alluminizzati (spessi 25μ) connessi a massa per proteggere i contatori da rumore di origine elettromagnetica (pick-up noise).

Il sistema di alimentazione del gas consiste di un distributore ad alta pressione (4 atm) connessa a dieci indipendenti riduttori e flussometri, ognuno dei quali alimenta un piano di tubi. I 32 tubi per piano sono alimentati a gruppi di 8. Per avere contemporaneamente un gas ad alto Z e a basso costo, i tubi sono riempiti con una miscela di gas costituita dal 90% di Ar e dal 10% di CO₂. Il sistema funziona con flussi di gas relativamente bassi ($\sim 300 \text{ l/h}$ per modulo), in quanto il polistirene presenta basso degassamento e buona impermeabilità all'ossigeno presente nell'aria esterna. Il guadagno ottenuto con questa miscela di gas è dell'ordine di 10^3 con un'alta tensione di 2540 V. Usando sorgenti di ⁵⁵Fe e ¹⁰⁹Cd si è constatato il regime di proporzionalità dei tubi fino a tensioni di 2560 V [21].

Il materiale usato come radiatore è l'Ethafoam 220 (polietilene espanso) che ha densità di circa 35 g/l. Le celle di cui è costituito hanno un diametro dell'ordine dei 900 μm e pareti spesse circa 35 μm ; pertanto l'intervallo $\gamma_{th} - \gamma_{sat}$ è circa $10^3 - 10^4$ corrispondente a muoni di energia compresa tra 100 GeV e 1 TeV.

Per poter calibrare la risposta del TRD a bassa energia, nella parte finale (ultimi 2 m) del terzo modulo sono stati inseriti, tra ogni piano di tubi e radiatore, 10 fogli di alluminio spessi 1 mm e di superficie $2 \times 2 \text{ m}^2$. Poichè i fogli di alluminio assorbono completamente la radiazione di transizione emessa da muoni veloci, è possibile raccogliere campioni di eventi nei quali è presente, in una regione limitata dei tubi, solo perdita di energia per ionizzazione.

In questo lavoro di tesi si è, per la prima volta, usata questa parte del terzo modulo per la calibrazione del TRD.

2.2.3 L'elettronica di lettura

Una particella carica che passa attraverso il TRD produce un segnale dovuto alla radiazione di transizione (se la particella ha $\gamma > \gamma_{th}$) ed al rilascio di energia per ionizzazione nel gas contenuto nei tubi proporzionali.

Esistono due metodi per l'elaborazione dei segnali del TRD: *il metodo di misura della carica e il metodo di conteggio dei "clusters"*.

Con il metodo di misura della carica il segnale raccolto dai fili di ciascun contatore è amplificato con una costante di tempo di alcune centinaia di ns e analizzato in carica da un ADC. Con un opportuno taglio sulla carica analizzata, si possono facilmente discriminare particelle che producono radiazione di transizione da quelle, meno energetiche, che non irradiano.

Nel metodo di conteggio dei "clusters" [24], il segnale viene fortemente

differenziato e le particelle più veloci sono discriminate da quelle che non emettono radiazione di transizione contando il numero di impulsi (“hits”) che superano una certa soglia in ampiezza. Infatti, i fotoni della radiazione di transizione estraggono elettroni dal gas del rivelatore per effetto photoelettrico; il segnale elettrico corrispondente è prodotto dalla nube di carica (“cluster”), avente dimensioni dell’ordine dei μm , generata da questi elettroni, e presenta alcuni picchi risolti nel tempo, ognuno dei quali corrisponde ad un singolo photoelettrone. Il segnale prodotto dalla sola perdita di energia per ionizzazione, invece, presenta numerosi picchi di piccola ampiezza, dovuti a raggi δ (elettroni di ionizzazione a bassa energia).

Per varie ragioni, quali l’affidabilità e il basso costo, il TRD dell’esperimento MACRO utilizza il metodo di conteggio dei ”clusters”.

In figura 2.4 è riportato lo schema di un canale elettronico. Esso consiste di una sezione analogica, montata su una scheda elettronica di $5 \times 5 \text{ cm}^2$ posta direttamente su uno dei due tappi di chiusura di ciascun tubo, e di una sezione digitale, inserita in un modulo NIM a 32 canali (“DISCAL”) che “processa” un intero piano di tubi, connessa a quella analogica per mezzo di un cavo coassiale.

Lo stadio di ingresso della sezione analogica è inserito subito dopo il condensatore di disaccoppiamento dell’alta tensione. Esso si basa su di un transistor a base comune che raccoglie il segnale di corrente proveniente dal filo attraverso una resistenza in serie di 270Ω , scelta per adattare l’impedenza caratteristica del tubo proporzionale (380Ω). Il segnale di tensione d’uscita è formato da un filtro passivo a circa 80 ns di larghezza a metà ampiezza (FWHM) e amplificato per mezzo dell’amplificatore NE 592. E’ possibile regolare il guadagno di tensione di questo stadio a circa 100 per mezzo di una resistenza variabile. Dopo l’amplificazione, il segnale di tensione è inviato,

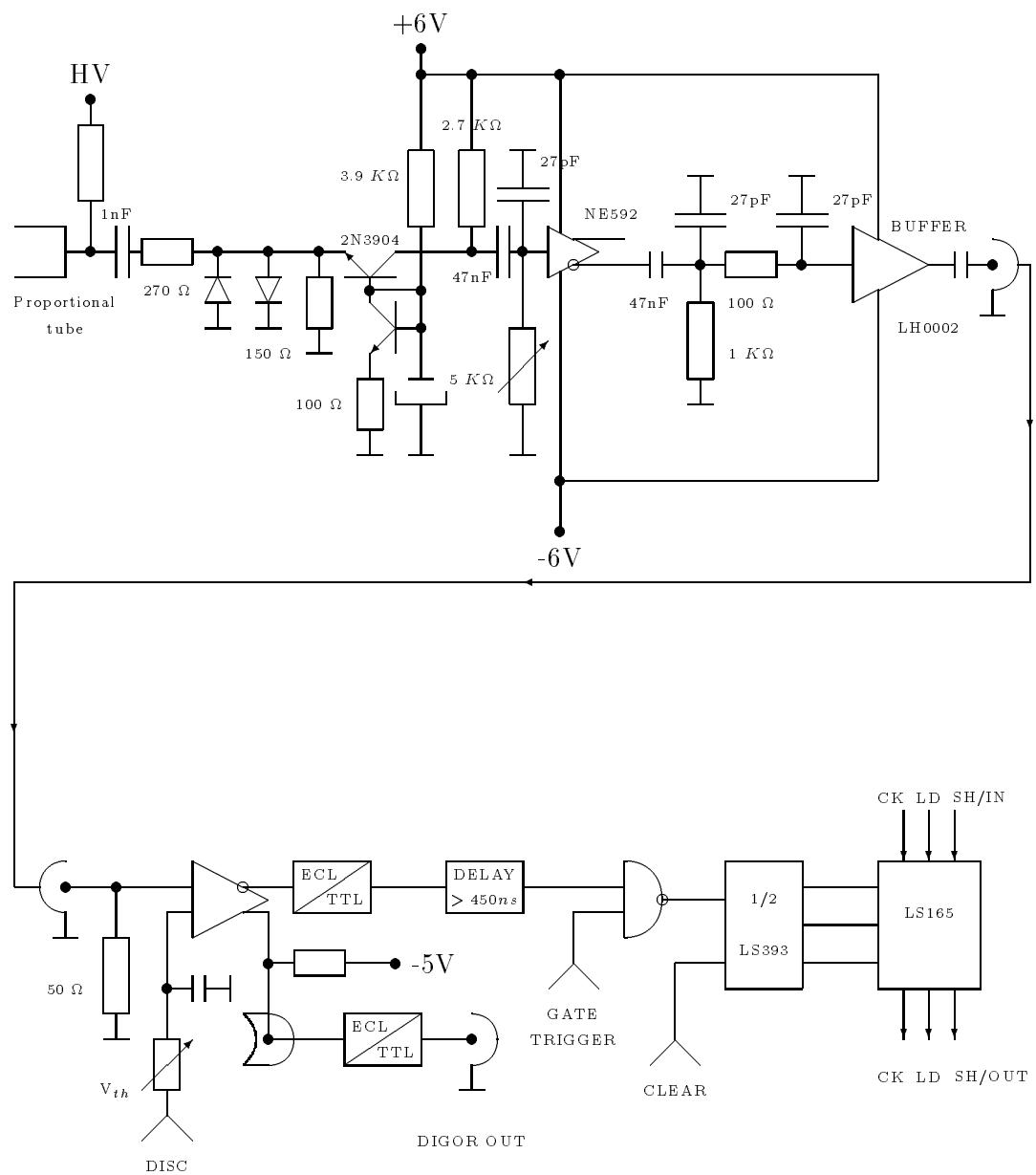


Figura 2.4: Schema di un canale elettronico

attraverso il “buffer” LH0002, su un cavo coassiale lungo 8 m collegato alla sezione digitale. La dinamica della sezione analogica è 1 V e la larghezza di banda è 20 MHz. L’ampiezza di un impulso prodotto da raggi X di 5.9 KeV (^{55}Fe) è circa 100 mV (su $50\ \Omega$).

La sezione digitale consta di un comparatore veloce (Le Croy MVL 407), un ritardo attivo di 450 ns (per tener conto del ritardo del trigger dal segnale), un contatore a 3 bit (1/2 LS 393) e uno “shift register” (LS 165). Per discriminare i “clusters” prodotti da radiazione di transizione dai raggi δ , la soglia del comparatore è posta a 80 mV, corrispondente ad una energia di circa 5 KeV, dove inizia lo spettro della radiazione. Sono contati e trasferiti alla catena di “shift register” solo quei segnali che superano la soglia nell’intervallo temporale di $1.7\mu\text{s}$. L’uso del contatore a 3 bit deriva dalla statistica di conteggio dei foton: poiché ci aspettiamo che, in media, un segnale oltrapassi la soglia per ogni tubo acceso, c’è una probabilità finita, in accordo alla statistica di Poisson, di avere anche 4 o più conteggi. I segnali provenienti dai tubi di un piano sono messi in OR (DIGOR), sempre dal DISCAL, per scopi di monitoraggio o per la realizzazione del “trigger”.

Il controllo e la codifica dei bit provenienti dalla catena di shift register è effettuata dal modulo STAS C187 della CAEN. Questo modulo può leggere 8 catene di shift register di lunghezza massima di 1024 bit, ed è usato anche per il sistema di lettura del sistema di tubi streamer di MACRO. Per ogni modulo di TRD, che ha 320 canali di 3 bit ciascuno, è sufficiente un solo canale dello STAS. Pertanto i dati provenienti dai tre moduli del TRD sono elaborati da 3 degli 8 canali di un modulo STAS.

Per ogni modulo del TRD il DIGOR per piano è connesso alla logica di trigger.

Per verificare che un evento registrato dal TRD sia effettivamente

prodotto da un muone, è necessario controllare che esso sia stato registrato anche da MACRO. A questo scopo si è realizzato un circuito di trigger, il cui schema è riportato in figura 2.5.

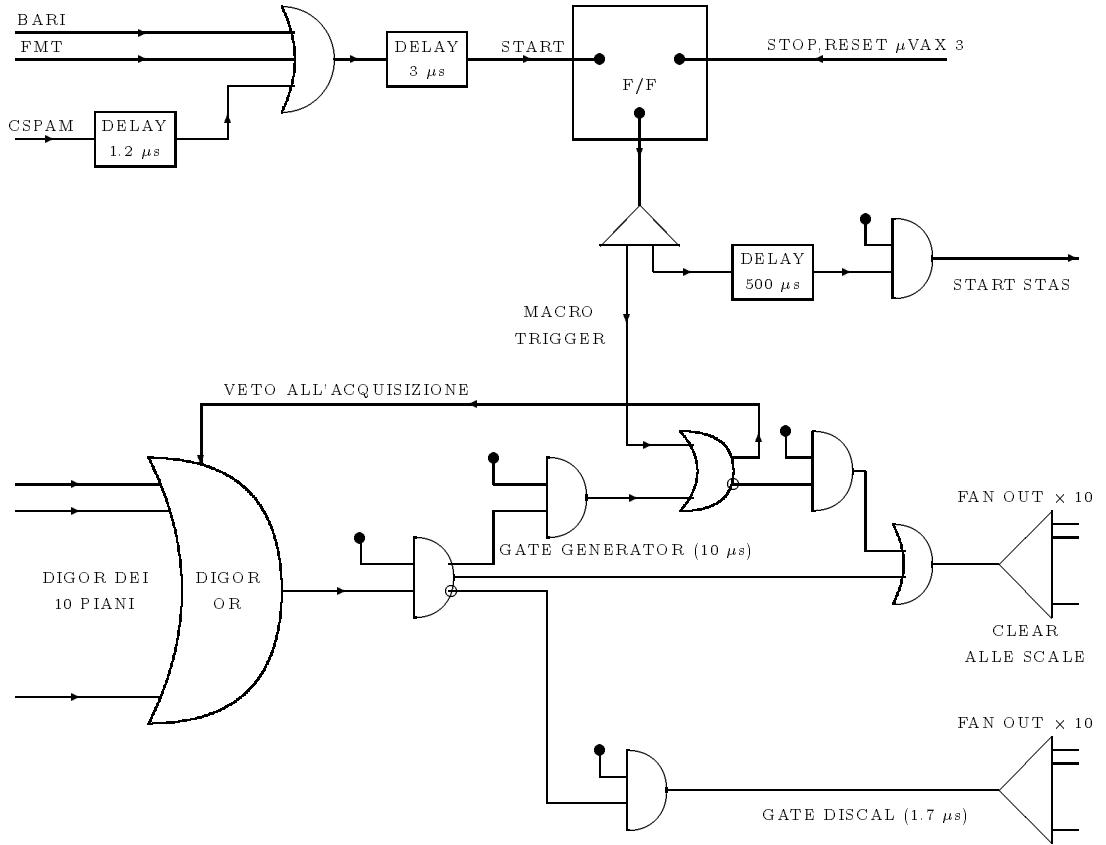


Figura 2.5: *Trigger del TRD [11]*.

Il trigger di MACRO [13] utilizza le informazioni provenienti dai tubi a streamer (Bari - trigger) e dagli scintillatori (FMT per particelle lente come i μ -stop; CSPAM per particelle veloci).

Quando un qualsiasi tubo del TRD si accende, dal DIGOR OR parte

un segnale che viene inviato ad un discriminatore. Da una delle uscite del discriminatore, il segnale “formato” viene mandato in un “gate generator” che produce un segnale di $10 \mu s$. Quest’ultimo è messo in OR con il trigger di MACRO per porre in voto l’acquisizione del TRD. Se entro i $10 \mu s$ di durata della “gate” non arriva alcun trigger da MACRO, il voto viene tolto. Se, invece, durante questo intervallo di tempo il trigger di MACRO arriva, il voto rimane e vengono generati un segnale di “clear” alle scale ed una “gate” di $1.7 \mu s$ ai DISCAL che sono abilitati alla lettura.

Capitolo 3

Procedure di analisi

3.1 Calibrazione del TRD

Per ottenere una corretta valutazione dell'energia dei muoni, è necessario studiare la risposta dell'apparato a fasci di particelle di energia nota.

A questo scopo si è realizzato un prototipo di TRD in scala ridotta, e lo si è sottoposto ad un fascio di e^- e π , con energie fino a 5 GeV, fornito dal CERN di Ginevra.

Il prototipo [21] consta di 30 tubi proporzionali, disposti in 10 piani (3 tubi per piano), simili a quelli utilizzati nel TRD dell'esperimento MACRO, la cui lunghezza è stata ridotta a 1 m per ragioni di spazio. Ogni piano di tubi è intervallato da 10 strati di radiatore (Ethafoam) spessi 10 cm. La miscela usata per riempire i tubi è ovviamente, la stessa impiegata nell'apparato costruito al Gran Sasso: 90% di argon e 10% di CO_2 .

In figura 3.1 è mostrata la configurazione adottata nel “test - beam”.

Si sono usati 2 Čerenkov a soglia (\check{C}_1 e \check{C}_2), per distinguere e^- da π , e un calorimetro a vetro piombo (di spessore pari a 10 lunghezze di radiazione) che funge da discriminatore per la selezione di e^- . Gli scintillatori S_b, S_1, S_2

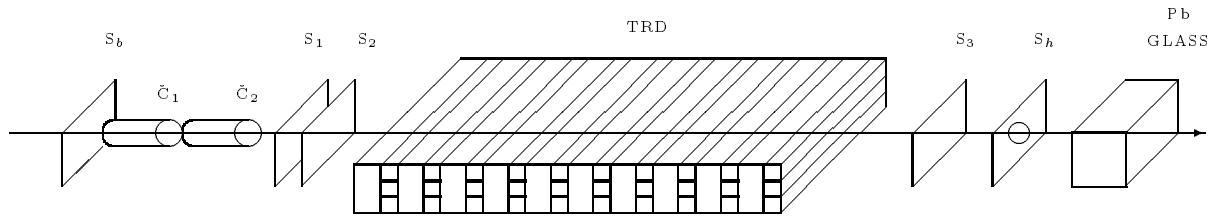


Figura 3.1: *Configurazione adottata nel “test-beam”*

e S_3 , sono usati per la definizione del fascio, mentre il contatore di alone S_h , posto in anticoincidenza con gli altri contatori, è utilizzato per scartare eventi nei quali si producono sciami elettromagnetici nel TRD o in qualsiasi altro rivelatore precedente.

Un elettrone è identificato dalla coincidenza:

$$S_b \cdot \check{C}_1 \cdot \check{C}_2 \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \overline{S_h} \cdot \text{Pb}$$

invece un pion è definito da:

$$S_b \cdot \overline{\check{C}_1} \cdot \overline{\check{C}_2} \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \overline{S_h} \cdot \overline{\text{Pb}}.$$

La risposta del TRD è valutata variando l'energia del fascio da 1 GeV a 5 GeV, selezionando, di volta in volta, e^- o π ad angoli di incidenza diversi ($0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ e 45°) ruotando i tubi rispetto alla direzione del fascio. Gli elettroni, a queste energie, hanno fattori di Lorentz γ dell'ordine di $1000 \div 10000$, corrispondenti a γ_{th} e γ_{sat} della radiazione di transizione; pertanto, con essi, si può studiare la risposta del rivelatore ai fotoni di transizione. Con i π , che in questo intervallo energetico hanno γ inferiore alla soglia della radiazione di transizione (π di 5 GeV hanno $\gamma \simeq 36$), è possibile analizzare la risposta del TRD a particelle che rilasciano energie solo per ionizzazione.

La regolazione dell'energia del fascio viene effettuata per mezzo del sistema magnetico (dipoli e quadrupoli) che ne gestisce la trasmissione.

Per un controllo del profilo del fascio nella vista perpendicolare alla direzione di propagazione, si utilizzano due camere proporzionali multifili (“profile monitors”) disposte, ortogonalmente tra loro, sul fascio stesso.

Il fascio ha una sezione (“spot”) di circa 1 cm^2 ed è costituito da “pacchetti” di particelle (“spills”) della durata di circa 1 s. La frequenza di arrivo delle particelle è di circa uno spill ogni 7 s.

Particolare attenzione deve essere prestata, durante l'acquisizione, al controllo dei seguenti parametri:

- a) Intensità del fascio. Se si opera con “rates” di particelle troppo elevato, si generano problemi di carica spaziale all'interno dei tubi proporzionali. Infatti, essendo la velocità di deriva degli ioni, in un rivelatore gassoso, dell'ordine di 5 cm/ms , il tempo impiegato dagli ioni prodotti da una particella per raggiungere il catodo dei tubi usati (6 cm di lato), affinchè si ristabilisca il campo

elettrico, è dell'ordine di 1 ms, corrispondente a rates accettabili di particelle di circa 1 KHz.

b) Tempo di acquisizione. E' l'intervallo temporale entro il quale si accettano gli impulsi prodotti dalle particelle del fascio. Esso è regolato da una "gate" che non deve essere né troppo larga, altrimenti si rischia di registrare impulsi spuri ("background"), né troppo stretta, per non correre il rischio di perdere informazioni a causa della dipendenza della velocità di "drift" degli elettroni dal campo elettrico (per esempio e^- prodotti in regioni di gas del tubo lontane dal filo, in cui il campo elettrico è più debole). Si è trovato il giusto compromesso regolando la gate a $1.3 \mu s$

In figura 3.2 sono riportati i risultati della calibrazione.

Nell'intervallo γ_{th} e γ_{sat} , gli elettroni, oltre a produrre radiazione di transizione, rilasciano anche energia per ionizzazione. Pertanto per una corretta calibrazione del TRD, occorre ben quantificare quest'ultimo contributo. A questo scopo si sono realizzati run di test nei quali si è rimosso il radiatore di Ethafoam. Le curve così ottenute sono mostrate in figura 3.3.

Si può osservare, in funzione di γ , il caratteristico comportamento della perdita di energia per ionizzazione di una particella carica, nella regione della "salita relativistica" ($\gamma < 100$) e del "plateau di Fermi" ($\gamma > 1000$).

Poiché in queste curve si osserva la risposta del TRD a particelle che non irradiano radiazione di transizione, esse saranno usate, come vedremo nel capitolo 4, per la calibrazione della parte del terzo modulo ove sono inseriti i fogli di alluminio, i quali, come accennato nel paragrafo 2.2.2, assorbono completamente i fotoni della radiazione di transizione emessa da particelle veloci.

In figura 3.4 si riporta la distribuzione degli hit ottenuta in runs di pioni e

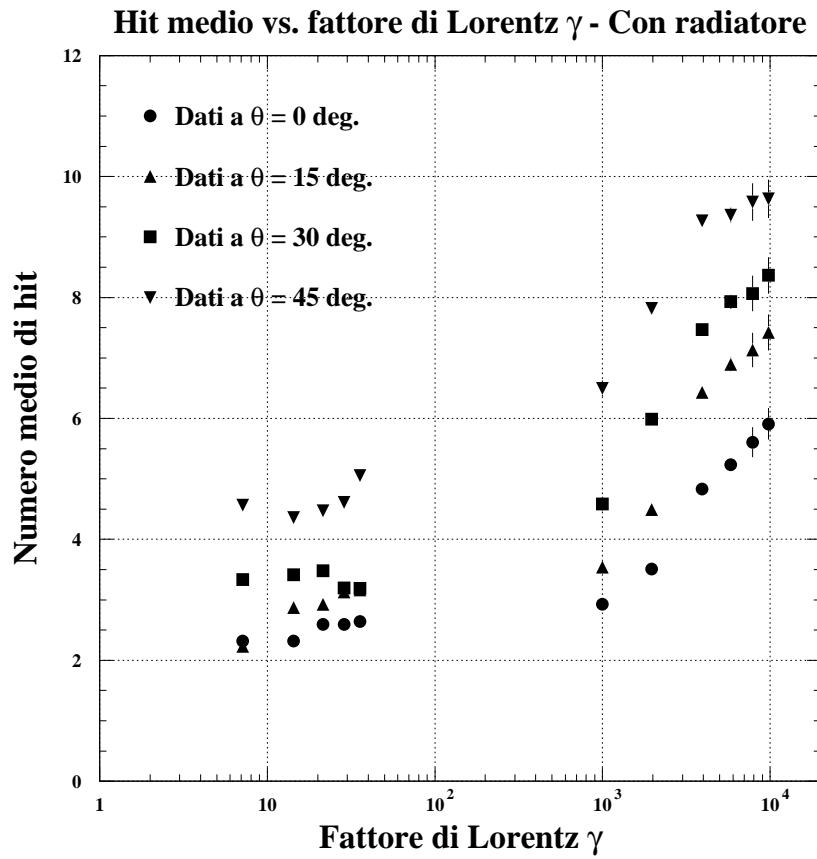


Figura 3.2: *Curve di calibrazione del TRD*

in runs di elettroni con e senza radiatore, tutti di energia di 3 GeV e incidenti sul TRD a $\theta = 30^\circ$.

I fogli di alluminio (spessi in totale 10 mm) inseriti in una parte del terzo modulo del TRD, potrebbero dar luogo, quando attraversati da particelle cariche energetiche, a produzione di raggi δ o potrebbero generare processi radiativi (per esempio bremsstrahlung), dato che 10 mm di alluminio corrispondono a $\sim 10\%$ di X_0 (essendo X_0 la lunghezza di radiazione nell'alluminio). La funzione di questi fogli è quella di “simulare” la risposta del TRD alla sola perdita di energia per ionizzazione di una particella carica .

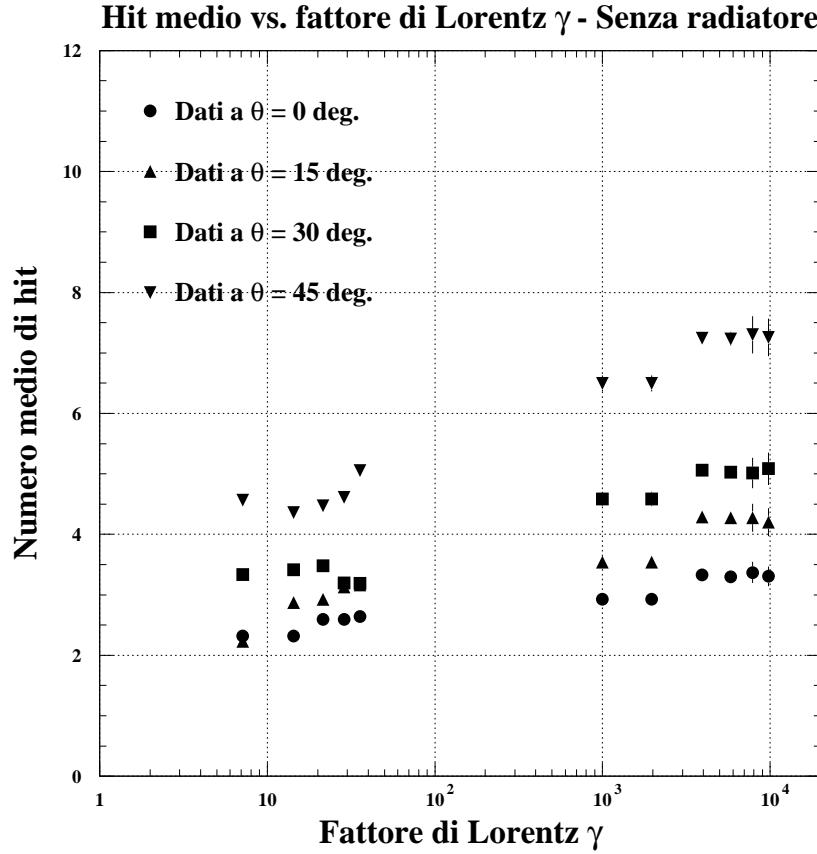


Figura 3.3: *Curve di calibrazione del TRD senza radiatore.*

Pertanto, questa, potrebbe essere in qualche modo perturbata dalla presenza dei fogli. Una quantificazione di questi effetti è stata possibile realizzando un run di prova, nel quale il prototipo di TRD è stato munito, tra ciascun piano di tubi e radiatore, di fogli di alluminio di spessore (1 mm) analogo a quello dei fogli utilizzati nel TRD di MACRO. In figura 3.5(a) si mostra la distribuzione degli hits, generati da elettroni di 3 GeV incidenti a $\theta = 0^\circ$, ottenuta in questo run. Essa è da confrontarsi con l'analoga distribuzione che si ottiene in un run eseguito senza radiatore (fig. 3.3(b)).

Indicando con $\langle h_{a,b} \rangle$ l'hit medio della prima e della seconda distribuzione

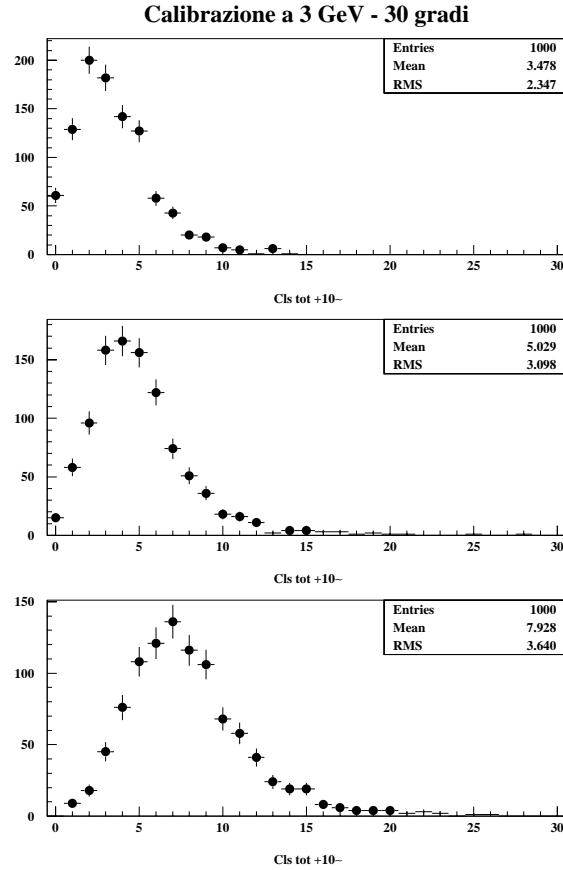


Figura 3.4: *Distribuzioni degli hit, a 3 GeV e ad angoli di 30° per: a)pioni; b)elettroni - senza radiatore; c)elettroni - con radiatore*

rispettivamente, si ha:

$$\langle h_a \rangle = 3.760 \pm 0.16$$

$$\langle h_b \rangle = 3.215 \pm 0.17$$

La differenza tra i due hit medi è:

$$\Delta H = 0.545 \pm 0.23 \quad (3.1)$$

Si evince, quindi, che la presenza dei fogli di alluminio innesca altri processi fisici (raggi δ o effetti radiativi), che si manifestano con un aumento

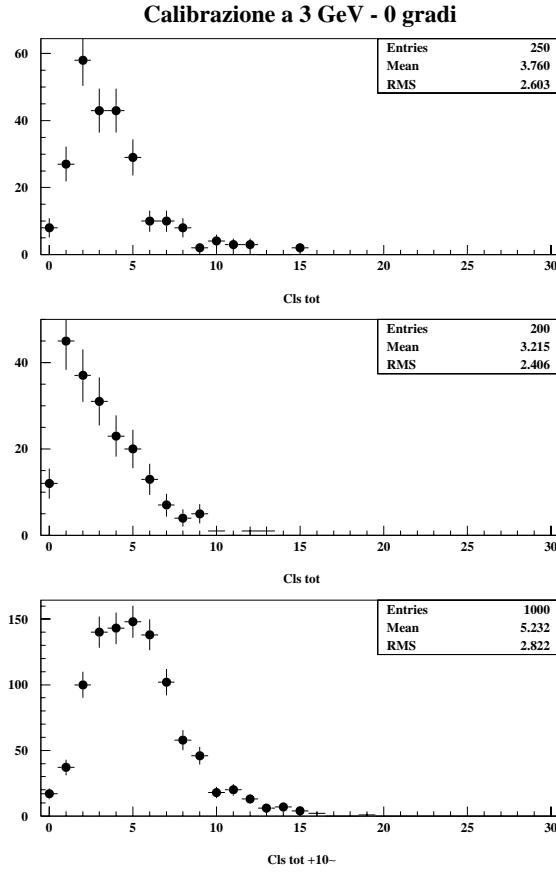


Figura 3.5: *Distribuzioni degli hit, a 3 GeV e ad angoli di 0° per : a) elettroni - con fogli di alluminio; b) elettroni - senza radiatore; c) elettroni - con radiatore*

dell'hit medio di ΔH o, meglio, con un aumento percentuale dell'hit medio di:

$$\frac{\Delta H}{\langle h_b \rangle} \cong 16.9\% \quad (3.2)$$

Come si vedrà nel capitolo 4, questi risultati saranno molto utili per la determinazione della “funzione risposta” del TRD.

Infine, confrontando le figure 3.5(c) e 3.5(a), ci si rende facilmente conto che la radiazione di transizione è perfettamente assorbita dall'alluminio.

3.1.1 Valutazione degli errori sistematici compiuti nella calibrazione del TRD

Durante la calibrazione del TRD, si è costantemente controllato il guadagno di ciascun tubo proporzionale utilizzando una sorgente radioattiva di ^{55}Fe , che emette fotoni di energia media pari a 5.9 KeV. L'alta tensione applicata ai tubi è stata regolata, durante tutto il periodo di acquisizione, in modo che l'ampiezza d'impulso prodotta dai fotoni emessi dal ^{55}Fe fosse in media, su ciascun tubo proporzionale, pari a 100 mV.

Il guadagno dei tubi proporzionali può non essere stabile, in quanto è sensibile a variazioni di temperatura e di pressione esterne, nonché a variazioni della miscela di gas che riempie ciascun tubo. Durante le procedure di calibrazione, la stabilità del guadagno è stata controllata osservando, in un intervallo temporale di 10 s, l'andamento del numero di hits nei 10 tubi proporzionali. Si è riusciti ad operare in modo che, regolando l'alta tensione, il rapporto tra il valor medio ($\langle N \rangle$) e la deviazione standard (σ) della distribuzione dei conteggi fosse:

$$\frac{\sigma}{\langle N \rangle} \leq 2\%$$

Per determinare le fluttuazioni dell'hit medio in funzione dell'ampiezza d'impulso, nelle distribuzioni del tipo mostrato in figura 3.4, dovute essenzialmente a variazioni del guadagno, si sono eseguiti runs nei quali si è variata l'alta tensione applicata ai tubi, in maniera tale che l'ampiezza degli impulsi prodotti dai fotoni del ^{55}Fe fosse uguale a 90 mV o a 100 mV. In questo modo è stato possibile osservare che variazioni di ± 10 mV nell'ampiezza di impulso comportano, usando sia elettroni che pioni, variazioni dell'hit medio dell'ordine di $\pm 25\%$. Poiché nel nostro caso la distribuzione delle ampiezze degli impulsi prodotti dal ^{55}Fe risulta una

gaussiana con media 100 mV e deviazione standard 10 mV, si può concludere che fluttuazioni del 2% nei conteggi corrispondano a variazioni di circa 0.7 mV nell'ampiezza di impulso del ^{55}Fe e, di conseguenza, a fluttuazioni di circa il 2% nell'hit medio.

Si è pertanto assegnato ai dati di calibrazione un errore sistematico del 2%.

3.2 Analisi dei dati

I dati analizzati in questo lavoro di tesi sono relativi al terzo modulo del TRD e sono stati raccolti dal 19/01/1997 al 07/01/1998. Per avere informazioni sulla risposta del rivelatore a bassa energia, utile, come vedremo nel capitolo 4, per la determinazione dello spettro energetico dei muoni, si è usata, per la prima volta, la parte contenente i fogli di alluminio. Pertanto si è proceduto all'analisi separata dei dati provenienti da entrambe le parti in cui è suddiviso il terzo modulo.

3.2.1 Decodifica dei dati

I dati acquisiti dal rivelatore MACRO sono memorizzati in files di dati “grezzi” (“raw data”) ognuno corrispondente ad un determinato periodo di aquisizione (runs della durata di circa 6 ore).

Questi raw data sono, poi, decodificati dal programma di analisi “off-line” DREAM (Data Reduction and Event Analysis for Macro).

La prima fase dell'operazione di decodifica consiste nel tradurre i raw data in formati leggibili da altri calcolatori, con l'aggiunta di qualche informazione sullo stato del run relativo.

Nella fase successiva, si procede alla decodifica vera e propria dei

dati: dopo essere stati associati agli elementi di MACRO da cui derivano (scintillatori, tubi streamer, ecc..), si procede alla ricostruzione degli eventi. Le tracce degli eventi sono ricostruite indipendentemente nelle varie “viste” (piani orizzontali di tubi streamer, strip, piani verticali, ecc.) e sono poi messe a confronto per una loro univoca determinazione.

Tutte le informazioni essenziali per una corretta analisi degli eventi, sono poste nei files DST (Data Summary Tapes).

Con DREAM è anche possibile una visualizzazione tridimensionale di qualsiasi evento, utile soprattutto nell’analisi di eventi complicati.

I dati relativi agli eventi che hanno interessato il TRD, sono posti in DST ridotti.

A partire dalle tracce ricostruite da MACRO, si selezionano quelle che hanno attraversato il TRD.

Per la determinazione della “geometria” del TRD, si è usato il sistema di riferimento locale di MACRO (figura 3.6).

L’origine è posta sul primo modulo di MACRO; l’asse x è orientato nella direzione ortogonale a quella dei fili dei tubi a streamer; l’asse y è definito dalla direzione dei fili e l’asse z è diretto lungo la verticale locale. il terzo modulo del TRD è individuato, in questo sistema di riferimento, dalle coordinate (esprese in cm):

$$5646.4 \leq x \leq 5842.4$$

$$575 \leq y \leq 1147$$

$$632.8 \leq z \leq 802.8$$

La parte del terzo modulo con i fogli di alluminio ha coordinata y compresa tra 656.3 cm e 1147 cm.

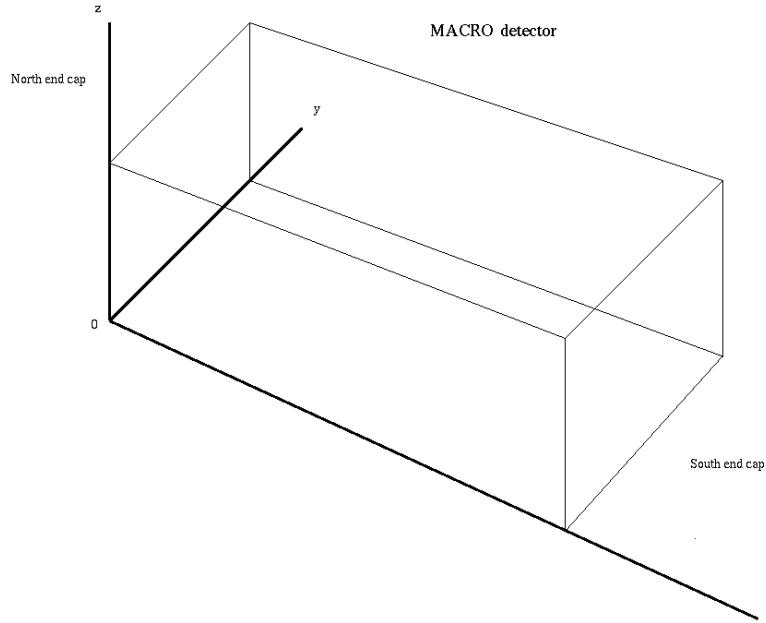


Figura 3.6: *Sistema di riferimento locale dell'apparato MACRO*

La geometria del TRD è stata accuratamente verificata, prendendo, per ogni piano del rivelatore, la distribuzione dei punti di impatto di eventi che producono almeno un hit nel piano considerato.

Nelle figure 3.7 e 3.8 è mostrato, utilizzando il programma di visualizzazione grafica di DREAM, un evento che ha interessato il TRD

3.2.2 Selezione dei dati

In questo lavoro di tesi, si sono considerate solo tracce di muoni che attraversano tutti i 10 piani del terzo modulo del TRD, sia nella parte senza fogli di alluminio che in quella con i fogli di alluminio.

Parametri fondamentali per l'analisi dei dati sono:

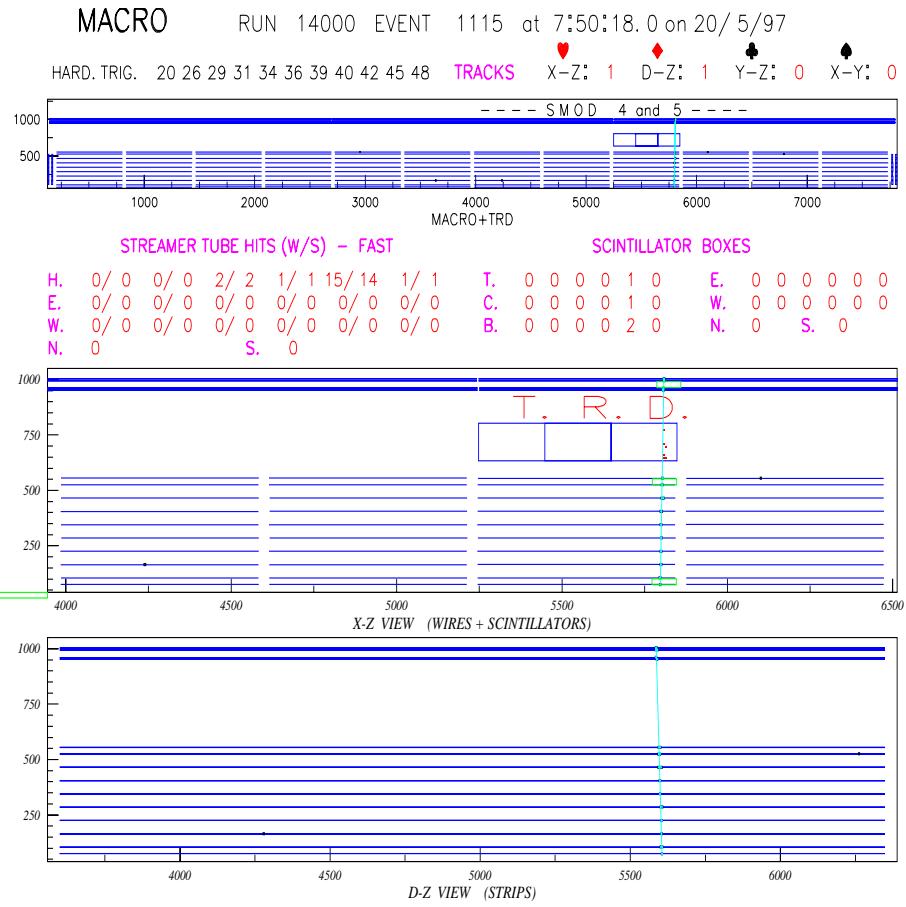


Figura 3.7: Visualizzazione evento che attraversa MACRO e il TRD - vista fili e strisce

1. angolo zenitale θ tra la traccia del muone e l'asse z;
2. angolo azimutale φ tra la proiezione della traccia nel piano xy e il Nord geografico (in senso orario verso est);
3. spessore di roccia attraversato dal muone prima di giungere nel rivelatore, espresso in unità di “roccia standard” (materiale di riferimento con $A = 22$, $Z = 11$ e $\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$).

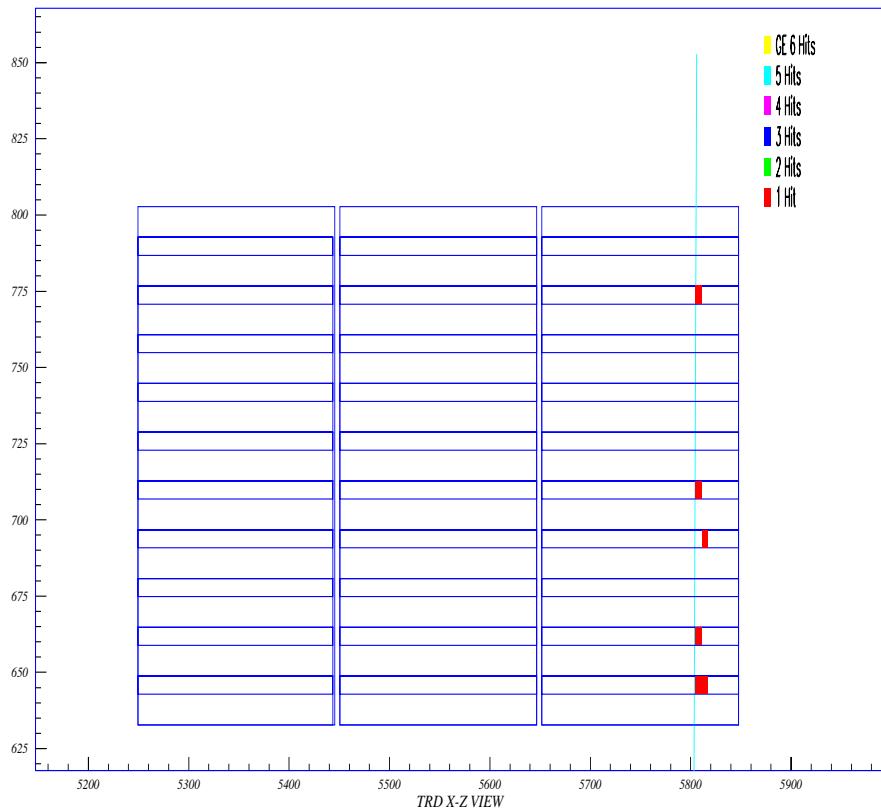


Figura 3.8: *Visualizzazione evento che attraversa MACRO e il TRD - vista TRD*

4. numero di conteggi dei tubi accesi nel TRD (“hits”).

Poiché il TRD è stato calibrato con particelle incidenti sul rivelatore con angoli fino a 45° , si scartano tutti gli eventi con angoli zenithali $\theta > 45^\circ$.

Nella procedura di analisi adottata, si contano gli hits nella vista perpendicolare ai fili anodici, lungo la traiettoria ricostruita da MACRO. Per ottenere una migliore risoluzione angolare e per eliminare errori dovuti alla ricostruzione delle tracce, si definisce un “volume fiduciale”, intorno alla

traccia della particella ricostruita da MACRO, entro il quale si contano gli hits. A questo scopo, si considera la distribuzione delle distanze dei tubi accesi nel TRD dalla traccia. Essa è una gaussiana con media nulla e deviazione standard ≈ 1.9 cm (fig.3.9).

12/02/98 21.24

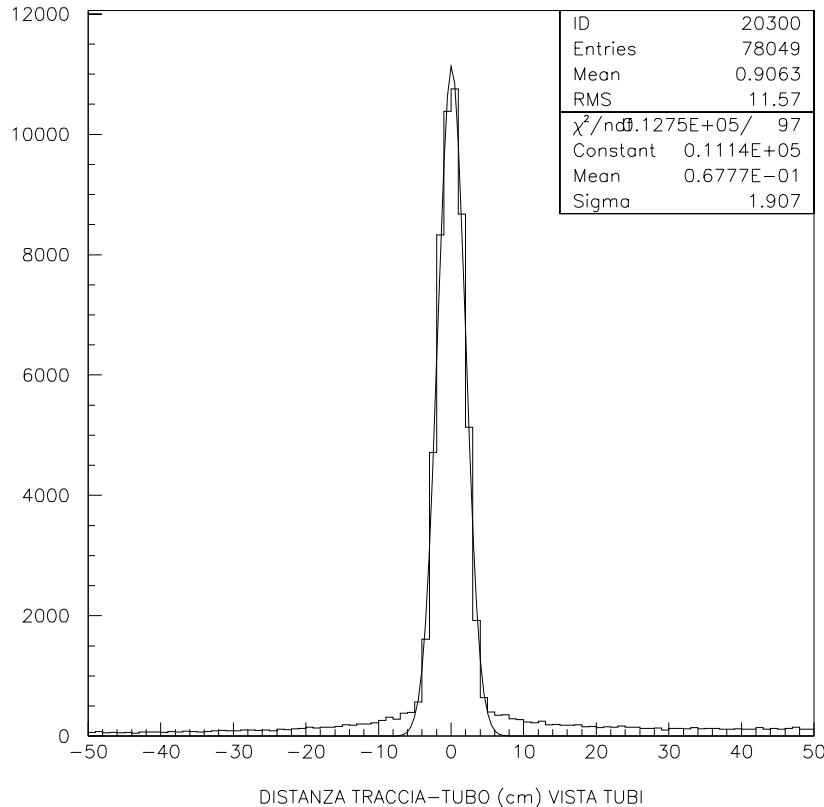


Figura 3.9: *Distanza traccia tubo*

La larhezza della zona fiduciale è presa pari a 3 deviazioni standard della distribuzione delle distanze (circa 5.7 cm). Inoltre, con questa procedura, si eliminano eventuali conteggi spuri derivanti da radioattività naturale o da “rumore” di origine elettromagnetica, i quali possono produrre hits in tubi del TRD non attraversati da muoni.

Per avere un campione di dati stabile ed omogeneo, è necessario effettuare una selezione dei runs analizzati. Pertanto si scartano tutti quei periodi di acquisizione durante i quali l'apparato presenta condizioni di lavoro non stabili.

I criteri adottati si basano sulla distribuzione del “rate” di eventi al giorno per run e sulla distribuzione dell’hit medio per run.

Il primo criterio offre la possibilità di scartare quei runs nei quali l'apparato è stato sottoposto a calibrazioni o a manutenzione. La selezione è effettuata prendendo solo quei runs nei quali il rate differisce dalla media di non oltre 3 deviazioni standard. In figura 3.10 sono riportate le distribuzioni del rate di eventi al giorno, prima e dopo il taglio sui runs.

Poiché i tubi proporzionali sono sensibili a variazioni del guadagno, dovute principalmente a variazioni di pressione e di composizione della miscela di gas usata (la temperatura è abbastanza costante in galleria), il secondo criterio di selezione si basa sull’osservazione del numero medio di hits nella traccia per run: sono scartati i runs nei quali esso è più grande di 3 deviazioni standard della media.

Nelle figure 3.11 è raffigurato l’andamento dell’hit medio nei runs, prima e dopo i tagli, per l’anno 1997.

Tutte queste procedure di selezione sono state applicate, per una migliore statistica dovute ad una maggiore accettanza, alla sola parte del TRD senza fogli di alluminio.

Per disporre di un criterio oggettivo di selezione dei runs, si è realizzato un sistema automatico di “monitoraggio” del guadagno dei contatori proporzionali del TRD. A questo scopo, si osservano le variazioni nel tempo del picco dello spettro di carica di una sorgente di ^{55}Fe , posta su un tubo di test proporzionale (analogo a quelli usati nel TRD ma avente lunghezza pari

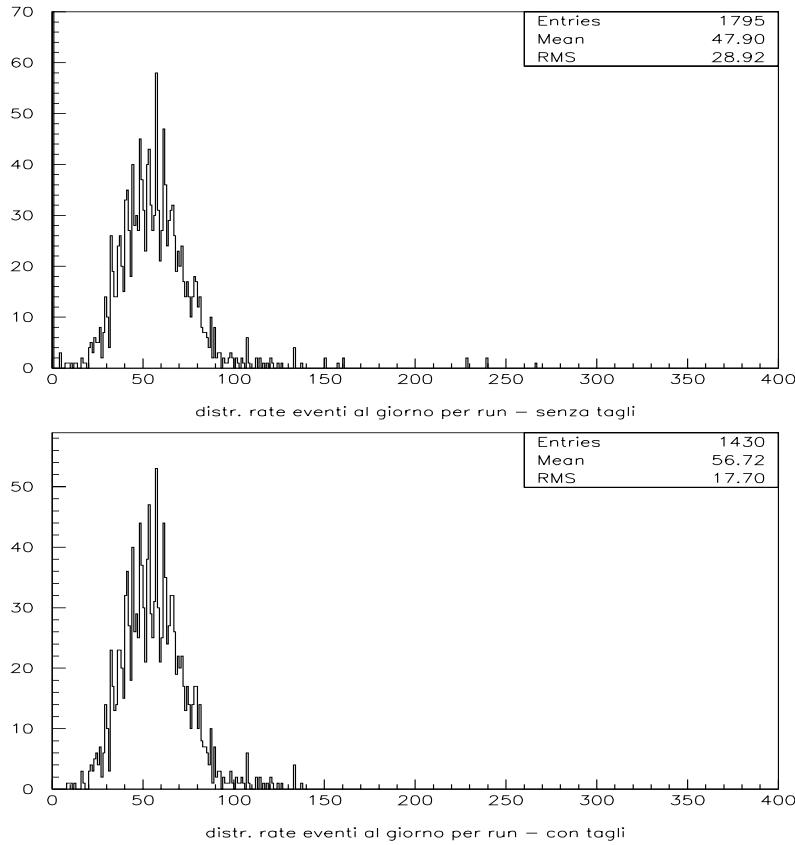


Figura 3.10: *Distribuzione rate eventi al giorno*

a 1 m) e si corregge di conseguenza l’alta tensione.

3.2.3 Risultati della misura

A tutti i tagli effettuati, sono sopravvissuti 17205 muoni nella parte del terzo modulo del TRD senza fogli di alluminio e 7448 muoni in quella con i fogli. In figura 3.12 si riporta la distribuzione dell’hit nella traccia, per le due sezioni del terzo modulo e in figura 3.13 la distribuzione dell’hit medio a vari angoli.

Si può notare che l’hit medio è più alto nella parte del terzo modulo con

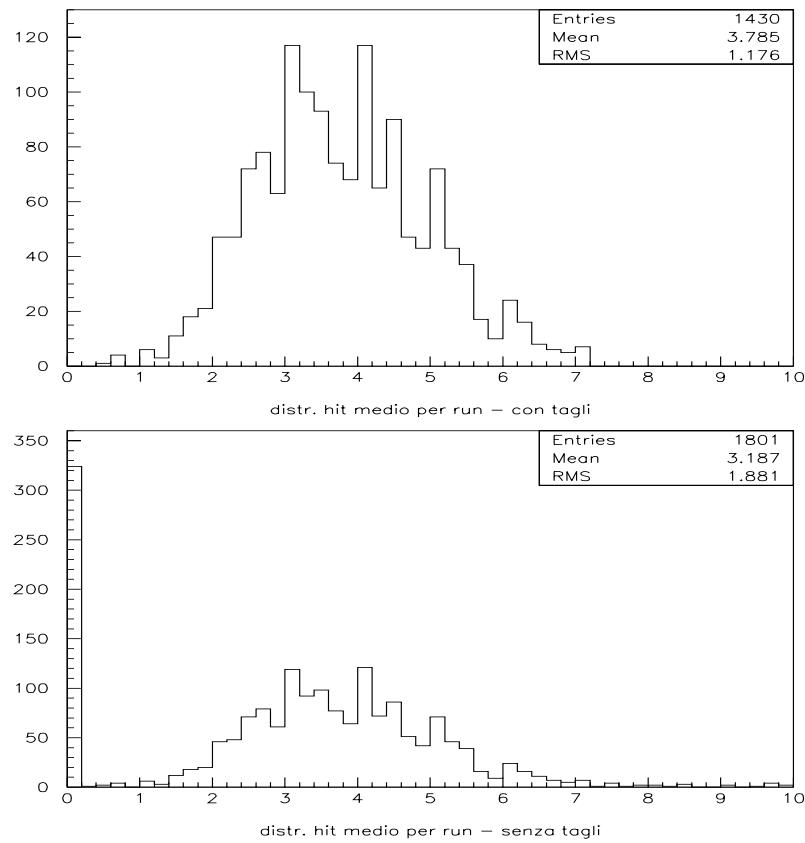


Figura 3.11: *Distribuzioni hit medio per run*

i fogli di alluminio, ad indicazione che i fogli di alluminio stessi assorbono la radiazione di transizione, mentre l'andamento dell'hit in funzione dell'angolo zenitale non mostra differenze apprezzabili nelle due parti.

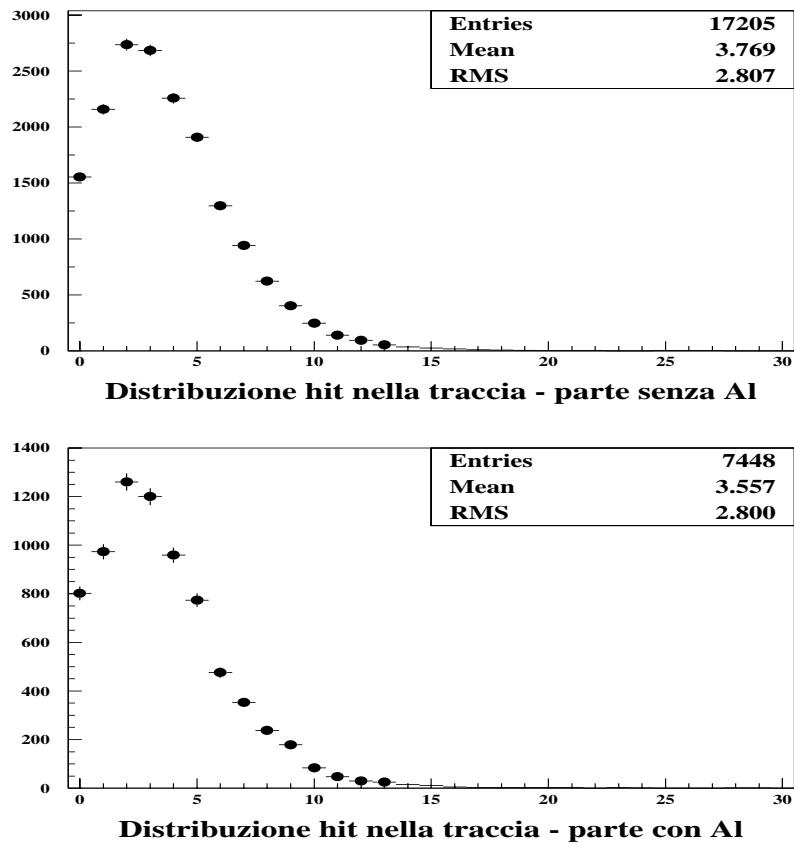
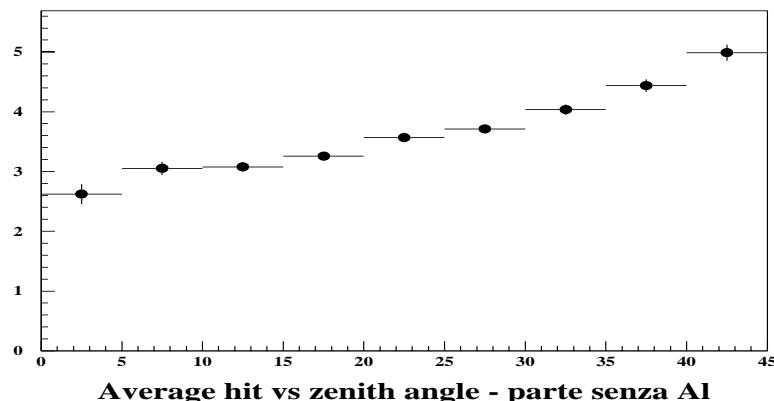
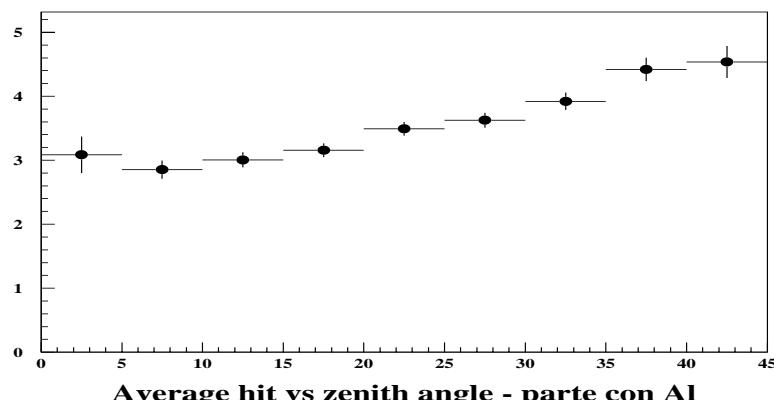


Figura 3.12: *Distribuzione hits nella traccia nelle due parti del terzo modulo*



Average hit vs zenith angle - parte senza Al



Average hit vs zenith angle - parte con Al

Figura 3.13: *Distribuzione hit medio vs zenith*

Capitolo 4

Misura dell'energia residua dei muoni

4.1 Introduzione

Per la valutazione dello spettro energetico dei muoni, si deve tener conto della funzione risposta del TRD che introduce, inevitabilmente, distorsioni sulla distribuzione spettrale “vera”.

Si può risalire alla distribuzione “vera”, partendo da quella misurata, utilizzando una procedura di inversione o deconvoluzione (“unfolding”), che può, però, essere applicata se è ben nota la risposta del rivelatore.

In questo lavoro di tesi si è utilizzata una tecnica di unfolding basata sul teorema di Bayes [25, 26].

Per poter applicare i metodi di unfolding, la grandezza da misurare dovrebbe avere valori compresi in un intervallo finito. Lo spettro di energia dei raggi cosmici, invece, si estende su un ampio e non limitato intervallo di valori. Nel caso del TRD, invece, poiché la risposta del rivelatore è praticamente “piatta” al di fuori dell’intervallo $0.1 \div 1$ TeV (corrispondente

a $\gamma_{th} - \gamma_{sat}$), si può considerare la quantità misurata, cioè il numero di hits (che dipende dall'energia), come grandezza variabile in un intervallo finito [25].

Per applicare la procedura di unfolding, è necessario ricostruire, con la maggior accuratezza possibile, la funzione risposta del rivelatore.

Muoni, di data energia e di dato angolo zenitale θ e azimutale φ , che attraversano il TRD, producono un certo numero di hits. Se indichiamo con $N(E, \theta, \varphi) = \{N(E_1, \theta, \varphi), N(E_2, \theta, \varphi), \dots, N(E_{n_E}, \theta, \varphi)\}$ la distribuzione di energia "vera", allora la distribuzione del numero di hits

$$N(k, \theta, \varphi) = \{N(0, \theta, \varphi), N(1, \theta, \varphi), \dots, N(n_k, \theta, \varphi)\}$$

è data da [25]:

$$N(k, \theta, \varphi) = \sum_{j=1}^{n_E} p(k \mid E_j, \theta, \varphi) N(E_j, \theta, \varphi) \quad (4.1)$$

dove la funzione risposta del rivelatore è $p(k \mid E_j, \theta, \varphi)$ e rappresenta la probabilità di osservare k hits a una data energia E_j ad un dato angolo θ e φ .

Pertanto, una volta determinata $p(k \mid E_j, \theta, \varphi)$ e misurata $N(k, \theta, \varphi)$, è possibile, applicando l'unfolding, invertire la (4.1) ed ottenere la distribuzione dell'energia residua dei muoni attraversanti il TRD, $N(E, \theta, \varphi)$ (cfr.App.).

Appare chiaro l'importanza di una corretta ricostruzione della funzione risposta dell'apparato.

A questo scopo si utilizza una simulazione del TRD, basata sui dati della calibrazione fatta nel "test - beam", che consenta di determinare gli hits corrispondenti ad una data energia. In questo contesto bisogna considerare anche la risposta di MACRO, che includa l'accettanza e l'efficienza dell'intero apparato.

4.2 Simulazione del rivelatore

Il programma di simulazione ("Monte Carlo") usato è strutturato nel modo seguente:

1. Si considera uno spettro uniforme di muoni, sia in energia che in angoli θ e ϕ , in quanto si può dimostrare che la $p(k \mid E_j, \theta, \varphi)$ non dipende dalla particolare forma dello spettro stesso [25, 26].
2. Usando il programma GMACRO, che è un potente strumento di simulazione dell'intero apparato MACRO, basato sul codice GEANT [28], per ogni valore di energia E , angolo zenithale θ ed angolo azimutale φ , si ricostruisce la risposta di MACRO agli eventi simulati.
3. In base ai tubi accesi in MACRO dall'interazione dei muoni simulati, si determina la risposta del trigger e quindi si salva il "buffer" dell'evento in un file.
4. I files di dati così prodotti hanno lo stesso formato dei "raw data" relativi agli eventi reali e, tramite la stessa versione di DREAM usata per i dati reali, sono convertiti in files DST e sono, quindi, pronti per l'analisi.

4.2.1 Simulazione del TRD

Utilizzando le informazioni contenute nei DST di dati simulati, si determina la traccia della particella con gli stessi criteri adottati per i dati reali.

Per la simulazione del TRD si usano i dati di calibrazione. Si definiscono 10 intervalli energetici ("bins") centrati su valori corrispondenti alle energie usate nella calibrazione. Ad ogni muone simulato di una data energia, corrisponde un ben determinato bin energetico e gli si assegna, considerando

anche l'angolo di incidenza sul detector, il "pattern" degli hits rilasciati, nei 10 piani del TRD, dall'evento di calibrazione relativo.

Se l'evento simulato ha energia E ed angolo θ non esattamente corrispondenti a valori per i quali è stata effettuata la calibrazione, il pattern degli hits viene determinato con una procedura di interpolazione lineare in E e $\sec\theta$.

Quando l'evento simulato è ricostruito nella parte del terzo modulo con i fogli di alluminio, si usano le curve di calibrazione ottenute senza il radiatore (fig. 3.3). In questo modo è possibile determinare la risposta del TRD ad eventi che rilasciano solo energia di ionizzazione. Con essa sarà possibile, come si vedrà nel prossimo paragrafo, confrontando i dati reali e quelli simulati, determinare la funzione risposta del TRD, tenendo conto di tutte le inefficienze del rivelatore.

4.3 Funzione di risposta del TRD

In figura 4.1 è rappresentato l'andamento dell'hit medio in funzione dell'angolo zenithale, nella parte con i fogli di alluminio, sia per i dati reali che per quelli simulati.

Si può notare che le distribuzioni ottenute con il Monte Carlo presentano, in tutti gli intervalli angolari, un hit medio più elevato rispetto alle distribuzioni misurate. Ciò è essenzialmente dovuto al fatto che, nel simulare la risposta del TRD, non abbiamo tenuto conto delle inefficienze, sempre presenti. Esse sono principalmente dovute alla circolazione non uniforme del gas all'interno dei tubi, i quali, come visto nel paragrafo 2.2.2., sono alimentati a gruppi di 8. Si è visto che tale sistema produce variazioni del guadagno dei tubi dell'ordine del %. Altre cause di inefficienze potrebbero

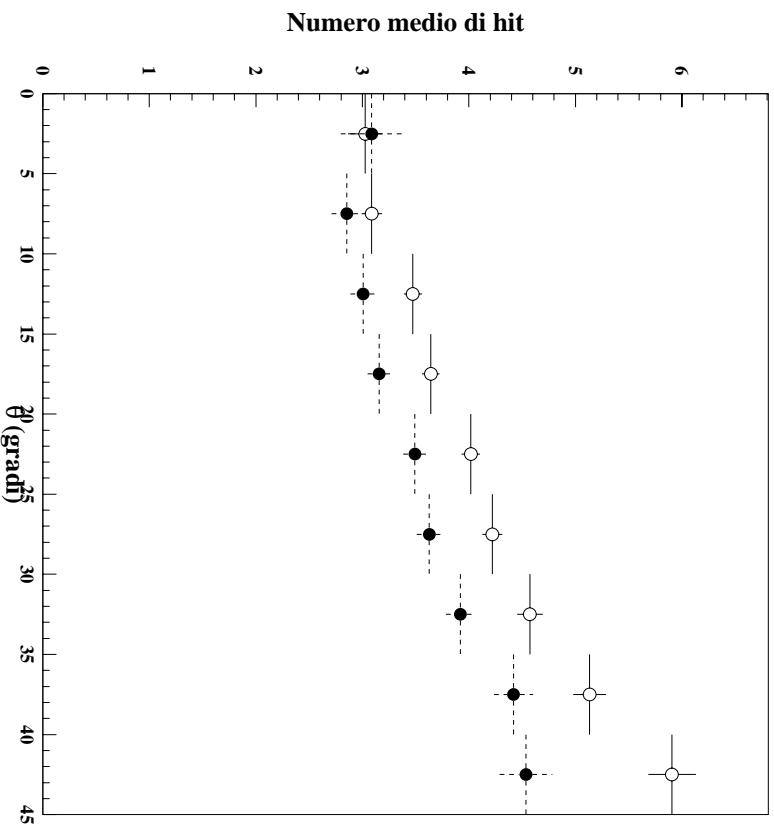


Figura 4.1: *Hit medio in funzione dell'angolo zenitale nella parte con alluminio. Dati: pallini pieni; simulazione: cerchi vuoti.*

essere “zone morte” all’interno del rivelatore (per esempio nelle immediate vicinanze degli spaziatori che sorreggono il filo anodico).

Per valutare correttamente la funzione risposta del TRD, si devono considerare anche questi fattori. A questo scopo si è usata la parte del terzo modulo nella quale sono inseriti i fogli di alluminio. Poiché con questa sezione del detector si misura solo la perdita di energia per ionizzazione delle particelle che l’attraversano, la distribuzione degli hits che si ottiene dipende debolmente dallo spettro energetico (tale dipendenza è dovuta al

piccolo contributo della salita relativistica dei muoni). Confrontando tale distribuzione con quella analoga ottenuta con i dati simulati, si possono determinare le inefficienze. Pertanto, dopo aver valutato, nella parte con i fogli di alluminio, per ogni bin angolare della distribuzione in figura 4.1, la differenza tra l'hit medio simulato e quello misurato, si sono normalizzati i dati del Monte Carlo a quelli reali. I fattori così ottenuti sono, in media, gli stessi in ogni bin angolare (ad eccezione del bin compreso tra 0° e 5° dove la statistica è bassa).

Inoltre, come visto nel paragrafo 3.1, la presenza dei fogli di alluminio genera, quando attraversati da una particella carica, raggi δ o un qualche fenomeno radiativo (bremsstrahlung) che produce un aumento dell'hit medio osservato di circa il 16%, rispetto a quello che si misurerebbe con i soli tubi proporzionali.

Pertanto, all'hit medio ottenuto con la simulazione della sezione del rivelatore senza fogli di alluminio, si è applicata una riduzione di un fattore che ingloba entrambi i contributi.

A questo punto, si è determinata la funzione risposta del rivelatore, $p(k \mid E_j, \theta, \varphi)$, come il rapporto tra il numero di eventi che producono k hits ad una data energia e ad un dato angolo θ , e il numero totale di eventi nello stesso bin energetico e allo stesso angolo θ .

La procedura di calibrazione vista, è stata per la prima volta usata in questo lavoro di tesi.

Una procedura eseguita in parallelo dalla collaborazione MACRO, invece, utilizza le informazioni, statisticamente meno significative, fornite da muoni a bassa energia, selezionando quei muoni con $\gamma < 20$, corrispondente ad una energia media di circa 1.5 GeV, che attraversano il TRD e si fermano in MACRO (μ - stop). In questo caso si normalizza il Monte Carlo alla

distribuzione degli hits da essi generati [23].

Un confronto con quest'ultima procedura di calibrazione si è comunque eseguito, trovando un buon accordo tra i risultati.

Infatti tutti i risultati presentati nel seguito sono in ottimo accordo con quelli processati dalla collaborazione attraverso la procedura su menzionata, fornendo, quindi, un riscontro ulteriore ed indipendente sulle misure degli spettri energetici dei muoni “underground”.

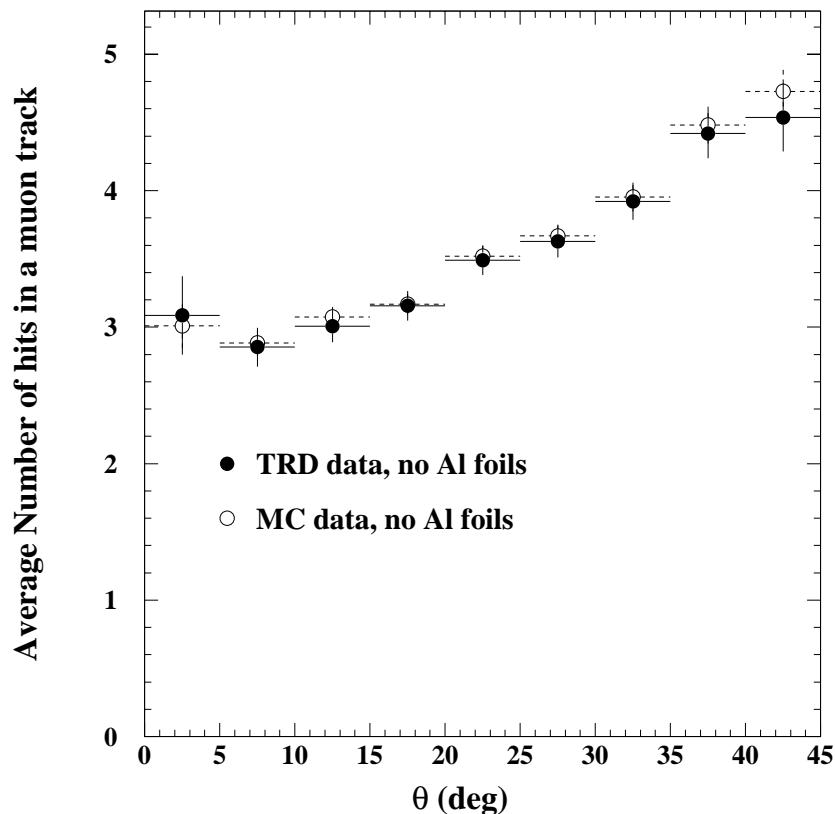


Figura 4.2: *Hit medio in funzione dell'angolo zenitale: dati reali e simulati (dopo la normalizzazione)*

4.4 Risultati della misura

Una volta determinata la funzione risposta del TRD, si è applicata la procedura di unfolding, prima descritta, ai dati raccolti nella parte del TRD senza fogli di alluminio, dove è possibile effettuare la misura dello spettro di energia per mezzo della radiazione di transizione.

Si sono ridefiniti i bins energetici, includendo quelli relativi ai pioni in un unico bin definito da 0 a 50 GeV. Infatti, in questo intervallo, la risposta del TRD non varia apprezzabilmente con l'energia (per esempio, a $\theta = 30^\circ$, l'hit medio dei pioni di 1 GeV è 2.32, mentre a 5 GeV vale 2.64). Pertanto si sono adoperati 7 bins di energia con l'ultimo, avente solo il limite inferiore, a 930 GeV, corrispondente a muoni con $\gamma \simeq 10^4$ (γ_{sat}).

Gli errori sistematici compiuti nella calibrazione del TRD, che, come descritto nel paragrafo 3.1.1, sono stimati essere del 2%, sono stati propagati ai dati variando, della stessa percentuale, i dati in ingresso nella procedura di unfolding.

In figura 4.3 è mostrato lo spettro integrale dell'energia residua dei muoni. Poichè la funzione risposta del TRD satura per $E_\mu \geq 930$ GeV, si può valutare solo il numero di muoni di energia maggiore di questo limite, mentre, ad energie inferiori, si può ricostruire lo spettro di energia e si può valutare l'energia media. L'ultimo punto in figura è relativo alle energie maggiori dell'energia di saturazione.

Lo spettro di energia residua dei muoni penetranti nei laboratori sotterranei è determinato dallo spettro in superficie e dalla perdita di energia nella roccia. Lo spettro dei muoni in superficie, come visto nel paragrafo 1.3, è sensibile allo spettro di energia ed alla composizione chimica dei primari. Per mezzo del codice HEMAS [27] è possibile descrivere l'interazione di un adrone con un nucleo atmosferico, lo sviluppo dello sciame generato e la

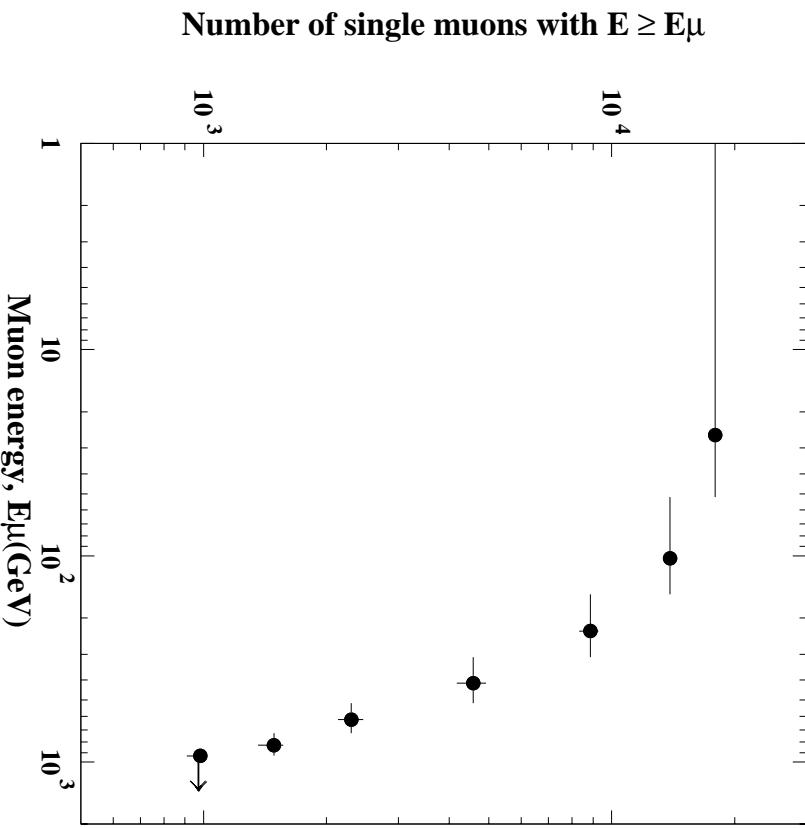


Figura 4.3: *Distribuzione energia integrale dei muoni nel TRD*

propagazione dei muoni nella roccia.

Pertanto si sono comparati i risultati sperimentali con le predizioni di HEMAS basate su due modelli estremi di composizione dei raggi cosmici primari: il modello “leggero” (“Light”) e il modello “pesante” (“Heavy”).

Entrambi i modelli prevedono spettri energetici per le varie specie chimiche del tipo:

$$\frac{dN}{dE} = K E^{-(\gamma+1)} \quad (4.2)$$

essendo K una costante di normalizzazione. Inoltre essi assumono l'esistenza

di una energia di taglio E_{cut} in corrispondenza della quale l'indice spettrale γ aumenta.

Il modello leggero assume $\gamma = 1.71$ e $E_{cut} = 3000$ TeV per tutte le specie chimiche, con una maggiore componente di protoni oltre i 20 TeV.

Il modello pesante, invece, assume un indice spettrale $\gamma = 1.36$ per il ferro e $\gamma = 1.71$ per le altre componenti, ed una energia di taglio $E_{cut} = 100Z$ TeV, essendo Z il numero atomico.

In figura 4.4 è raffigurata l'energia media dei muoni in funzione dello spessore di roccia attraversato (in unità di roccia standard), troncata a 930 GeV. Si può notare che i dati sperimentali sono consistenti con entrambi i modelli di composizione. La frazione di eventi con energie maggiori è sostanzialmente affetta da problemi di bassa statistica.

In figura 4.5, invece, si mostra la frazione di eventi con energia maggiore di 930 GeV in funzione dello spessore di roccia. Come si può notare, la frazione è circa il 5 ÷ 6%.

Infine, in figura 4.6 è riportata l'energia media dei muoni in funzione della roccia attraversata. Ai dati reali sono stati aggiunti i contributi oltre i 930 GeV (ove non è possibile effettuare la misura di energia), moltiplicando la frazione di eventi misurata oltre questo limite per le corrispondenti energie medie calcolate dai due modelli di composizione visti prima.

4.5 Conclusioni

L'energia media dei muoni che raggiungono il TRD dell'apparato MACRO, nell'intervallo di energia compreso tra 0.1 TeV e 1 TeV, è $208 \pm 5(sta.) \pm 5.5(sist.)$ GeV ; la frazione dei muoni di energie maggiori di 930 GeV

è $5.7\% \pm 0.2\% (sta.) \pm 0.2\% (sist.)$ l'energia media dei muoni è, infine, $292 \pm 8 (sta.) \pm 13 (sist.)$ GeV.

Si sono inoltre confrontati i risultati delle misure con quelli previsti da due modelli di composizione ("Light" e "Heavy") , e si è trovata discreta consistenza soprattutto nell'intervallo energetico da 0.1 TeV a 1 TeV. Poiché l'energia media che un primario deve avere per produrre un muone singolo "underground", è molto simile in entrambi i modelli [27], il tipo di misura effettuato non permette una discriminazione tra di essi, ma serve principalmente a verificare le assunzioni fatte [1] nella propagazione dei muoni nella roccia.

Per la determinazione della funzione risposta del TRD, si è , per la prima volta, usata una procedura di calibrazione in situ basata sull'analisi di eventi che attraversano una sezione del rivelatore dotata di fogli di alluminio, che assorbono i raggi X della radiazione di transizione.

Tale metodo ha permesso di ben ricostruire la funzione risposta del rivelatore e, quindi, applicando la procedura di unfolding, di misurare l'energia residua dei muoni penetranti nei laboratori sotterranei.

Ringraziamenti

Si desidera ringraziare la collaborazione MACRO e, in particolare, il gruppo di Bari.

Un ringraziamento "speciale" merita il Dott. Mario Nicola Mazziotta, per i suoi preziosi consigli e, soprattutto, per la sua grande disponibilità ed amicizia.

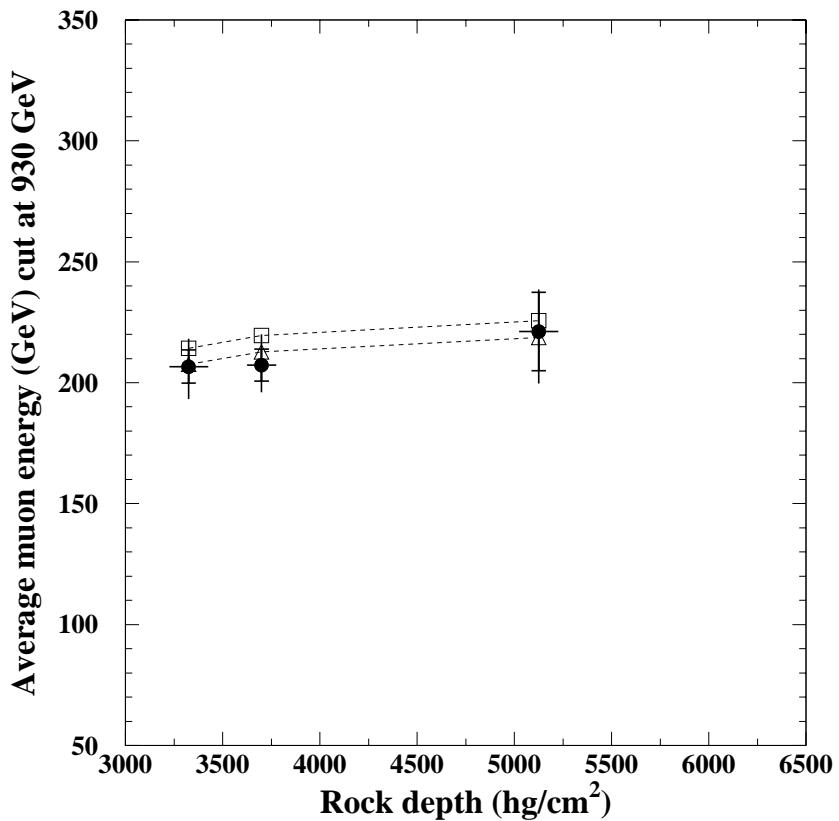


Figura 4.4: *Energia media di muoni singoli in funzione dello spessore di roccia attraversato (tagliata a 930 GeV). I dati sono confrontati con le previsioni ottenute con il modello “Light”(quadrati) e il modello “Heavy” (triangoli)*

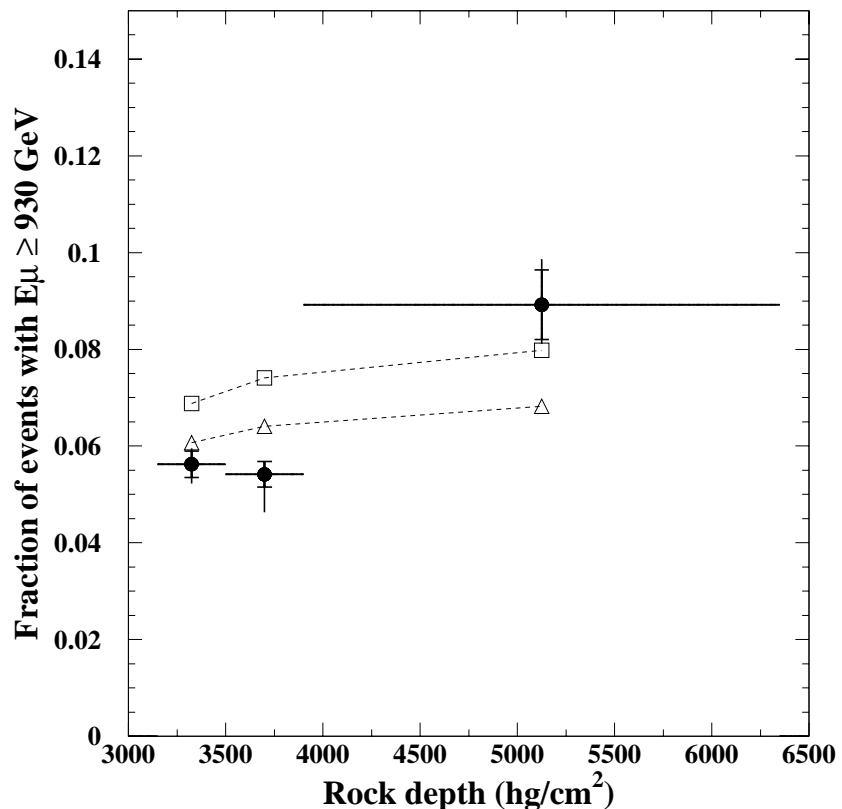


Figura 4.5: *Frazione di muoni singoli con energia maggiore di 930 GeV in funzione dello spessore di roccia attraversato, confrontata con quella ottenuta dal modello “Light” (quadrati) e “Heavy” (triangoli)*

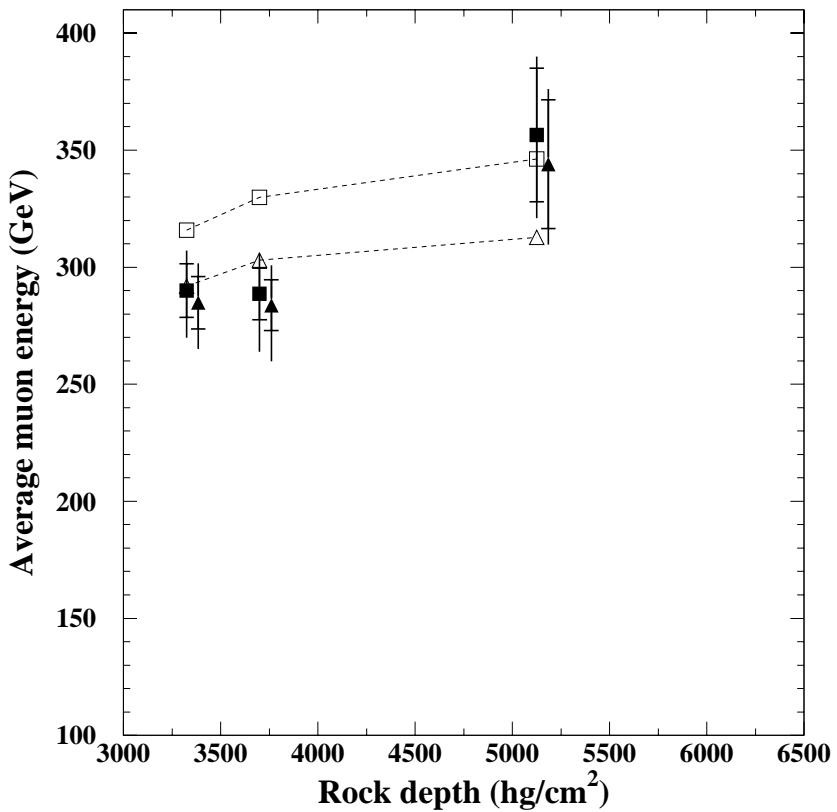


Figura 4.6: *Energia media dei muoni singoli in funzione dello spessore di roccia attraversato confrontata con le previsioni dei modelli “Light” (quadrati) e “Heavy” (triangoli). I dati sperimentali dedotti dal modello “Light” sono rappresentati da quadrati pieni; quelli dedotti dal modello “Heavy” sono rappresentati da triangoli pieni*

Appendice A

Il metodo di ”unfolding” basato sul teorema di Bayes

A.1 La problematica dell’unfolding

La risoluzione finita di un qualsiasi rivelatore origina, inevitabilmente, distorsioni sulle osservabili misurate rispetto al loro valore “vero”. Inoltre, la risposta del rivelatore potrebbe fornire non direttamente la misura della grandezza fisica interessata, ma quella di una quantità ad essa correlata.

Lo scopo delle procedure di unfolding è quello di risalire alle distribuzioni “vere” partendo da quelle osservate.

Una maniera di risolvere il problema potrebbe essere quella di determinare una matrice che connetta il numero di eventi osservati al numero di eventi “veri” (determinato con un Monte Carlo), in vari intervalli di valori della variabile da ricostruire. La distribuzione “vera” si ottiene invertendo questa matrice ed applicandola alla distribuzione misurata. Questo, però, implica una serie di problemi di non semplice soluzione. Innanzitutto, da un punto di vista matematico, non è detto che la matrice possa essere invertibile. Inoltre,

anche se la matrice non fosse singolare, la sua inversa potrebbe contenere termini negativi che, in alcuni casi, potrebbero comportare valori negativi della grandezza fisica da ricostruire.

Tra i tanti metodi proposti per risolvere il problema dell'unfolding, quello che sembra fornire i risultati migliori è basato sul teorema di Bayes [26]. Infatti non richiede inversioni di matrici, è semplice da utilizzare, può essere implementato in un programma di analisi veloce e, infine, fornisce la matrice di correlazione dei risultati.

I metodi di unfolding si applicano nei casi di distribuzioni definite in intervalli finiti. Quando, invece, la quantità fisica da determinare ha valori compresi in intervalli non finiti, come nel caso della misura di spettri di energia dei raggi cosmici, questi metodi sembrano essere inapplicabili [25]. Nel caso del TRD, questo problema è superato in quanto si misura l'energia di particelle in un intervallo ben definito ($0.1 \text{ TeV} \div 1 \text{ TeV}$).

A.2 Descrizione della procedura di unfolding

Sia $u(x)$ la distribuzione di una qualche grandezza fisica x definita in un intervallo finito, e $v(y)$ la distribuzione del valore osservato "distorto" di x , y . La distorsione è dovuta alla funzione risoluzione $p(y \mid x)$ che rappresenta la probabilità di ottenere y invece di x .

La distribuzione degli eventi osservati $v(y_i)$ di una data quantità y_i è legata alla distribuzione "vera" $u(x)$ dall'equazione integrale [25]:

$$v(y_i) = \int_a^b p(y_i \mid x)u(x)dx \quad (\text{A.1})$$

ove la funzione risoluzione $p(y_i \mid x)$ rappresenta la probabilità condizionale di ottenere y_i dato un fissato valore di x .

Passando da valori continui della distribuzione “vera” a valori discreti (più idonei a descrivere una situazione sperimentale), si ha:

$$v(y_i) = \sum_{j=1}^{n_x} p(y_i \mid x_j) u(x_j) \quad (\text{A.2})$$

Pertanto per risalire alla distribuzione “vera” da quella misurata è necessario invertire l’equazione A.2.

Se N_{oss} è il numero di eventi sperimentali con distribuzione

$$\underline{v}(y) = \{v(y_1), v(y_2), \dots, v(y_{n_y})\}$$

la distribuzione di eventi ”veri” in ciascun bin $u(x_j)$ può essere calcolata come:

$$u(x_j) = \sum_{i=1}^{n_y} p(x_j \mid y_i) v(y_i) \quad (\text{A.3})$$

essendo $p(x_j \mid y_i)$ la probabilità condizionale di ottenere x_j fissato y_i . Essa può essere ottenuta dal teorema di Bayes [25, 26]:

$$p(x_j \mid y_i) = \frac{p(y_i \mid x_j) p(x_j)}{\sum_{j=1}^{n_x} p(y_i \mid x_j) p(x_j)} \quad (\text{A.4})$$

con $p(x_j)$ che rappresenta la probabilità di ottenere x_j .

Nella maggior parte dei casi, però, la probabilità $p(x_j)$ non è nota e la probabilità condizionale $p(x_j \mid y_i)$ può essere determinata partendo da una probabilità iniziale $p_0(x_j)$, che rappresenta, a priori, la probabilità del processo esaminato. In questo modo la A.4 diventa:

$$p(x_j \mid y_i) = \frac{p(y_i \mid x_j) p_0(x_j)}{\sum_{j=1}^{n_x} p(y_i \mid x_j) p_0(x_j)} \quad (\text{A.5})$$

Si noti che [25]:

1. $\sum_{j=1}^{n_x} p_0(x_j) = 1$; se la probabilità di x_j è inizialmente nulla, essa non può in seguito variare, cioè se un x_j non esiste non può essere inventato.

2. $\sum_{j=1}^{n_x} p(x_j | y_i) = 1.$
3. $0 \leq \varepsilon_j = \sum_{i=1}^{n_y} p(y_i | x_j) \leq 1$; non è detto che ogni x_j produca sempre un y_i preso in considerazione. ε_j rappresenta l'efficienza di rivelare y_i come possibile valore di x_j .

La miglior stima del numero di eventi "vero" è quindi:

$$\hat{u}(x_j) = \frac{1}{\varepsilon_j} \sum_{i=1}^{n_y} p(x_j | y_i) v(y_i) \quad (\text{A.6})$$

se, ovviamente, è $\varepsilon_j \neq 0$.

Pertanto il numero totale "vero" di eventi sarà:

$$\hat{N}_{vero} = \sum_{j=1}^{n_x} \hat{u}(x_j) \quad (\text{A.7})$$

e la probabilità finale per x_j :

$$\hat{p}(x_j) = \frac{\hat{u}(x_j)}{\hat{N}_{vero}} \quad (\text{A.8})$$

Nel caso in cui la probabilità iniziale $p_0(x_j)$ nella A.5 non sia consistente con i dati, non ci sarà accordo con la probabilità finale $\hat{p}(x_j)$. Inoltre se la funzione risposta del rivelatore non è ben conosciuta, la distribuzione stimata $\underline{u}(x) = \{\hat{u}(x_1), \hat{u}(x_2), \dots, \hat{u}(x_{n_x})\}$ non sarà in accordo con la distribuzione "vera" $\underline{u}(x)$.

Si procede, allora, iterativamente:

1. si sceglie la probabilità iniziale $p_0(x_j)$ dalla conoscenza del processo fisico in esame e, pertanto, il numero iniziale atteso di eventi sarà $u_0(x_j) = N_{oss} p_0(x_j)$. Nel caso la $p_0(x_j)$ sia completamente sconosciuta, si può considerare una distribuzione uniforme;
2. si calcola $\hat{u}(x_j)$ e $\hat{p}(x_j)$;

3. si fa un test χ^2 tra $\hat{u}(x_j)$ e $u_0(x_j)$;
4. si sostituisce $p_0(x_j)$ con $\hat{p}(x_j)$ e $u_0(x_j)$ da $\hat{u}(x_j)$ e si riparte. Se dopo la seconda iterazione il valore del χ^2 è sufficientemente piccolo si ferma l'iterazione, altrimenti si ripete la procedura.

Alla fine dell'iterazione, si ottiene la distribuzione ricostruita ("unfolded") $\hat{u}(x)$. Per il calcolo degli errori su $\hat{u}(x_j)$ non si possono prendere semplicemente le radici quadrate di questi eventi. Infatti le quantità che sono distribuite secondo una distribuzione di Poisson sono i numeri osservati $v(y)$ e non $\hat{u}(x)$ che riceve contributi da diversi $v(y_i)$. Comunque è ovvio che le incertezze su $u(x_j)$ avranno stesso grado di correlazione, poiché il numero di eventi osservati $v(y_i)$ è ripartito tra tutte le cause dalle quali gli eventi possono essere originati.

Per vedere in dettaglio tutte le sorgenti di incertezze e di correlazioni su $\hat{u}(x)$, si riscrivi la A.6 usando la A.4

$$\hat{u}(x_j) = \sum_{i=1}^{n_y} M_{ji} v(y_i) \quad (\text{A.9})$$

con

$$M_{ji} = \frac{1}{\varepsilon_j} \frac{p(y_i \mid x_j) \hat{p}(x_j)}{\sum_{j=1}^{n_x} p(y_i \mid x_j) \hat{p}(x_j)} \quad (\text{A.10})$$

M_{ji} può essere vista in termini di matrice di unfolding. I contributi alla matrice covariante V dovuti al campione di dati $v(y_i)$ sono [25]:

$$V_{kl}(\underline{v}(y)) = \sum_{i=1}^{n_y} M_{ki} M_{li} v(y_i) \left(1 - \frac{v(y_i)}{\hat{N}_{vero}}\right) - \sum_{i,j=1, i \neq j}^{n_y} M_{ki} M_{lj} \frac{v(y_i) v(y_j)}{\hat{N}_{vero}} \quad (\text{A.11})$$

Il contributo a V dalle incertezze dovute agli errori su $p(y_i \mid x_j)$ possono anche essere calcolati [26].

A.3 Applicazione al TRD

Questo metodo è stato applicato all'analisi dei dati raccolti dal TRD. Se $\underline{N}(E) = \{N(E_1), N(E_2), \dots, N(E_{n_E})\}$ è la distribuzione "vera" di energia, allora la distribuzione degli hits $\underline{N}(k) = \{N(0), N(1), \dots, N(n_k)\}$ è:

$$N(k) = \sum_{j=1}^{n_E} p(k \mid E_j) N(E_j) \quad (\text{A.12})$$

con n_E uguale al numero di bins di energia usati (nel nostro caso 7). La procedura di unfolding è stata applicata prendendo, come probabilità iniziale nella A.5, lo spettro di energia locale dei muoni, dato da [29]:

$$N_0(E, \theta, \varphi) \sim e^{-\beta h(\alpha-1)} (E + \epsilon(1 - e^{-\beta h}))^{-\alpha} \quad (\text{A.13})$$

con $h = 4Km\text{w.e.}$, indice spettrale $\alpha = 3.7$, $\beta = 0.383(Km\text{w.e.})^{-1}$, $\epsilon = 0.618TeV$.

La procedura iterativa del metodo di unfolding è fermata quando la probabilità del test χ^2 di trovare la distribuzione ricostruita all' i-ma iterazione uguale a quella trovata nell'(i-1)-ma, è $> 99\%$. Il χ^2 è calcolato come segue:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{n_E} \frac{(N_{i+1}(E_j) - N_i(E_j))^2}{\sigma_{i+1}^2(E_j) + \sigma_i^2(E_j)} \quad (\text{A.14})$$

Con questo metodo il risultato finale non dipende dalla scelta dell'indice spettrale nella funzione di probabilità iniziale.

Infatti se, come esempio, si fa variare uniformemente α nella A.13 da 2.5 a 4.5, in ogni bin considerato si ottiene una distribuzione gaussiana di valor medio uguale a quello ottenuto con $\alpha = 3.7$ (figura A.1).

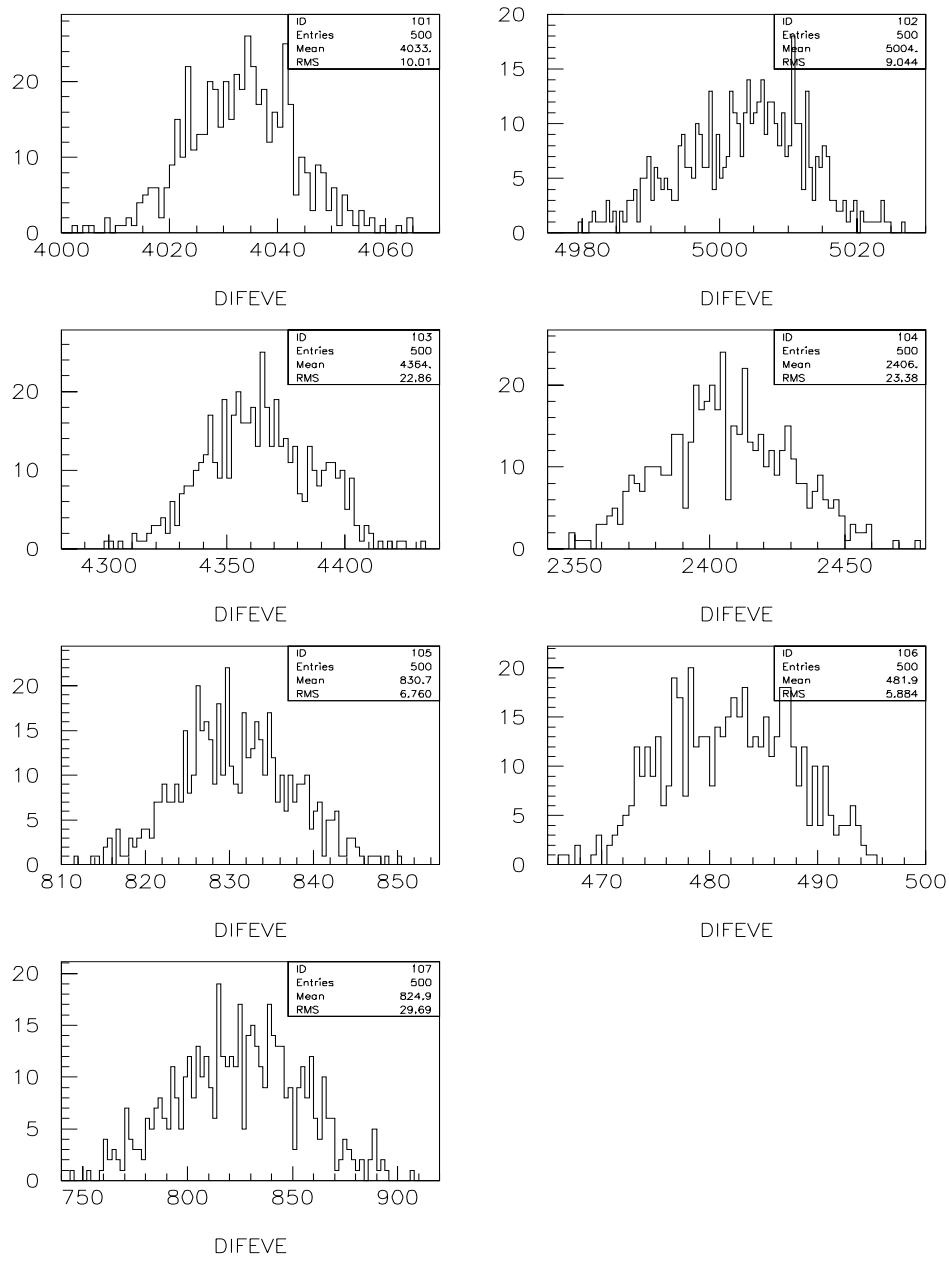


Figura A.1: *Spettro differenziale di energia ricostruito, in ogni bin, con 500 iterazioni*

Bibliografia

- [1] T.K.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1990)
- [2] T.K.Gaisser T.Stanev, *Phys. Rev.* **D54**(1996),122
- [3] R.Silberg and M.M.Shapiro,*in proc. 16th ICRC*, v.10, p 357 (1979) V.S. Berezinsky and V.L. Ginzburg, *Mon.Not.Royal Astr. Soc.*,194, 3, (1981)
- [4] F.W.Stecker, C.Done, M.H.Salamon, P.Sommers, *Physical Rev. Lett.*,**66**, 2697, (1991)
- [5] V.J.Stecker,J.G.Learned,S.Pakuasa and X.Tata,,*High Energy Neutrino Astrophysics*, World Scientific, Singapore, (1992)
- [6] T.K.Gaisser T.Stanev, *Nucl. Instr. and Meth. A* **235**,183 (1985)
- [7] P.Sokolsky, *Introduction to Ultra High Energy Cosmic Ray Physics*,Addison - Wesley, 1989
- [8] D.Muller et al,*Astrophys. Jour.* 374, 356(1991)
- [9] K.Asakimori et al.(The JACEE Collaboration), *Proceedings of the 24th ICRC, Roma*,**2** (1995) 707
- [10] Lipari *Muon and Neutrino Physics - New particles and Process*

- [11] M.Ambrosio et al.(The MACRO Collaboration), *1996 Status Report of the MACRO experiment*, INFN - LNGS Annual Report 1996, 55
- [12] M.Ambrosio et al.(The MACRO Collaboration), *The performance of MACRO liquid scintillator in the search for magnetic monopoles with $10^{-3} < \beta < 1$* , INFN/AE 96/22 1996
- [13] S.Ahlen et al.(The MACRO Collaboration), *First supermodule of the MACRO detector at Gran Sasso, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A324** (1993) 337
- [14] S.Ahlen et al.(The MACRO Collaboration), *Study of the ultrahigh-energy primary-cosmic-ray composition with the MACRO experiment*, Phys. Rew. **D 46**, (1992) 895
- [15] S.Ahlen et al.(The MACRO Collaboration), Phys. Lett. **B 249**, (1990) 149
- [16] V.L. Ginzburg and I.M. Frank, JETP **16**, (1946) 15
- [17] V.L. Ginzburg, V.N. Tsytovich, *Several problems of the theory of the transition radiation and transition scattering*, Phys. Rep. **49**, (1979) 1
- [18] J. Cobb et al, Nucl. Instr. and Meth. **140**(1977) 413
- [19] X. Artru et al, *Practical theory of the multilayered transition radiation detector*, Phys.Rev. **D 12** (1975) 1289
- [20] A. Bungener et al, Nucl. Instr. and Meth., **A 305** (1991) 192
- [21] E.Barbarito et al. *A large area transition radiation detector to measure the energy of muons in the Gran Sasso underground laboratory*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A365** (1995) 214

- [22] M.Ambrosio et al.(The MACRO Collaboration), *Performance of the Transition Radiation Detector of the MACRO Experiment*, INFN/AE-97/04 (1997)
- [23] M.Ambrosio et al.(The MACRO Collaboration), *Measurement of the energy spectrum of underground muons at Gran sasso with a transition radiation detector*, to be submitted to Astr. Phys.
- [24] C.W. Fabjan et al., NIM 185(1981) 119
- [25] M.N. Mazziotta, *An unfolding method for the energy spectrum measured by the TRD LNGS 95-52* (1995)
- [26] G.D'Agostini, Nucl.Instr. and Meth., **A 362** (1995) 487
- [27] C.Forti et al. Phys. Rev. **D 42** (1990) 3668
- [28] R.Brun et al., CERN Publication DD/EE/84-1 (1992)
- [29] P.Lipari and T.Stanev, Phys. Rev. **D 44** (1991), 3543