

Contenuto

1	INTRODUZIONE	1
1.1	I raggi cosmici di altissima energia	1
1.2	Le osservazioni di EGRET e WHIPPLE	6
2	I NUCLEI GALATTICI ATTIVI	11
2.1	La fenomenologia degli AGN	11
2.2	La fisica degli AGN	15
2.2.1	Le Grandezze Fisiche	15
2.2.2	I Processi Fisici	17
2.2.3	L'Accelerazione di Particelle	20
3	I MODELLI DI EMISSIONE DA AGN	23
3.1	Il Paradosso dei nuclei galattici attivi	23
3.2	I meccanismi di emissione di raggi gamma	25
3.3	Quale modello?	28
4	I FLUSSI DI NEUTRINI DA AGN BLAZARS	31
4.1	Produzione di neutrini e fotoni in AGN	31
4.2	La foto-produzione di mesoni π	33
4.3	Decadimento del mesone π^+ e lo spettro dei ν_μ	40
4.4	Il decadimento del muone μ^+ e lo spettro degli antineutrini $\bar{\nu}_\mu$	47
4.5	Stima del flusso di neutrini dall'AGN Mrk 421.	52
5	L'APPARATO SPERIMENTALE	59
5.1	I telescopi per neutrini	59

5.1.1	L'interazione dei neutrini con la materia	59
5.1.2	Il background (fondo)	60
5.1.3	Gli apparati sottomarini	63
5.1.4	La sensibilità	65
5.2	NESTOR	67
5.3	I test sul rivelatore	69
5.3.1	Misura dell'efficienza assoluta del fotomoltiplicatore	69
5.3.2	Misura dell'efficienza in funzione dell'angolo di incidenza della luce	86
6	LA RICOSTRUZIONE DEGLI EVENTI	95
6.1	Ricostruzione geometrica degli eventi	95
6.2	Il flusso di muoni nei pressi del rivelatore.	102
6.3	Efficienza nella ricostruzione geometrica degli eventi; area efficace del rivelatore	106
6.4	Il numero di eventi aspettati dall'AGN Mrk 421.	112
	Conclusioni	116
	Appendice A	118
	Appendice B	121
	Bibliografia	124
	Elenco delle figure	126
	Elenco delle tabelle	127

Capitolo 1

INTRODUZIONE

1.1 I raggi cosmici di altissima energia

Lo studio dell'origine della radiazione cosmica primaria è uno degli argomenti principali di un nuovo filone di ricerca che si è sviluppato nell'ultimo decennio e che viene comunemente indicato con il nome di *astroparticle physics*; vari aspetti di questa disciplina sono ancora oggi oggetto di studio: la simmetria materia-antimateria, la composizione della radiazione cosmica primaria e il suo spettro in energia. Proprio tali studi hanno rivelato, negli ultimi anni, l'esistenza di particelle cosmiche con energie superiori ai 10^{20} eV (figura 1.1). Allo stato attuale non abbiamo indizi sulla provenienza di queste particelle e su come possano essere state accelerate fino a tali energie.

Lo spettro dei raggi cosmici, almeno fino ad energie dell'ordine dei 1000 TeV, può essere spiegato in termini di accelerazione dovuta ad onde urto nel mezzo interstellare, provocate dall'esplosione di una supernova. L'accelerazione delle particelle cosmiche con energie superiori ai 1000 TeV, dove lo spettro mostra un cambiamento di pendenza (il cosiddetto "ginocchio" (vedi figura 1.1)) assumendo un andamento più ripido, non può, invece, essere spiegata tramite questo meccanismo. Ciò è facilmente dimostrabile tramite la seguente analisi [1]. Gli acceleratori cosmici, a differenza delle macchine acceleratrici terrestri capaci di produrre fasci di particelle mono-energetiche, producono

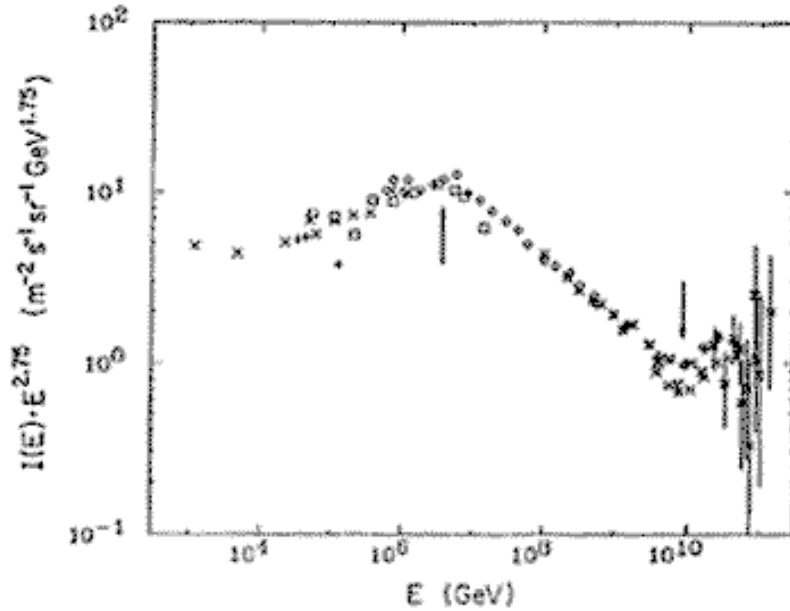


Figura 1.1: *Flusso dei raggi cosmici di alta energia dopo la moltiplicazione per un fattore $E^{2.75}$. La freccia intorno ai 1000 TeV indica il "ginocchio" dello spettro.*

fasci di particelle che seguono spettri di potenza in energia del tipo

$$dN/dE \propto E^{-(\gamma+1)} .$$

Lo spettro dei raggi cosmici osservato sulla Terra è caratterizzato da $\gamma \sim 1.7$. In generale però, un acceleratore cosmico in cui il meccanismo di accelerazione dominante sia quello da shock (denominato *meccanismo di accelerazione di Fermi al primo ordine*), produrrà uno spettro caratterizzato da $\gamma \sim 1 + \epsilon$, dove ϵ è un numero piccolo. La discrepanza fra il valore misurato dell'indice spettrale e quello aspettato secondo questo fenomeno, potrebbe essere dovuta al fatto che le particelle più energetiche prodotte all'interno della nostra galassia, avendo un tempo di confinamento minore, sfuggono in breve tempo alla galassia stessa.

L'accelerazione delle particelle, nel caso di una supernova, è dovuta all'onda d'urto formatasi in seguito all'esplosione: l'accelerazione avviene grazie alla diffusione, in avanti e indietro sul fronte d'onda, della particella, che guadagna energia ad ogni passaggio; la massima energia raggiungibile è limitata a causa del tempo di vita finito

dello shock. Se indichiamo con u la velocità dello shock, con Ze la carica della particella che viene accelerata e con B il valore del campo magnetico nello spazio in cui la particella si propaga, il tasso di accelerazione $\Delta E/\Delta t$ è dato da [2]:

$$(1.1) \quad \frac{\Delta E}{\Delta t} \simeq K \frac{u^2}{c} ZeB < ZeBc .$$

La costante numerica $K \sim 0.1$ dipende dai dettagli della diffusione nei pressi dell'onda d'urto e dall'efficienza di conversione della potenza disponibile in accelerazione di particelle.

La massima energia che una particella può acquisire è allora pari a:

$$(1.2) \quad E = K \frac{u}{c} ZeBu\Delta t < KZeBRc ,$$

dove R indica la grandezza dell'acceleratore cosmico. La scala dei tempi cruciale da inserire nell'equazione 1.1 per ricavare l'energia limite è $\Delta t \sim R/u$, dove $\Delta t \sim 1000$ anni per la fase di espansione di una supernova. Usando l'eq. 1.2, si ricava un valore di $E_{MAX} \leq 10^3 \text{ TeV} \times Z$, assumendo un campo galattico B di $\sim 3 \mu\text{Gauss}$, $K \sim 0.1$ e $u/c \sim 0.1$.

Da questa analisi, risulta che, anche ignorando tutti i fattori moltiplicativi, l'energia non può superare i 10^{17} eV e quindi che il modello usuale dei raggi cosmici difficilmente può spiegare l'accelerazione delle particelle al di sopra dei 10^{15} eV: per raggiungere quelle energie, bisognerebbe aumentare enormemente B oppure R . Se volessimo ottenere dalla stessa formula energie dell'ordine dei 10^{20} eV, dovremmo ipotizzare che le particelle vengano accelerate in una regione spaziale (con $B = 3 \mu\text{Gauss}$) pari a 30 kpc, superiore alle dimensioni della nostra galassia. Si è fatta sempre più strada, quindi, l'idea che la nostra galassia sia troppo piccola ed i campi magnetici all'interno troppo deboli per provocare l'accelerazione di particelle elementari a simili energie.

Anche altre considerazioni portano a supporre un'origine extragalattica delle particelle con energie superiori ai 1000 TeV; il libero cammino medio delle particelle presenti nei raggi cosmici eccede le dimensioni della nostra galassia: l'osservazione sperimentale della loro direzione di provenienza dovrebbe indicarci il loro punto di origine. Siccome non ci sono evidenze sperimentali che le loro direzioni di arrivo siano correlate con il piano galattico, si è spinti ad ipotizzare l'esistenza di acceleratori di

grandi dimensioni al di fuori della Via Lattea. In questo contesto, i Nuclei Galattici Attivi (AGN) più vicini, la cui distanza da noi è dell'ordine dei 100 Mpc e nel cui nucleo si osserva una enorme attività esplosiva dovuta presumibilmente a materia che cade in un buco nero e che poi viene ri-espulsa violentemente, si candidano come i più probabili acceleratori delle particelle più energetiche che giungono fino a noi.

L'idea è piuttosto affascinante, anche perchè alcuni AGN si sono rivelati essere le sorgenti dei fotoni di più alta energia mai rivelate: l'esperimento EGRET* a bordo dell'osservatorio orbitante per raggi gamma GRO†, ha osservato fotoni da AGN con energie fino a 10 GeV [3], mentre il rivelatore Čerenkov atmosferico WHIPPLE ha osservato fotoni di energia superiore al TeV emessi dall'AGN Markarian 421 [4] e Markarian 501 [5]; la differenza nei range di energia dei fotoni osservati è dovuta, ovviamente, alle caratteristiche dei due rivelatori.

Tali osservazioni hanno portato allo sviluppo di vari modelli di emissione di radiazione elettromagnetica dal nucleo di una galassia attiva, i quali tentano di spiegare l'emissione osservata in tutto lo spettro, dal radio ($10^{-10} < E < 10^{-6}$ eV) fino ai raggi gamma ($10^6 < E < 10^{12}$ eV). Alcuni di questi modelli hanno come conseguenza (o, se vogliamo, come punto di partenza) l'emissione di particelle altamente energetiche (fino a $10^{19} \div 10^{20}$ eV), in particolare protoni, fotoni e neutrini. I protoni prodotti ed accelerati negli AGN, potrebbero costituire i progenitori di quella componente di altissima energia dei raggi cosmici che finora è rimasta non spiegata. Tali protoni, interagendo con la materia circostante la sorgente acceleratrice (principalmente un gas di fotoni) possono produrre particelle instabili di altissima energia (π^\pm, π^0 etc..), dal cui decadimento sarebbero originati i fotoni gamma osservati ed anche neutrini di altissima energia. L'ipotesi che, oltre ai fotoni, possano essere prodotti anche neutrini estremamente energetici, ha portato allo sviluppo della cosiddetta "astronomia per neutrini", un nuovo modo di guardare l'Universo, che supera, in un certo senso, uno dei problemi principali dell'astronomia classica, e cioè l'assorbimento della radiazione elettromagnetica. I neutrini, così come i fotoni, se identificati, portano con sé l'informazione della posizione (direzione) della sorgente e potrebbero permetterne

*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope

†Gamma Ray Observatory

l'identificazione. La trasparenza della materia per i neutrini, può far sì che ci giungano informazioni da regioni opache alla radiazione gamma, permettendoci di aumentare la nostra conoscenza sulla dinamica dei buchi neri, che potrebbero costituire il "motore principale" di un AGN, e su altre problematiche molto attuali, come ad esempio la rivelazione della materia oscura [6], di supernovae, dei monopoli magnetici etc..

I flussi di neutrini aspettati sulla superficie terrestre da questi fenomeni[‡], sono tali da rendere il numero di eventi osservabili (ad esempio produzione di muoni in interazioni deboli di corrente carica di un neutrino muonico) con un apparato posto sulla superficie terrestre, molto minore del numero di eventi, con la stessa segnatura, indotti da muoni e neutrini prodotti nelle interazioni dei raggi cosmici primari con i nuclei dell'atmosfera. Ciò ha portato alla progettazione e costruzione di grandi apparati sotterranei (o sottomarini), per i quali la roccia (o l'acqua) soprastante funge da schermo per i raggi cosmici di origine atmosferica.

Il piccolo valore dell'intensità dei flussi aspettati da AGN e la debole probabilità di interazione dei neutrini, fanno sì che le dimensioni degli apparati necessari per la rivelazione di tali sorgenti di particelle di altissima energia non siano compatibili con lo spazio offerto dai laboratori sotterranei. Da ciò derivano i progetti dei "telescopi per neutrini sottomarini", tra i quali NESTOR [10], che rappresentano una sfida non soltanto sul piano scientifico ma anche su quello tecnologico. Posti nelle profondità marine o all'interno del ghiaccio antartico (esperimento AMANDA [11]), questi apparati possono raggiungere delle superfici utili alla rivelazione dei debolissimi flussi di neutrini stimati dell'ordine dei $10^5 m^2$. Tali imprese rappresentano una sfida tecnologica che potrebbe portare alla scoperta di nuovi fenomeni come è già accaduto ogni qual volta si è aperta una nuova branca dell'astronomia.

[‡]Per l'AGN Mrk 421 Stecker [7] stima un flusso dell'ordine di $10^{-12} \text{ neutrini } cm^{-2} s^{-1}$ per $E > 1 \text{ TeV}$, mentre Halzen [8] di $\sim 10^{-15} \text{ neutrini } cm^{-2} s^{-1}$; per quanto riguarda il flusso di neutrini diffuso dalla totalità degli AGN, le stime predicono valori dell'ordine di $10^{-8} \div 10^{-10} \text{ neutrini } cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$ [2]; per i neutrini provenienti da materia oscura si stimano flussi $< 10^{-7} \text{ neutrini } cm^{-2} s^{-1}$ [9].

1.2 Le osservazioni di EGRET e WHIPPLE

L'osservatorio orbitante per la rivelazione di raggi gamma GRO con a bordo l'esperimento EGRET, ha rivelato più di 40 sorgenti che emettono fotoni gamma nel range di energia da 30 MeV a 30 GeV [3]. Di queste sorgenti, 33 sono state identificate, con un alto grado di certezza, come nuclei galattici attivi. Per altre 11 sorgenti, tale identificazione è meno facile. Una di queste, Markarian 421, è stata anche rivelata da WHIPPLE come sorgente di gamma con energie superiori al TeV [4].

Le osservazioni di EGRET hanno evidenziato le seguenti caratteristiche principali:

- (1) in molte sorgenti il flusso di energia nei raggi gamma è superiore al flusso in bande di energia minore (figura 1.2);
- (2) il redshift z delle sorgenti copre un vasto range di valori: $0.03 < z < 2.28$;
- (3) gli spettri dei fotoni sono ben rappresentati da andamenti del tipo $dN/dE \propto E^{-\Gamma_\gamma}$, con l'indice spettrale Γ_γ compreso tra 1.4 e 3.0, sperimentalmente determinato con un errore tipico di ± 0.2 ;
- (4) la luminosità "apparente" L_γ , definita come:

$$L_\gamma = 4\pi D^2 \int_{E_{min}}^{E_{max}} E \frac{dN}{dE} dE ,$$

dove D è la distanza della sorgente ed E è l'energia del fotone gamma nell'intervallo fra E_{min} ed E_{max} , assume valori compresi fra $3 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ e $10^{49} \text{ erg s}^{-1}$ e oltre;

- (5) molte delle sorgenti esibiscono una variabilità temporale nell'emissione gamma, con periodo che va da alcuni giorni a mesi. Tale periodicità indica una scala dei tempi, tipica per ogni sorgente, che è dell'ordine di alcuni giorni; questo implicherebbe una regione di emissione ($c \cdot \delta t$) dell'ordine di un raggio di Schwarzschild di un buco nero con $10^{10} M_\odot$ [§];
- (6) molte galassie attive già note e relativamente vicine alla Terra, specialmente galassie di Seyfert e quasar radio-quieti, non sono associabili ad osservazioni compiute da EGRET.

[§] $1 M_\odot = 1 \text{ massa solare} = 2 \times 10^{33} \text{ gr}$

Riportiamo nella tabella 1.1 il catalogo completo delle sorgenti EGRET con le loro caratteristiche principali [3].

Come abbiamo già detto, una delle due sorgenti extragalattiche rivelate da WHIPPLE ad energie superiori al TeV, è il nucleo galattico attivo *Markarian 421* (PKS 1101+384 in tabella 1.1); questo, fra gli oggetti osservati da GRO, è il più vicino alla Terra, con un valore del redshift pari a 0.031. L'assorbimento dei fotoni gamma di altissima energia, dovuto alla loro interazione con il campo di radiazione infrarosso intergalattico [12], potrebbe essere la ragione per cui le altre sorgenti rivelate da EGRET non sono state rivelate da WHIPPLE. I fotoni gamma interagiscono con i fotoni aventi lunghezze d'onda attorno al micron presenti nel mezzo intergalattico, dando luogo a produzione di coppie di elettroni, e^+e^- . Questo assorbimento è funzione dell'energia e della distanza, ed è notevole già per sorgenti con redshift maggiori di 0.1 [12].

Nella figura 1.3 riportiamo i dati di EGRET e WHIPPLE relativi a Markarian 421, insieme con l'andamento dello spettro teorico corretto per l'assorbimento intergalattico [13]: vediamo allora che i dati di WHIPPLE mostrano l'effetto dell'assorbimento già intorno ai 3 TeV mentre la parte GeV dello spettro sembra non esserne influenzata. Sottolineiamo il fatto che i dati di WHIPPLE su Mrk 421 si raccordano bene con quelli di EGRET a più basse energie, anche se presi a distanza di alcuni mesi gli uni dagli altri. Ciò ci fa ipotizzare un meccanismo di origine comune per l'emissione di raggi gamma, con energie distribuite in diverse regioni dello spettro osservato. Utilizzeremo più avanti tale dato sperimentale per valutare il flusso di neutrini da AGN ad alte energie.

nome	flusso integrato ($E > 100MeV$) ($\times 10^{-6} cm^{-2} s^{-1}$)	indice spettrale Γ	redshift z	luminosità osservata ($\times 10^{48} erg \cdot s^{-1}$)	polarizzazione ottica ($> 3\%$)	BL Lac	moti superluminali	radio emettitori	spettro radio piatto
0202+149	0.26	2.4 ± 0.2	•			•	•
0208-512	1.1	1.7 ± 0.1	1.003	2.1	•			•	•
0234+285	0.16	2.4 ± 0.3	1.213	0.3	•		•	•	•
0235+164	0.82	2.0 ± 0.2	0.94	1.2	•	•	?	•	•
0420-014	0.45	1.9 ± 0.3	0.92	0.7	•			•	•
0446+112	1.04	1.8 ± 0.3	1.207	1.8				?	•
0454-463	0.29	1.9 ± 0.4	0.86	0.4				•	•
0528+134	1.6	2.6 ± 0.1	2.06	16				•	•
0537-441	0.32	2.0 ± 0.2	0.894	0.4	•	•		•	•
0716+714	0.50	2.0 ± 0.2	•	•	?	•	•
0804+499	0.29	2.5 ± 0.2	1.43	1.1	•			•	•
0827+243	0.21	2.2 ± 0.4	2.046	1.6				•	•
0836+710	0.34	2.4 ± 0.2	2.17	3.5	•		•	•	•
0954+658	0.21	1.7 ± 0.2	0.368	0.05	•	•		•	•
1101+384	0.14	1.7 ± 0.2	0.031	0.0002		•	?	•	•
1156+295	0.63	1.8 ± 0.4	0.729	0.6	•			•	•
1219+285	0.17	1.4 ± 0.4	0.102	0.004	•	•		•	•
1222+216	0.17	2.4 ± 0.2	0.435	0.04				•	•
1226+023	0.21	2.4 ± 0.1	0.158	0.005	•		•	•	•
1253-055	2.7	2.0 ± 0.1	0.538	1.2	•		•	•	•
1313-333	1.3	2.0 ± 0.2	1.21	0.3				•	•
1406-676	0.41	1.9 ± 0.1	1.494	1.7				•	•
1510-089	0.23	2.6 ± 0.4	0.361	0.03	•			•	•
1606+106	0.53	2.5 ± 0.2	1.23	1.4				•	•
1611+343	0.33	2.1 ± 0.3	1.40	1.2				•	•
1622-253	0.47	2.0 ± 0.1				•	•
1633+382	1.0	1.9 ± 0.1	1.81	6.3			•	•	•
1739+522	0.36	1.9 ± 0.2	1.38	1.3				•	•
1741-038	0.34	3.0 ± 0.4	1.054	0.6	•			•	•
2022-077	0.63	1.5 ± 0.2				•	•
2052-474	0.28	2.4 ± 0.4	1.489	1.1				•	•
2230+114	0.46	2.6 ± 0.2	1.037	0.4	•		?	•	?
2251+158	1.35	2.2 ± 0.1	0.859	0.9	•		•	•	•

Table 1.1: Caratteristiche degli AGN identificati da EGRET

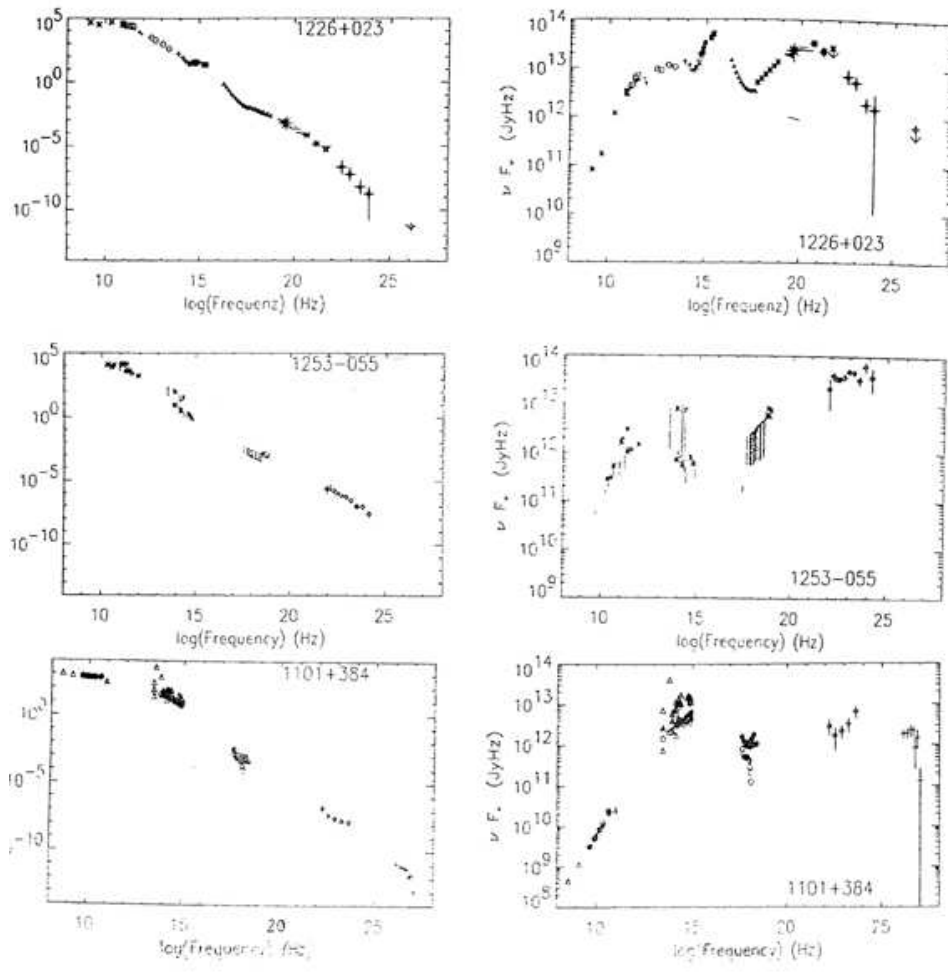


Figura 1.2: Spettri multibanda di alcune sorgenti rivelate da EGRET (partendo dall'alto: 3C 273, 3C 279 e Mrk 421). Sulla sinistra è riportata la densità di flusso F_ν in mJy vs. $\log \nu$, mentre sulla destra viene riportato νF_ν vs. $\log \nu$ da cui si può stimare il contributo delle diverse bande spettrali all'energia totale rivelata. Le osservazioni in diverse bande non sono simultanee.

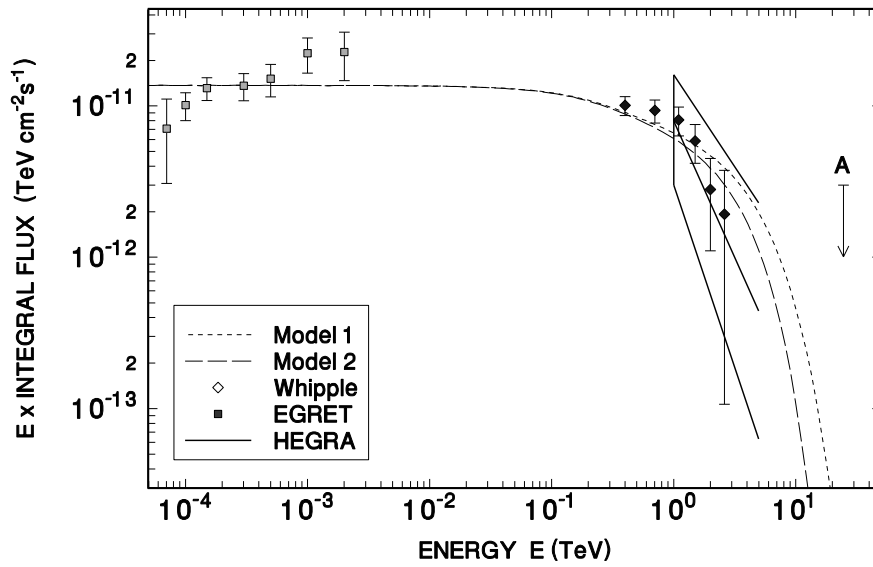


Figura 1.3: *Spettro, secondo una legge di potenza del tipo E^{-2} , di Mrk 421. Sono riportati i dati di EGRET e WHIPPLE ed è calcolato l'assorbimento per $E > 1$ TeV.*

Capitolo 2

I NUCLEI GALATTICI ATTIVI

2.1 La fenomenologia degli AGN

Con il termine Nucleo Galattico Attivo si indica la regione centrale di una galassia in cui viene emessa una potenza di migliaia di volte superiore a quella della restante parte della galassia ospite; questi nuclei non sono soltanto estremamente potenti ma anche compatti, dato che le luminosità osservate variano con scala dei tempi dell'ordine del giorno. Con la sigla *AGN* vengono classificati diversi oggetti, differenziati a seconda della loro luminosità, morfologia e distanza: fra questi ricordiamo i *Quasars* e le *galassie di Seyfert*, che hanno un nucleo meno luminoso dei primi e anche un redshift minore. Le potenze associate agli *AGN* sono enormi: $\sim 10^{12} L_{\odot}^* = 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ per le galassie di Seyfert e $\sim 10^{15} L_{\odot} = 10^{47} \div 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ per i quasar. La sorgente di questa enorme potenza sembra essere la gravità: è opinione comune che gli *AGN* siano potenziati da materia che cade su di un buco nero supermassivo posto al centro del nucleo galattico.

Gli *AGN* differiscono dalle normali galassie per due caratteristiche osservazionali principali [14]:

- (a) l'enorme potenza radiativa emessa da regioni di volume ridottissimo

* $L_{\odot} = 1$ luminosità solare = $3.83 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$

(b) la luminosità, che copre tutto lo spettro elettromagnetico, dalle onde radio ai raggi X e gamma, e che presenta un andamento in funzione dell'energia emessa piuttosto piatto (luminosità pressochè costante per ogni decade di energia).

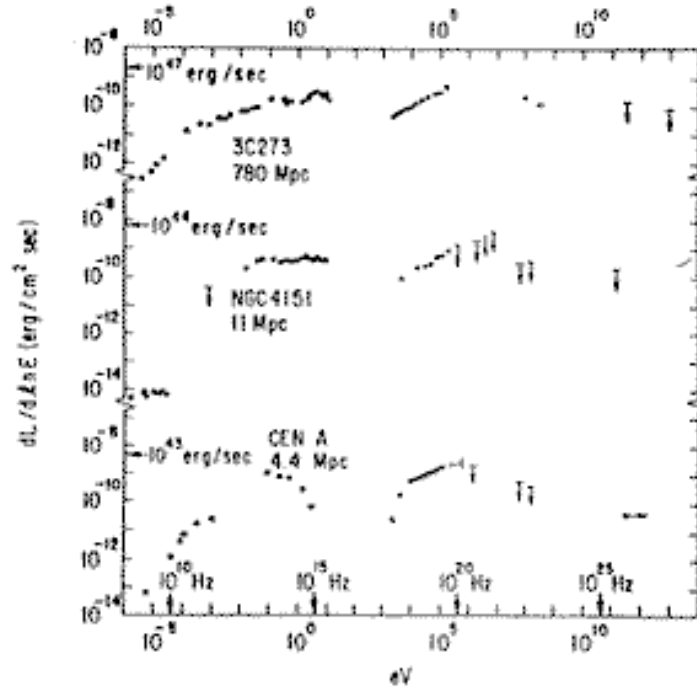


Figura 2.1: *Distribuzione dell'energia emessa da 3 AGN lungo tutto lo spettro elettromagnetico.*

La figura 2.1 mostra gli spettri di tre AGN, in un diagramma in cui la luminosità per decade è plottata in funzione della frequenza. Come si può vedere, le misure ottenute per alcuni di questi oggetti coprono 12 decadi in frequenza (dalle onde radio ai raggi gamma (vedi anche figure in § 1.2)) e la luminosità sembra essere approssimativamente costante. Questi spettri sono radicalmente differenti da quelli delle normali galassie, che ricalcano gli spettri delle stelle in esse residenti e coprono un range in frequenza molto più piccolo (dall'infrarosso all'ultravioletto).

In effetti lo spettro di un nucleo galattico attivo non è completamente piatto: una delle caratteristiche tipiche osservate è il cosiddetto *Blue Bump*, che si presenta come un picco pronunciato dell'emissione elettromagnetica nella regione ultravioletta dello

spettro, dovuto probabilmente ad emissione termica[†] proveniente dalla materia in caduta sul buco nero centrale. Un'altra indicazione di emissione termica è visibile nella regione infrarossa dello spettro e si pensa sia dovuta a polvere che intercetta e ri-irradia l'emissione ultravioletta. Queste caratteristiche di emissione termica, si sovrappongono ad un largo continuo non termico (dovuto principalmente ad emissione di radiazione di sincrotrone), che si estende dalle frequenze radio ai gamma: entrambe queste componenti, sono indice della presenza di attività non stellare all'interno del nucleo di un AGN. La parte più rapidamente variabile dello spettro è quella X: l'emissione è simile come luminosità a quella del Blue Bump, ma la sua rapida variabilità temporale indica che i raggi X sono prodotti in regioni molto più piccole rispetto ai fotoni ultravioletti. È proprio da queste basi osservative che è partito lo sviluppo dei modelli di emissione radiativa non termica che analizzeremo in dettaglio successivamente.

Una distinzione basilare nella classificazione dei nuclei galattici attivi è quella fra i *radio-loud AGN* ed i *radio-quiet AGN*: circa il 90 % degli AGN non hanno una emissione marcata nella banda radio ("radio-quiet"), mentre il restante 10% è caratterizzato da una maggiore emissione di energia a tali frequenze ("radio-loud"). Le due classi di oggetti, quindi, differiscono principalmente nella frazione di luminosità emessa nella banda radio: 1/1000 e 1/1000000 della luminosità totale, rispettivamente per i radio-loud ed i radio-quiet. I radio-loud sono, inoltre, caratterizzati da un alto grado di polarizzazione della luce emessa, da una notevole variabilità di emissione nella banda ottica e presentano nello spettro di emissione sia la componente termica che quella non termica, a differenza dei radio-quiet in cui si nota solo la componente termica.

Una tipica raffigurazione di un nucleo galattico attivo è quella riportata in figura 2.2: gli elementi basilari dell'AGN sono un disco di materia (chiamato *disco di accrescimento*) in caduta sul buco nero centrale rotante e una coppia di jet di plasma allineati con l'asse di rotazione. I due jet sono composti da particelle (principalmente protoni

[†]Per emissione termica si intende emissione con un andamento in funzione della lunghezza d'onda che segua approssimativamente l'andamento dello spettro di emissione di un corpo nero ad una data temperatura.

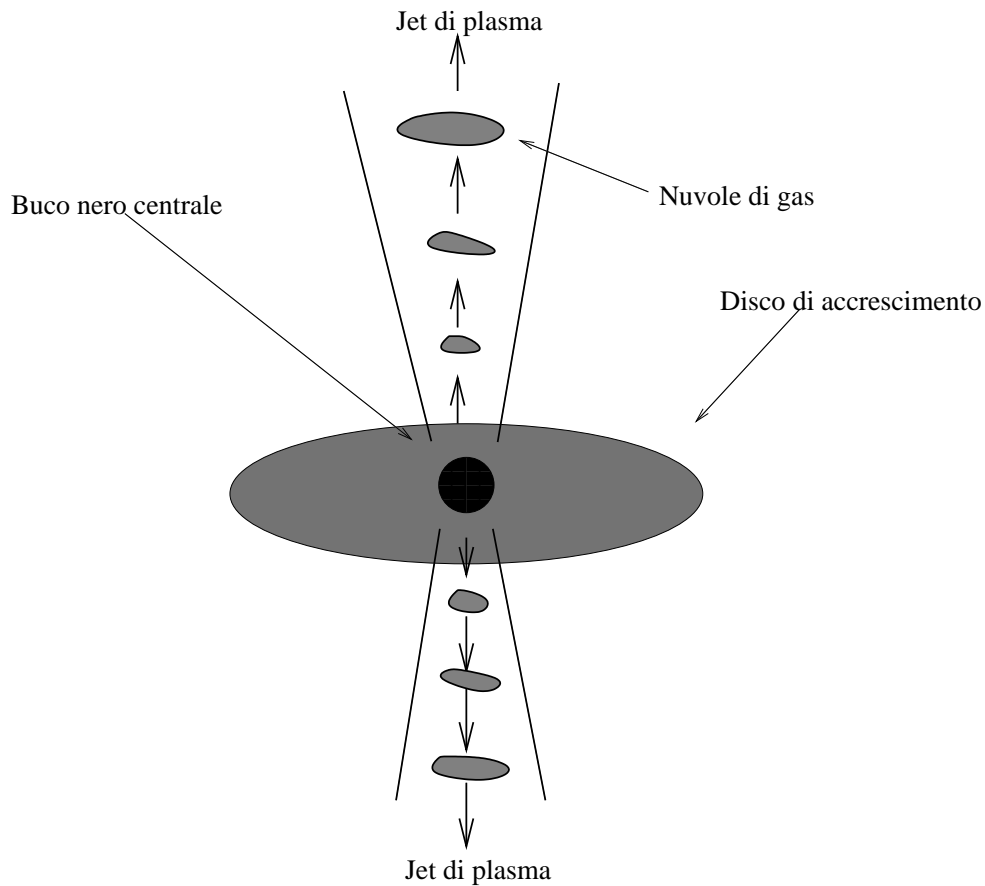


Figura 2.2: *Raffigurazione di un nucleo galattico attivo con il buco nero centrale ed i jet di plasma interagenti con il gas che circonda il nucleo.*

ed elettroni) accelerate alla base del jet nei pressi del buco nero. Tali particelle, interagendo con il campo di radiazione che circonda il nucleo (che può raggiungere anche densità dell'ordine di 10^{14} fotoni/cm³) e con i campi magnetici ivi presenti, producono tutto lo spettro elettromagnetico osservato, dalle onde radio ai raggi gamma. Le caratteristiche osservabili di questo fenomeno di emissione di energia dipendono dalla posizione dell'osservatore (rispetto all'AGN) e dalle dimensioni angolari dei jet. Quegli AGN i cui jet di plasma formano un angolo piccolo con la direzione dell'osservatore, vengono denominati *blazars* AGN: essi sono caratterizzati da una maggiore luminosità e dalla presenza di "bolle" (blobs) di plasma che sembrano muoversi ad una velocità superiore a quella della luce (moti superluminali) e che trovano una naturale spiegazione nei moti relativistici delle particelle all'interno del jet, in direzione trasversa a

quella del jet stesso (vedi par. 2.2.2). A questa classe appartengono anche gli oggetti di tipo BL Lacertae, i quasar altamente polarizzati e i quasar fortemente variabili nel visibile. La maggior parte delle sorgenti di raggi gamma osservate sono blazars. Nell'ipotesi che queste sorgenti producano raggi gamma in interazioni di protoni di alta energia, i blazars sembrano essere anche i candidati più promettenti di sorgenti di neutrini di alta energia.

2.2 La fisica degli AGN

2.2.1 Le Grandezze Fisiche

Per stimare gli ordini di grandezza delle dimensioni degli AGN e delle varie quantità coinvolte nei processi che ivi avvengono, normalmente si parte dall'ipotesi che la grande quantità di energia disponibile provenga dalla cattura, nel buco nero centrale, di parte della materia presente nel disco di accrescimento. Sulla base di alcune considerazioni approssimate, si possono legare fra loro quantità come le dimensioni dell'AGN, la massa del buco nero, il tasso di accrescimento etc..

- (1) *Dimensioni*: L'unità naturale di lunghezza è basata sul *Raggio di Schwarzschild*, definito come

$$R_S = 2GM_{bh}/c^2 ,$$

con $G = 6.670 \times 10^{-8} \text{ dine cm}^2 \text{ gr}^{-2}$ costante gravitazionale. Per un AGN abbiamo:

$$R_S = 3 \times 10^5 M_{bh,\odot} \text{ cm} ,$$

dove $M_{bh,\odot} = M_{bh}/M_\odot$ indica la massa del buco nero misurata in unità di M_\odot . Generalmente si preferisce usare la coordinata adimensionale $x = r/R_S$, avendo indicato con r la distanza radiale dal centro del buco nero.

- (2) *Velocità e Tempi Tipici*: Le velocità e i tempi tipici associati agli AGN sono quelli di caduta libera (free-fall) della materia sul buco nero centrale:

$$v_{ff} = (2GM_{bh}/r)^{1/2} = c/x^{1/2} \text{ cm s}^{-1}$$

$$t_{ff} = r/v_{ff} \approx 10^{-5} x^{3/2} M_{bh,\odot} s .$$

Se si considerano gli effetti della viscosità sulla materia in caduta, i tempi e le velocità possono essere molto più lunghi.

- (3) *Tasso di Accrescimento*: Le luminosità osservate implicano un tasso di accrescimento del buco nero centrale che varia da 10^{-2} a 10^2 masse solari all'anno. Per $\dot{M} = 1$ (=una massa solare all'anno) si ha una luminosità di $5 \times 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$, nell'ipotesi che tutta la massa sia convertita in energia secondo la classica formula relativistica $E = mc^2$. In genere l'efficienza di conversione in energia irradiata è ≈ 0.1 , per cui per $\dot{M} = 1$ si ha $L \approx 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$.

- (4) *Luminosità*: La scala naturale di luminosità per questi oggetti è la cosiddetta *Luminosità di Eddington*, che si ottiene uguagliando la pressione di radiazione emessa dalla materia accrescente con la forza di gravità:

$$\frac{GM_{bh}m_p}{r^2} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \sigma_T$$

da cui si ricava:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GM_{bh}m_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{38} M_{bh,\odot} \text{ erg s}^{-1}$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thompson.

- (5) *Campo Magnetico*: Una stima del campo magnetico si può ricavare imponendo l'uguaglianza fra la densità di energia del campo B , $U_{mag} = B^2/8\pi$, con la densità di energia luminosa $L/4\pi R^2 c$. Tale grandezza può essere facilmente stimabile dal valore osservato della luminosità e dalla stima di R_S , ricavato in base alle caratteristiche di variabilità della sorgente stessa. Si ricava allora:

$$B \propto l_{Edd}^{1/2} M_{bh}^{-1/2} ,$$

dove $l_{Edd} = L/L_{Edd}$ indica la luminosità in unità di luminosità di Eddington. Si stima che i valori del campo magnetico all'interno di un jet di plasma di un blazar siano compresi tra 10^{-4} e 10^4 Gauss [2].

2.2.2 I Processi Fisici

Dinamica dell'Accrescimento: L'ipotesi che l'enorme quantità di energia che fuoriesce da un nucleo galattico attivo sia dovuta ad un oggetto compatto (buco nero), risale alla fine degli anni sessanta. Diversi modelli di accrescimento di materia sono stati proposti:

1. (a) accrescimento sferico ed emissione radiativa dovuta ad interazioni nel gas (compressso e riscaldato) di elettroni liberi. Tale modello non riesce ad accordarsi in modo soddisfacente con i dati sperimentali per la bassa efficienza di emissione radiativa dovuta al particolare processo scelto.
2. (b) disco di accrescimento: materia in orbita kepleriana attorno al buco nero che dissipa ed irradia la sua energia cinetica azimutale [15]. La differenza col modello sferico è che la materia può accrescere soltanto irradiando, garantendo così un alto livello di efficienza di emissione della radiazione. In tale modello la maggiore difficoltà risiede nella determinazione della viscosità responsabile della dissipazione.
3. (c) Accrescimento sferico con formazione d'onde d'urto che interagiscono con la materia in caduta libera [16]; l'onda d'urto sarebbe formata da protoni accelerati tramite meccanismi di Fermi. I protoni sono essenziali per questo modello, dato che gli elettroni soffrono di perdite di energia su scale dei tempi molto più brevi del tempo di free-fall e non sono in grado di fornire una adeguata pressione di ritorno per la formazione dell'onda d'urto.

Opacità ai Raggi Gamma: La densità di radiazione estremamente alta insieme con la possibile formazione di raggi gamma con energie maggiori di $2m_e c^2$, fanno sì che nelle vicinanze del nucleo centrale di un AGN possa verificarsi il fenomeno dell'assorbimento e della creazione di coppie e^+e^- [17], cioè il processo:

$$\gamma + \gamma \longrightarrow e^+ + e^- .$$

La creazione di coppie può avvenire solo se i due fotoni provvedono a dare, nel sistema di riferimento del loro centro della quantità di moto, più del doppio della massa a riposo dell'elettrone. Ciò comporta una energia minima E_{th} per il fotone bersaglio che si ricava dalla relazione:

$$E_{\gamma-inc} E_{th} (1 - \cos \theta_s) = 2(m_e c^2)^2$$

dove $E_{\gamma-inc}$ e θ_s sono rispettivamente l'energia del fotone gamma incidente e l'angolo di collisione tra i due fotoni misurati nel sistema del laboratorio.

La decrescita del flusso di fotoni durante la propagazione può essere descritta mediante la relazione:

$$N_{\gamma-inc} = N_{\gamma,o} e^{-\tau_{\gamma\gamma}} ,$$

dove $N_{\gamma,o}$ indica il flusso iniziale e $\tau_{\gamma\gamma}$ è definita come opacità o profondità ottica[‡]. Se indichiamo con n_γ la densità dei fotoni bersaglio e con X la distanza su cui si propaga il fotone incidente di alta energia, la quantità $n_\gamma \cdot X$ [*fotoni/cm²*] è proporzionale alla probabilità che il fotone incidente ha di incontrare un γ bersaglio sul suo cammino. Abbiamo allora $\tau_{\gamma\gamma} = n_\gamma \sigma_{\gamma\gamma} X$, dove $\sigma_{\gamma\gamma}$ è la sezione d'urto per l'interazione fotone-fotone, che vale $\sim \sigma_T/3$ quando $E_{\gamma-inc} \sim 2(m_e c^2)^2/E_{th} \simeq 1$ MeV.

Se assumiamo per lo spettro in energia dei fotoni bersaglio una dipendenza del tipo $n_\gamma(E_\gamma) \propto E_{\gamma-bers}^{-\alpha}$, allora anche la profondità ottica sarà funzione dell'energia dei raggi gamma: dalla condizione di soglia si ha $E_{th} \propto 1/E_{\gamma-inc}$, da cui si ricava $n_\gamma \propto E_{th}^{-\alpha} \propto E_{\gamma-inc}^\alpha$ e quindi $\tau_{\gamma\gamma} \propto E_{\gamma-inc}^\alpha$. Dato che il numero di fotoni bersaglio è una funzione decrescente della frequenza, più alta è l'energia dei raggi gamma incidenti, più grande è il numero di fotoni bersaglio che soddisfano la condizione di soglia e conseguentemente maggiore è l'opacità.

Consideriamo ora una sorgente di luminosità L_γ che emetta fotoni con $E_\gamma \geq 1$ MeV. Possiamo esprimere la profondità ottica in termini di L_γ [14]:

$$(2.1) \quad \tau_{\gamma\gamma} \simeq \frac{L_\gamma}{4\pi X^2 m_e c^3} \sigma_T X = \frac{L_\gamma \sigma_T}{4\pi X m_e c^3} \simeq \frac{L_\gamma / X}{10^{29} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1}} .$$

[‡]La profondità ottica è definita in maniera tale che per $\tau_{\gamma\gamma} = 1$ il flusso di raggi gamma diminuisce di 1/e

L'opacità ottica è all'incirca uno se $L_\gamma/X \simeq 10^{29} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$: quest'ultimo è un valore molto alto, che corrisponde ad avere una luminosità solare emessa da una sorgente compatta della grandezza di qualche decina di metri. Si può normalizzare l'espressione 2.1 in base alle grandezze tipiche riguardanti gli AGN:

$$\frac{L_{\gamma\text{-bers}}\sigma_T}{4\pi X m_e c^3} = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{m_p}{m_e}\right) \frac{L_\gamma}{L_{EDD}} \left(\frac{3R_S}{X}\right).$$

Come si può evincere da questa espressione, per una sorgente che emette vicino alla luminosità limite di Eddington e per raggi gamma che si propagano su distanze $X \sim 2 \div 3 R_s$, si ha una opacità pari a circa 1000. Questo significa che la radiazione gamma emessa da tale sorgente non riuscirà mai ad allontanarsi dalla sorgente stessa ma verrà tutta convertita in coppie e^+e^- , la cui presenza può influire significativamente sullo spettro della radiazione emergente.

Beaming Relativistico: Questo termine viene usato per indicare l'aumento di luminosità apparente della radiazione emessa da un plasma in moto con un fattore di Lorentz d'insieme $\Gamma \gg 1$, quando fra la direzione di osservazione e quella di emissione (e cioè di moto) vi è un angolo $\theta \leq 1/\Gamma$ molto piccolo. Gli effetti relativistici presentano tre conseguenze osservabili:

1. scala dei tempi di variabilità della sorgente minore del tempo che la luce impiega ad attraversarla: in particolare i tempi sono diminuiti di un fattore Doppler $\delta \equiv [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$;
2. incremento della densità di energia della radiazione osservata pari ad un fattore $\delta^{3+\alpha}$ [18], dove α è l'indice spettrale dell'emissione intrinseca della sorgente;
3. moti superluminali: se un getto di plasma si muove relativisticamente formando un angolo $\theta \simeq 1/\Gamma$ rispetto alla direzione di osservazione, la sua velocità trasversa apparente può risultare maggiore di quella della luce: $v_{app} = \Gamma c$.

In definitiva, l'emissione di plasma in moto relativistico può apparire molto luminosa e variare su tempi tipici brevi se comparati col tempo che la luce impiega ad attraversare la sorgente, cosa riscontrata sperimentalmente nei blazar AGN.

2.2.3 L'Accelerazione di Particelle

I nuclei galattici attivi rappresentano dei potenziali siti in cui particelle cariche elementari, in special modo protoni, possono essere accelerate ad alte energie, ad energie cioè molto maggiori delle loro masse a riposo, fino a 10^{20} eV ed oltre. Quello che rende gli AGN particolarmente interessanti in questo contesto, è la possibilità che la componente di particelle accelerata alle alte energie (presumibilmente protoni) possa anche essere la componente che determina la dinamica dell'accrescimento di materia sul buco nero e l'emissione di radiazione lungo tutto lo spettro elettromagnetico, compresa l'emissione di neutrini di alta energia.

Uno dei meccanismi di accelerazione più efficienti è *il meccanismo di accelerazione di Fermi al primo ordine*, che avevamo già applicato all'esplosione di una supernova (§ 1.1), ricavando l'energia massima a cui le particelle potevano essere accelerate in quel contesto. L'accelerazione delle particelle, secondo questo meccanismo, non avviene a causa delle collisioni, che sono molto infrequenti all'interno di un plasma, ma piuttosto a causa di modi collettivi del plasma stesso che portano alla formazione di onde d'urto. Le traiettorie macroscopiche delle particelle cambiano principalmente a causa delle loro interazioni con le eccitazioni coerenti di plasma, la cui massa può essere considerata infinita; è questo che rende un simile scattering conservativo e permette l'accelerazione.

Il guadagno di energia avviene quando una particella diffonde attraverso il fronte d'urto e, nel sistema di riferimento in cui è a riposo, vede i centri di scattering dall'altra parte dello shock muoversi verso di essa. Possiamo assumere [19] che il fronte dell'onda d'urto sia equivalente a due muri che si muovono l'uno verso l'altro (fig. 2.3). Una particella carica che entra nello spazio tra i muri verrà accelerata finchè non lascia il sistema. L'incremento totale all'energia della particella, sarà ovviamente uguale alla variazione di energia per una collisione moltiplicato per il numero di collisioni. Dato che questo guadagno è proporzionale all'energia delle particelle stesse, le loro energie

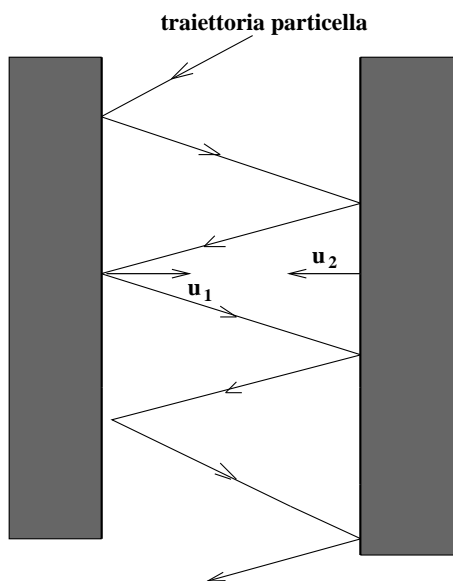


Figura 2.3: *Accelerazione di una particella all'interno di due muri che si muovono l'uno verso l'altro. I muri rappresenterebbero il fronte dell'onda d'urto che investe la particella.*

crescono secondo una legge di potenza con il numero di attraversamenti; tuttavia, la probabilità di attraversare ripetutamente il fronte d'urto, decresce (anch'essa secondo una legge di potenza) con il numero di attraversamenti. La convoluzione di questi due andamenti determina lo spettro in energia delle particelle caratterizzato da una legge di potenza del tipo $E^{-\gamma}$, in accordo con quella osservata per i raggi cosmici. Applicando l'analisi già vista nel (§ 1.1), possiamo ricavare la massima energia a cui possono essere accelerati dei nucleoni tramite l'accelerazione di Fermi nel caso di un nucleo galattico attivo [8].

La grandezza dell'acceleratore R è fissata dalla durata dell'emissione di alta energia, che, come già detto, presenta in media una variabilità temporale dell'ordine del giorno:

$$(2.2) \quad R = \Gamma \Delta t c \simeq 10^{-2} \text{ parsec} .$$

Come abbiamo visto prima (§ 2.2.1), tramite argomenti di equipartizione dell'energia, possiamo ricavare una stima del campo magnetico. In questo caso, uguagliamo la densità di energia del campo magnetico con la densità di energia degli elettroni

accelerati, ricavata sperimentalmente:

$$\frac{B^2}{8\pi} = \rho(\text{elettroni}) \sim 1 \text{ erg cm}^{-3} .$$

Si ottiene, in questo modo, $B = 5 \text{ Gauss}$. Un valore simile è stato ottenuto scalando i campi magnetici nei jet delle galassie di Fannaroff-Riley, poste a distanze dell'ordine dei kiloparsec, alla luminosità di Markarian 421 e alle dimensioni trasversali del jet, dell'ordine dei 10^{-3} pc [20].

Dall'equazione 1.2:

$$E < KZeBRc$$

si ricava il valore della massima energia ottenibile da un acceleratore cosmico con i valori di B ed R dati prima e $K \sim 0.1$:

$$(2.3) \quad E_{MAX} = eBRc = 5 \times 10^{19} \text{ eV} .$$

La costante numerica K determina l'efficienza di conversione della potenza disponibile nell'onda d'urto in accelerazione di particelle e può anche essere uguale ad 1, portando quindi l'energia massima fino a $5 \times 10^{20} \text{ eV}$. Da questa analisi, quindi, possiamo concludere che le energie raggiungibili per particelle accelerate tramite meccanismo di Fermi in un AGN blazar, sono dell'ordine dei $10^{18} \div 10^{20} \text{ eV}$, a seconda del valore di B e di K , il che rafforza l'assunzione che gli AGN possano essere i responsabili dell'accelerazione dei raggi cosmici al di sopra del "ginocchio" dello spettro (§ 1.1).

Capitolo 3

I MODELLI DI EMISSIONE DA AGN

3.1 Il Paradosso dei nuclei galattici attivi

La recente rivelazione di emissione gamma da alcuni nuclei galattici attivi effettuata dagli esperimenti EGRET e WHIPPLE (§ 1.2), ha incentivato lo sviluppo di modelli di emissione non termica, (cioè non connessa con attività stellare) che cercano di spiegare non solo l'emissione alle alte energie ma anche quella su tutto lo spettro elettromagnetico.

Una caratteristica comune di tutte le sorgenti rivelate da EGRET è quella di essere tutte radio-loud AGN ed in particolare di appartenere alla classe degli AGN blazars: tutte quante esibiscono delle caratteristiche comuni a questi oggetti (spettro radio piatto, uno spettro continuo di emissione non termico, forte variabilità e polarizzazione ottica) ed alcune evidenziano anche la presenza di moti superluminali. I dati sperimentali suggeriscono fortemente che l'emissione di fotoni gamma avvenga nei jet di plasma fuoriuscenti dal nucleo centrale e che, essendo le sorgenti viste dei *blazars* (§ 2.1), il flusso sia indirizzato proprio lungo la congiungente fra l'osservatore e la sorgente o formi con esso un piccolo angolo.

Questa collimazione del flusso dei raggi gamma è essenziale alla rivelazione degli

stessi: infatti, abbiamo visto nel capitolo precedente (§ 2.2.2) che l'opacità ottica per fotoni con energie tipiche superiori al MeV è molto elevata, tant'è che tutta l'eventuale radiazione gamma uscente dal motore centrale dell'AGN verrebbe completamente assorbita, convertita in coppie $e^+ e^-$ e riprocessata ad energie inferiori. Nessun nucleo galattico attivo allora dovrebbe essere visto nell'osservazione di fotoni con energie maggiori del MeV, e ciò è palesemente in contraddizione con i dati di EGRET e WHIPPLE. Tutto ciò ha dato origine al cosiddetto *paradosso degli AGN*, che si risolve introducendo la presenza di moti relativistici all'interno del jet con il conseguente beaming relativistico della radiazione uscente. Abbiamo visto (§ 2.2.2) che il beaming relativistico della radiazione può avvenire quando all'interno del jet si raggiungono fattori di Lorentz Γ molto elevati: se ipotizziamo un rapporto tra il tasso di eiezione e quello di accrescimento $\dot{M}_e/\dot{M}_a \simeq 1/100$ [17] allora, essendo l'energia rilasciata impartita ad una piccola quantità di materia eiettata attraverso il getto di plasma, l'energia per particella può raggiungere valori molto elevati:

$$\Gamma = E/M_e c^2 \simeq L/\dot{M}_e c^2 \simeq 100\eta_a \simeq 10$$

dove $L = \eta_a \dot{M}_a c^2$ denota la luminosità di accrescimento con efficienza $\eta_a \simeq 0.1$. Dalla densità di flusso osservata, $S_{oss}(\nu) = \delta^{3+\alpha} S(\nu)$, che è incrementata del fattore $\delta^{3+\alpha}$, dove δ è il fattore Doppler (§ 2.2.2), possiamo ricavare la densità di fotoni alla sorgente:

$$n_\gamma = \frac{2\pi}{hc} \left(\frac{D}{r} \right)^2 \int S(\nu) d \ln \nu = \delta^{-(4+\alpha)} n_{oss} ,$$

dove D è la distanza della sorgente ed r indica le dimensioni della regione di emissione, che si ricavano a partire dalla variabilità temporale. Da questa ricaviamo (essendo $\tau_{\gamma\gamma} \propto n_\gamma$ (§ 2.2.2)):

$$\tau_{\gamma\gamma} \propto \delta^{-(4+\alpha)} \implies \tau_{\gamma\gamma} \propto \Gamma^{-(4+\alpha)} .$$

Tipicamente α è compreso tra 1/2 ed 1: quindi l'opacità ottica in un jet di plasma relativistico andrà circa come Γ^{-5} che, già per valori di $\Gamma > 3$, si riduce molto al di sotto dell'unità, permettendo così la fuoriuscita della radiazione gamma e la sua eventuale rivelazione.

3.2 I meccanismi di emissione di raggi gamma

A causa dei meccanismi di accelerazione visti alla fine del capitolo precedente, gli AGN possono essere considerati dei veri e propri acceleratori di particelle su scala cosmica. Per i processi coinvolti e per le elevate energie acquisite dalle particelle, tanto elevate che sarebbe impensabile ottenerle in un acceleratore terrestre, il loro studio non è interessante solo per il campo dell'astrofisica ma potrà fornire interessanti informazioni anche nel settore della fisica delle particelle elementari.

Il meccanismo di accelerazione al primo ordine di Fermi (§ 2.2.3) offre un modello molto attrattivo di accelerazione di particelle all'interno di un jet di un blazar. Un acceleratore cosmico di questo genere produrrà uno spettro del tipo:

$$dN/dE \propto E^{-\gamma},$$

con $\gamma \sim 2 + \epsilon$, dove ϵ è un numero piccolo; nel caso di forti shock ultra-relativistici può anche essere negativo (~ -0.3). Le particelle vengono accelerate dalle onde d'urto ed emesse in fasci che viaggiano lungo il jet con fattori di Lorentz Γ dell'ordine di 10. Poichè negli AGN si osservano dei burst della durata di un giorno, si pensa che all'interno del jet le particelle siano raggruppate in "pacchetti", immaginabili come dischi, larghi circa quanto la sezione del jet e di spessore $\delta c \cdot \Delta t \sim 10^{-2}$ parsec, dove il fattore Doppler δ , per angoli di osservazione vicini alla direzione del jet, come nel caso dei blazars, è dello stesso ordine di grandezza del fattore di Lorentz. La dimensione di questo pacchetto di particelle è inferiore a quella del jet che è dell'ordine di 1 parsec.

L'emissione di raggi gamma di altissima energia avviene in seguito alla interazione dei fasci relativistici di particelle (principalmente elettroni e protoni) con i fotoni di bassa energia presenti nel campo di radiazione che circonda il nucleo o attraverso delle reazioni nucleari. Successivamente, i fotoni gamma perdono energia per produzione di coppie e^+e^- in interazioni fotone-fotone con il campo di radiazione all'interno del jet o con quello proveniente dal disco di accrescimento. Si sviluppa quindi una cascata elettromagnetica la quale, attraverso produzione di coppie e interazioni fotone-fotone, determina lo spettro di raggi gamma emergente alle energie più basse. In questo

contesto, i fotoni di più bassa energia osservati tramite le tecniche astronomiche convenzionali ($E < 1$ MeV), sono il risultato di una serie di interazioni e cascate elettromagnetiche indotte dai raggi gamma del fascio primario, che sono quindi riprocessati ad energie molto più basse.

Due diversi tipi di modelli di emissione del fascio primario di raggi gamma sono stati proposti: un modello puramente elettromagnetico, che quindi non coinvolge reazioni nucleari, ed un modello adronico. Vediamo più in dettaglio i due meccanismi.

Modelli Elettromagnetici

In questi modelli sono gli elettroni, accelerati tramite onde d'urto e collimati relativisticamente, che danno luogo all'emissione di fotoni gamma per *effetto Compton inverso*, o interagendo con i fotoni di più bassa energia che provengono dal disco di accrescimento (*modello di Dermer* [21]) o con i fotoni auto-generati come radiazione di sincrotrone dagli stessi elettroni all'interno del jet (*Synchrotron self-Compton model: SSC* [22]). Uno dei problemi principali dei modelli elettromagnetici è che l'accelerazione degli elettroni con il meccanismo di Fermi al primo ordine non è molto efficiente, soprattutto in ambienti in cui, per gli elettroni, i tempi tipici per la perdita di energia sono molto più brevi del tempo in cui avviene l'accelerazione. Inoltre, per riprodurre la luminosità osservata alle alte energie, l'accelerazione del plasma dovrebbe avvenire molto vicino al buco nero: anche in questo caso però, la densità di fotoni bersaglio sarebbe oltremodo insufficiente per riprodurre il flusso osservato attraverso effetto Compton inverso. D'altro canto la densità di fotoni bersaglio non potrebbe essere molto elevata, altrimenti i fotoni gamma di alta energia verrebbero tutti assorbiti nelle interazioni fotone-fotone.

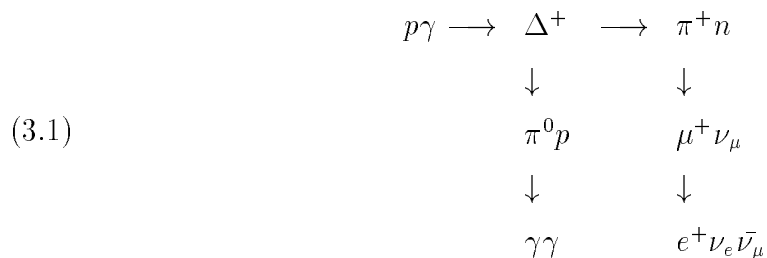
Il bilanciamento fra densità di fotoni bersaglio e assorbimento è molto difficile da ottenere, soprattutto alla luce delle osservazioni oltre il TeV effettuate da WHIPPLE.

Modelli Adronici

Altri modelli quindi sono stati sviluppati per cercare di spiegare le osservazioni sperimentali. In tali modelli, nel jet vengono accelerati protoni assieme agli elet-

troni. A differenza di questi ultimi, che hanno una massa molto minore dei primi e perdono la gran parte della loro energia per irraggiamento, i protoni presentano dei tempi tipici per la perdita di energia molto maggiori e questo consente una loro efficace accelerazione ed il loro allontanamento dalla regione centrale del buco nero, permettendo alla radiazione di altissima energia di essere emessa molto più lontano. I fotoni prodotti da questi protoni che si sono allontanati dalla zona in cui coesiste il campo acceleratore e un'alta densità di fotoni bersaglio, subiscono in tal modo un minore assorbimento a causa della ridotta densità di radiazione. Inoltre il trasferimento energetico dal buco nero ai protoni è molto più efficiente se confrontato con quello per gli elettroni tenendo conto, in particolare, anche della presenza dei forti campi magnetici richiesti per spiegare il confinamento del jet. Il bilanciamento più favorevole tra produzione di fotoni gamma ed assorbimento permette di estendere lo spettro dei gamma fino ai 10 TeV, anche con fattori di Lorentz minori rispetto a quelli usati nei modelli leptonici.

In questo caso l'emissione di gamma di alta energia avviene per interazione dei protoni altamente relativistici con il campo di radiazione ambiente che circonda l'AGN il quale, anche in questo caso, può essere costituito o dalla radiazione di sincrotrone emessa dagli elettroni presenti all'interno del getto di plasma [23] oppure dalla radiazione termica infrarossa proveniente dal disco di accrescimento [24]. Si ha così la *foto-produzione* di pioni neutri e carichi, ad esempio attraverso la foto-produzione della risonanza Δ , i quali a loro volta danno luogo all'emissione di fotoni e di neutrini. Qui di seguito schematizziamo le reazioni coinvolte nella fotoproduzione di pioni, fotoni e neutrini:



In questo caso quindi, sono i protoni accelerati che danno inizio alla cascata

elettromagnetica che caratterizzerà tutto lo spettro di emissione*.

Nella figura 3.1, possiamo vedere una schematizzazione, adattabile ad entrambi i modelli, del processo di emissione di raggi gamma da un jet .

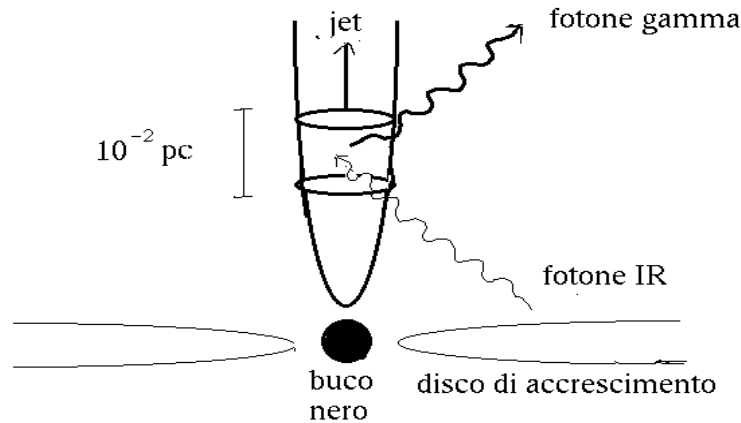


Figura 3.1: *Schematizzazione dell'emissione di un fotone gamma da un pacchetto di particelle in moto all'interno del jet. In questo caso è un fotone proveniente dal disco di accrescimento che interagisce o con un protone o con un elettrone presenti all'interno del pacchetto.*

3.3 Quale modello?

Per capire la natura dell'emissione di raggi gamma di alta energia sono necessarie misure su più decenni dello spettro della radiazione elettromagnetica, e possibilmente simultanee. Tali misure però sono disponibili solo per alcune delle sorgenti rivelate da EGRET.

Le caratteristiche osservative principali da prendere in considerazione per distinguere quale meccanismo potrebbe essere in opera in una sorgente, sono le seguenti:

- indice spettrale dello spettro di emissione;

*Questi modelli adronici che tentano di caratterizzare l'emissione da AGN lungo tutto lo spettro di frequenze, prendono il nome di "PIC (Proton Initiated Cascade) Models": modelli con cascate elettromagnetiche avviate da protoni.

- cambiamento dell'indice spettrale nel passaggio dai raggi X ai gamma;
- variabilità temporale dell'emissione osservata nella banda di energia dei raggi gamma e anche tra alte bande dello spettro;
- moti superluminali.

Vediamo ora in dettaglio come alcuni di tali osservabili sono previsti dai modelli fin qui elencati [3]:

Modello SSC: questo modello, puramente elettromagnetico, predice degli spettri di emissione con un indice spettrale di circa 2. Esso predice anche variabilità nei gamma: in particolare un elevato aumento di luminosità ("flare"), dovrebbe essere accompagnato da un simultaneo aumento nella banda radio. Il modello non prevede la produzione di un intenso flusso di neutrini.

Modello di Dermer: la geometria di questo modello, anch'esso puramente elettromagnetico, predice che i raggi gamma siano emessi principalmente in uno stretto cono formante con la direzione di osservazione un piccolo angolo: è prevista quindi la presenza di moti superluminali. Esso predice inoltre un break dell'indice spettrale tra la banda X e quella gamma pari a 0.5: $\Delta\Gamma = \Gamma_X - \Gamma_\gamma \simeq -0.5$. Anche tale modello non prevede la produzione di neutrini.

Modello PIC: il modello adronico prevede un ripido indice spettrale al di sopra dei 10 MeV: $\Gamma_\gamma > 2.3$. Secondo questo modello, i fotoni verrebbero emessi isotropicamente molto distanti dalla zona di accelerazione dei protoni: per tale motivo, con questo modello sarebbe oltremodo difficile spiegare la variabilità dell'emissione su tempi dell'ordine dei giorni ed anche arduo connettere variazioni tra intensità radio e gamma. Il modello adronico, a differenza degli altri due, prevede una copiosa produzione di neutrini di altissima energia. Nei cap. 4 e 6, legheremo il flusso di neutrini aspettato da AGN nell'ambito di questo modello, alla luminosità in fotoni misurata, per stimare così la sensibilità, e quindi la capacità di scoperta, di un "telescopio per neutrini" come NESTOR.

In generale questi modelli non termici (per i quali l'emissione di radiazione da particelle accelerate non segue il tipico andamento di spettro di un corpo nero ad una data

temperatura), sia elettromagnetici che adronici, presentano delle difficoltà nell'interconnettere le misure tra diverse bande di energia e quindi di arrivare ad una raffigurazione unica dell'emissione di radiazione da nuclei galattici attivi; non riescono, inoltre, a spiegare semplicemente l'indurimento osservato dello spettro nella regione del visibile e dell'ultravioletto (il *Blue Bump* della radiazione emessa (§ 2.1)). È stato anche ipotizzato [25] che l'emissione nell'infrarosso di questi oggetti sia dovuta non a processi di natura non termica, ma al riprocessamento dei fotoni ottici ed UV da parte di polvere presente in una regione di grandezza da 1 a 100 parsec attorno al buco nero centrale. Poichè i modelli termici non sono in grado di spiegare l'emissione alle alte energie, sono stati sviluppati allora dei modelli ibridi termici-non termici. Da tutto questo si intuisce che è molto difficile dalle osservazioni, soprattutto se non simultanee, capire quale meccanismo è in opera in un blazars AGN: per di più questi modelli non sono assolutamente rigidi ma spesso vengono adattati alle caratteristiche della sorgente, contribuendo a creare un quadro d'insieme abbastanza confuso in questo campo di ricerca.

Capitolo 4

I FLUSSI DI NEUTRINI DA AGN BLAZARS

4.1 Produzione di neutrini e fotoni in AGN

Abbiamo visto nel capitolo precedente che l'emissione di raggi gamma da un nucleo galattico attivo può essere accompagnata dall'emissione di neutrini di altissima energia. La rivelazione di neutrini da sorgenti extragalattiche diventa, allora, di fondamentale importanza per capire quale dei due modelli di emissione, elettromagnetico o adronico, sia all'opera in questi oggetti. Se si potesse escludere, in modo statisticamente significativo, che sorgenti di gamma di altissima energia non sono anche sorgenti di neutrini, il primo modello, dal quale non ci si aspetta un flusso di neutrini, verrebbe confermato, mentre accadrebbe il contrario in caso di rivelazione di neutrini. Allo stato attuale, non sono ancora disponibili dei rivelatori per neutrini che abbiano una risoluzione angolare ed una superficie efficace tali da distinguere un flusso esiguo proveniente da una sorgente puntiforme e lontana come un AGN. In questo lavoro vogliamo stimare l'intensità di tale flusso di neutrini di alta energia per capire se un apparato come NESTOR, o come gli altri telescopi per neutrini in costruzione, sia in grado effettivamente di rivelare sorgenti puntiformi.

Come abbiamo visto nel paragrafo § 3.2, lo spettro dei neutrini proveniente dalla foto-

produzione dei mesoni π carichi e dal loro successivo decadimento dipende fortemente dal campo di radiazione ambiente che circonda il nucleo galattico attivo. Abbiamo anche visto che i fotoni ambiente possono essere dovuti ad emissione di radiazione di sincrotrone da parte degli elettroni accelerati all'interno del jet del blazar insieme ai protoni, oppure possono essere emessi dal disco di accrescimento. Dato uno spettro di protoni che segue un andamento in energia del tipo $dN_p/dE \propto E^{-2}$, tipico di una popolazione di particelle accelerate tramite il meccanismo di Fermi al primo ordine, gli spettri dei neutrini e dei fotoni di alta energia che possono arrivare fino ad un rivelatore terrestre sono fortemente dipendenti dallo spettro in energia dei fotoni bersaglio con cui i protoni interagiscono.

Volendo stimare il numero di eventi osservabili in un rivelatore per neutrini di origine

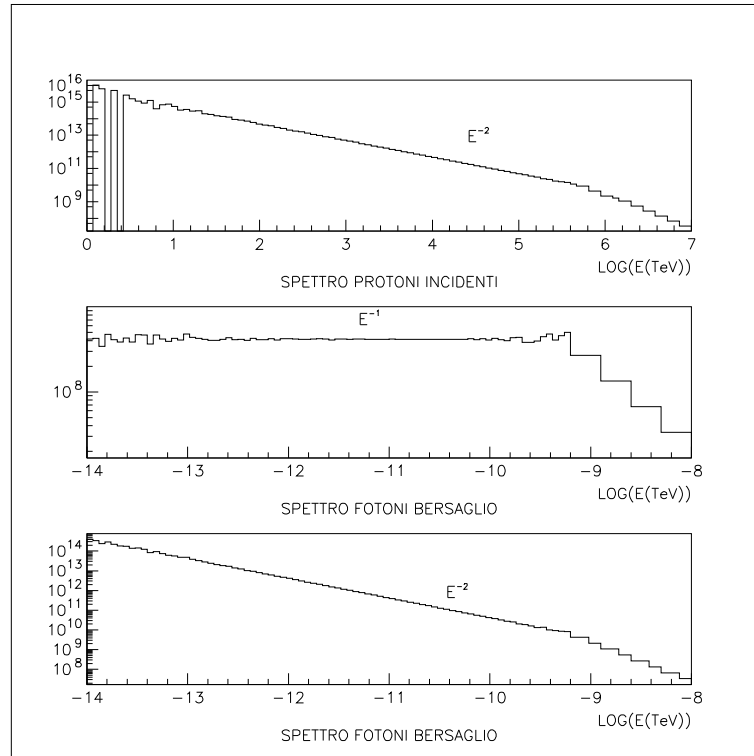


Figura 4.1: *Gli andamenti spettrali assunti per i protoni e i due andamenti limite per i fotoni.*

astrofisica, simuleremo l'interazione $p\gamma \rightarrow \Delta^+$ considerando due andamenti spettrali "limite" per i fotoni ambiente, rispettivamente $dN_\gamma/dE \propto E^{-1}$ e $dN_\gamma/dE \propto E^{-2}$. In

fig. 4.1 sono rappresentati gli spettri in energia dei protoni incidenti (distribuiti in energia da $1 \text{ TeV}=10^{12} \text{ eV}$ a $10^7 \text{ TeV}=10^{19} \text{ eV}$) e i due alternativi spettri in energia per i fotoni bersaglio, presi in esame come casi limite di ciò che è ragionevole aspettarsi in realtà*. I fotoni bersaglio simulati sono distribuiti in energia da $\sim 10^{-2} \text{ eV}$ a $\sim 10^4 \text{ eV}$. Il limite inferiore dell'intervallo energetico per i protoni è legato alla richiesta di poter assumere neutrini con $E_\nu > 1 \text{ TeV}$, mentre quello superiore è legato alle considerazioni fatte nel par. 2.2.3 sulla massima energia che il protone può raggiungere in un AGN tramite meccanismi di accelerazione di Fermi. L'intervallo in energia dei fotoni bersaglio, invece, è determinato dalla richiesta di foto-produrre una Δ^+ nell'interazione $p\gamma$.

Nella figura 4.2 riportiamo lo schema a blocchi della simulazione, effettuata con tecniche Monte Carlo, utilizzata per la produzione di gamma e neutrini tramite reazioni di fotoproduzione di protoni su gamma bersaglio.

4.2 La foto-produzione di mesoni π

La produzione dei mesoni, sia carichi che neutri, all'interno di un jet di un blazar, può avvenire tramite l'eccitazione della risonanza Δ^+ da parte di protoni altamente relativistici che interagiscono con i fotoni del campo di radiazione ambiente (§ 3.2).

Per sviluppare la cinematica della reazione, considereremo tre sistemi di riferimento [26]: il sistema dell'osservatore, cioè quello dell'osservazione astrofisica, il sistema in cui il protone è fermo e quello del centro di massa. Le quantità importanti nel sistema dell'osservatore sono l'energia del protone[†], $E_p = \gamma_p m_p$, quella del fotone E_γ e l'angolo θ tra il fotone e la direzione del protone incidente. Le quantità nel sistema del centro di massa verranno indicate con un asterisco mentre quelle nel sistema del protone con un apice. In questo sistema di riferimento, i fotoni sono confinati in un

*Il reale spettro in energia dei fotoni ambiente non è noto; il reale andamento in funzione dell'energia può essere una funzione molto più complicata dei due andamenti limite assunti, anche a causa di processi di assorbimento e ri-emissione della radiazione, ad esempio da polvere che circonda il motore centrale dell'AGN.

[†]Consideriamo $\hbar = c = 1$; indichiamo, inoltre, con m_p la massa a riposo del protone, β_p la sua velocità, $\gamma_p = 1/\sqrt{1 - \beta_p^2}$ e con E_p l'energia totale del protone.

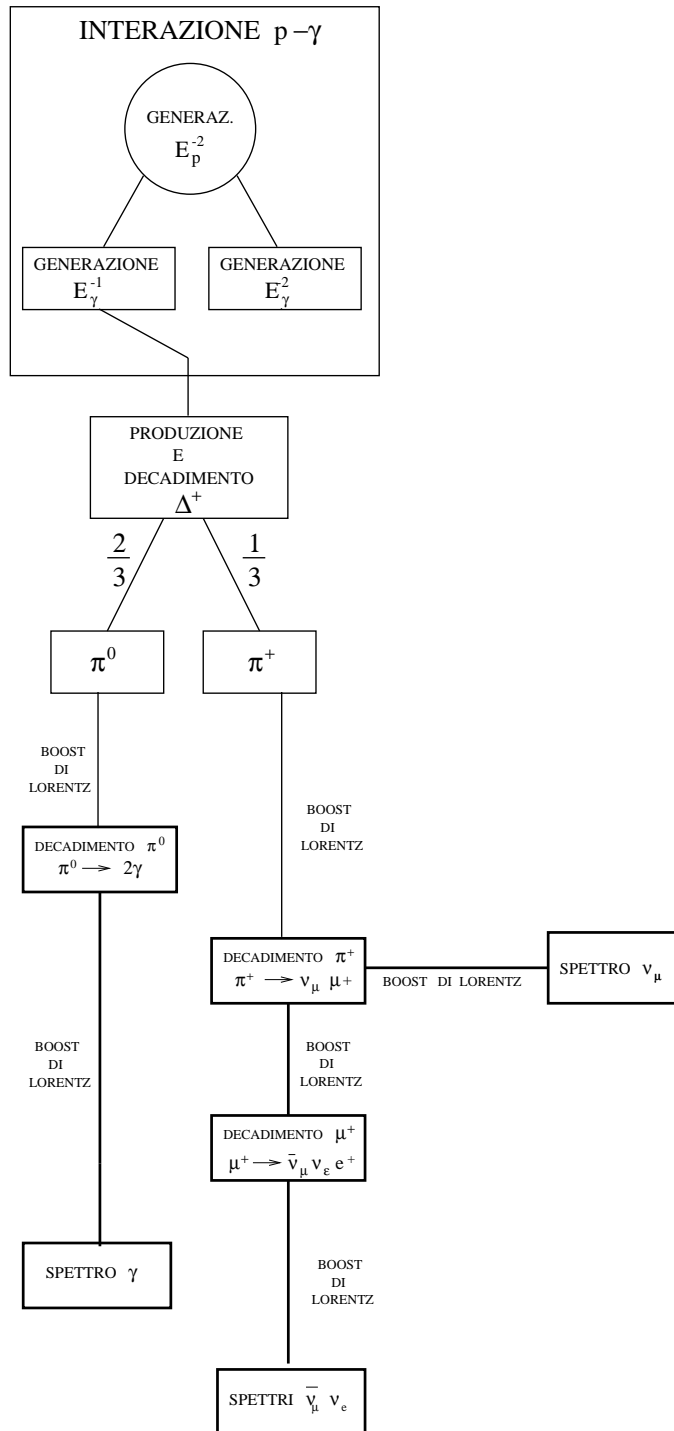


Figura 4.2: Diagramma a blocchi della simulazione Monte Carlo per la foto-produzione di mesoni e il loro successivo decadimento.

cono di ampiezza media $\tan \theta' \simeq 1/\gamma_p$ ed hanno un'energia

$$(4.1) \quad E'_\gamma = E_\gamma \gamma_p (1 - \beta_p \cos \theta) .$$

L'energia invariante del sistema, \sqrt{s} , che nel sistema del centro di massa vogliamo far coincidere con la massa della Δ^+ in unità $c=1$, si ottiene dalla conservazione del quadri-impulso:

$$s = -p^2 = (\vec{p}_p + \vec{p}_\gamma)^2 - (E_p + E_\gamma)^2 ,$$

da cui si ricava:

$$(4.2) \quad \sqrt{s} = \sqrt{m_p^2 + 2m_p \gamma_p E_\gamma (1 - \beta_p \cos \theta)} = \sqrt{m_p^2 + 2m_p E'_\gamma} .$$

Dalla conservazione dell'energia possiamo derivare la condizione di soglia per la foto-produzione di un pione singolo (carico o neutro) nel regime cinematico che ci interessa:

$$(4.3) \quad s \equiv (m_N + m_\pi)^2 = m_N^2 + 2m_N E'_{\gamma,th} \longrightarrow E'_{\gamma,th} = m_\pi \left(1 + \frac{m_\pi}{2m_N}\right) \simeq 145 \text{ MeV} ,$$

dove N indica il nucleone (protone o neutrone ($m_p \simeq m_n$)) prodotto. Quindi $E'_{\gamma,th}$ è l'energia che deve avere il fotone nel sistema di riferimento in cui il protone è fermo per produrre un pione. Poichè le energie dei fotoni che stiamo considerando sono molto basse, sono richiesti fattori di Lorentz per il protone molto elevati, anche per collisioni frontali:

$$(4.4) \quad \gamma_{p,min} = \frac{E'_{\gamma,th}}{2E_{\gamma,max}} \longrightarrow \gamma_{p,min} = \frac{0.145 [\text{GeV}]}{0.02 [\text{MeV}]} \simeq 1000 ;$$

dati questi valori di γ_p , porre $\beta_p = 1$ è una buona approssimazione.

La dinamica della reazione delle particelle è descritta meglio nel sistema del centro di massa: in questo sistema, l'energia \sqrt{s} per foto-produrre la risonanza deve essere maggiore della somma delle masse a riposo dello stato finale pione-nucleone. La condizione di soglia si ha per un'energia $s > s_{min} \approx 1.16 \text{ GeV}^2$. La sezione d'urto totale per la foto-produzione (fig. 4.3), $\sigma_{\gamma p}$, è caratterizzata da una regione di risonanza molto piccata attorno alla soglia, dovuta principalmente ai due canali di reazione che stiamo studiando. Al di sopra della soglia, la sezione d'urto è dominata da stati finali

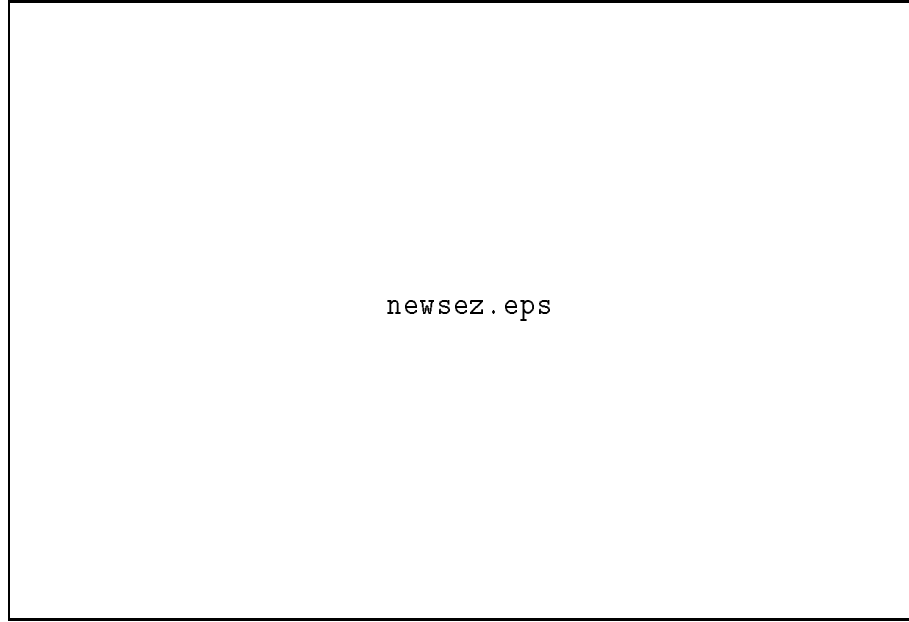


Figura 4.3: *Andamento della sezione d'urto per la reazione $p\gamma$ in funzione dell'energia del centro di massa.*

a pioni multipli e diventa approssimativamente costante con un valore di circa $116 \mu\text{barn}$ per $s > 10 \text{ GeV}^2$. Alle alte energie, ($s > 100 \text{ GeV}^2$), si ha anche un probabile aumento della $\sigma_{\gamma p}$ dovuto a eventi "jet". Tuttavia negli AGN, dove protoni energetici interagiscono con i fotoni del campo di radiazione ambiente, la maggior parte della foto-produzione di pioni avviene alla risonanza. Nella simulazione, volendo stimare solo l'ordine di grandezza dei flussi di neutrini e fotoni prodotti, prenderemo in esame solo il caso della foto-produzione a riposo della Δ^+ , omettendo il caso in cui $s \gg s_{min}$. Il fattore di Lorentz del centro di massa è dato da:

$$(4.5) \quad \gamma^* = \frac{E_p + E_\gamma}{\sqrt{s}} \simeq \frac{E_p}{\sqrt{s}};$$

viste le enormi energie dei protoni rispetto ai fotoni, l'angolo fra la direzione lungo la quale va considerato il boost di Lorentz del centro di massa e la direzione di incidenza del protone, è praticamente nullo. Per semplicità di trattazione, considereremo che il boost di Lorentz venga effettuato lungo la direzione di osservazione, cioè prenderemo in considerazione solo quei protoni che vengono accelerati lungo questa direzione. L'aver imposto la condizione di foto-produzione della Δ^+ a riposo comporta ovvia-

mente una condizione sull'energia del protone che dipende dall'indice spettrale assunto per i fotoni bersaglio. Ciò è chiaramente evidenziato in figura 4.4, dove sono rappresentate le distribuzioni in energia dei protoni che hanno foto-prodotto Δ^+ interagendo con un gas di fotoni con andamenti spettrali pari a E^{-1} o E^{-2} rispettivamente.

Una volta formatasi, la risonanza Δ^+ decade praticamente da ferma nel sistema

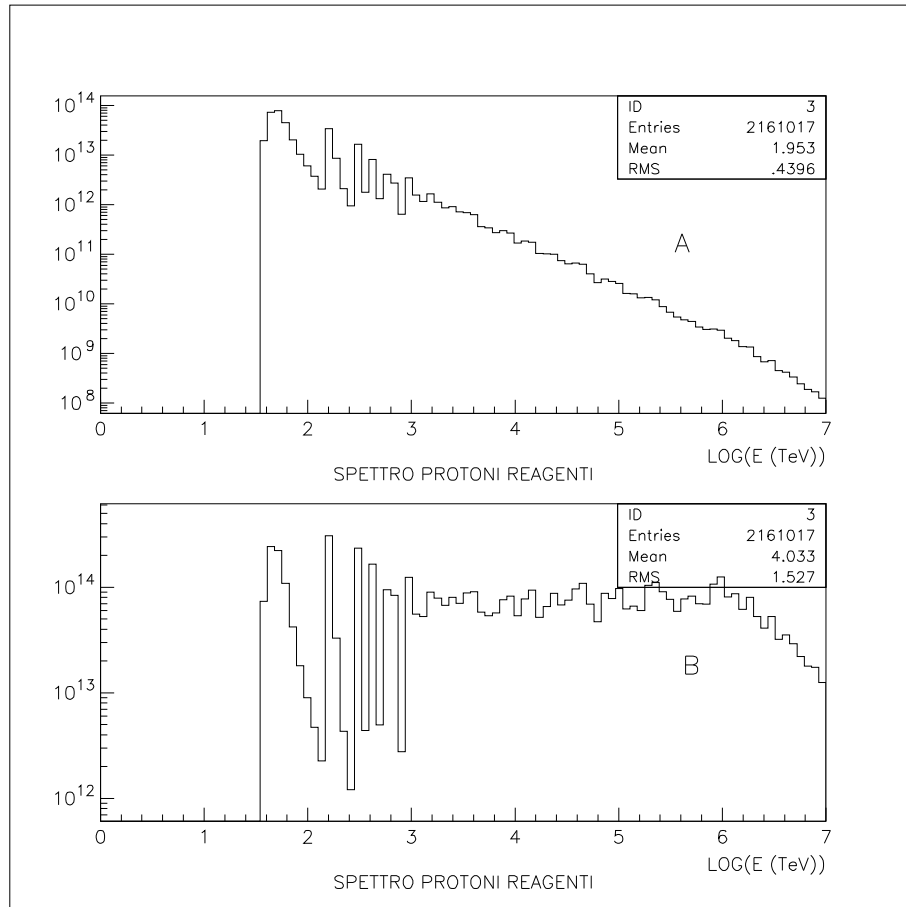


Figura 4.4: *Andamenti spettrali dei protoni che hanno portato alla formazione della risonanza Δ^+ : i due grafici sono relativi a protoni che interagiscono con gas di fotoni con andamenti spettrali pari a E^{-1} (A) o E^{-2} (B).*

del centro di massa e poichè il boost di Lorentz è enorme, i prodotti di decadimento, che possono essere o $p + \pi^0$ oppure $n + \pi^+$, nel sistema dell'osservatore proseguono praticamente lungo la stessa direzione del protone incidente. Alla risonanza, tenendo conto dei coefficienti di Clebsch-Gordon, i due canali di reazione risultano essere nel

seguinte rapporto:

$$(4.6) \quad \frac{BR(p\gamma \rightarrow p\pi^0)}{BR(p\gamma \rightarrow n\pi^+)} \simeq 2 .$$

Nella fig. 4.5 abbiamo schematizzato il decadimento della particella insieme con i prodotti e l'angolo di emissione $\phi_{\pi,\Delta}^*$ ($0^\circ \leq \phi_{\pi,\Delta}^* \leq 180^\circ$), definito come l'angolo fra la direzione di emissione del π e la direzione di volo della Δ (che abbiamo ragionevolmente posto coincidente con la direzione di incidenza del protone genitore). Le energie

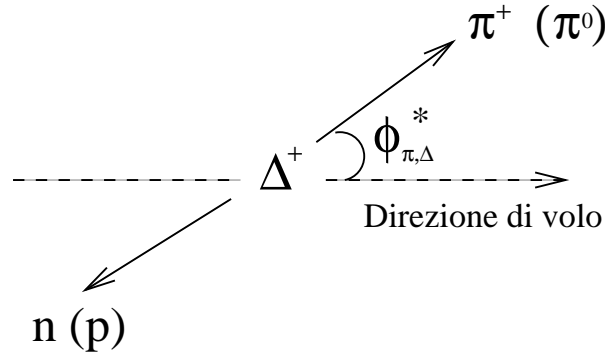


Figura 4.5: *Decadimento della Δ^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.*

dei prodotti nel sistema del centro di massa (in cui la Δ^+ è ferma) sono unicamente determinate dalla conservazione dell'energia e della quantità di moto:

$$(4.7) \quad E_\pi^* = \frac{s + m_\pi^2 - m_N^2}{2\sqrt{s}}$$

e

$$(4.8) \quad E_N^* = \frac{s + m_N^2 - m_\pi^2}{2\sqrt{s}} .$$

Se vogliamo calcolare l'energia del pioni nel sistema dell'osservatore basta applicare le trasformate di Lorentz che, se consideriamo il laboratorio muoversi con velocità $-\vec{\beta}$ verso il sistema del centro di massa lungo la direzione di osservazione del blazar (presa come asse delle ascisse), sono date da:

$$(4.9) \quad \begin{aligned} p_x &= \gamma(p_x^* + \beta E^*) \\ p_y &= p_y^* \\ p_z &= p_z^* \\ E &= \gamma(E^* + \beta p_x^*) \end{aligned}$$

dove γ e β in questo caso sono riferiti alla Δ e possono essere presi, rispettivamente, pari al fattore di Lorentz γ^* del c.d.m. e pari ad 1. La quantità di moto delle particelle secondarie nel sistema di riferimento in cui la Δ è a riposo, risulta uguale, per un decadimento a due corpi $M \rightarrow m_1 + m_2$, a:

$$(4.10) \quad p_\pi^* = p_N^* = p_{\pi,N}^* = \frac{\sqrt{s^2 - 2s(m_\pi^2 + m_N^2) + (m_\pi^2 - m_N^2)^2}}{2\sqrt{s}},$$

dove la massa della particella che decade, nel sistema di riferimento in cui è ferma (cioè il c.d.m.), coincide, in unità $c=1$, con l'energia del centro di massa \sqrt{s} .

L'energia del pione, nel sistema dell'osservatore, è quindi pari a:

$$(4.11) \quad E_\pi = \gamma^*(E_\pi^* + p_x^*) \longrightarrow E_\pi = \frac{E_{pi}}{\sqrt{s}} (E_\pi^* + p_{\pi,N}^* \cos \phi_{\pi,\Delta}^*).$$

Nella formula si intende che $\beta_\pi = 1$ e che E_{pi} è l'energia del protone incidente. Abbiamo così ottenuto gli spettri in energia dei π^+ (fig 4.6) e dei π^0 (fig 4.17). Tali spettri sono esplicitamente funzione di E_{pi} ma, avendo imposto la foto-produzione della Δ , sono anche funzione dello spettro dei fotoni bersaglio, come evidenziato in fig. 4.6. In questa figura, i grafici A e C rappresentano gli spettri dei pioni (in questo caso dei π^+) ottenuti quando per gli spettri dei fotoni bersaglio si assumono rispettivamente gli andamenti $dN_\gamma/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-1}$ (graf. A) e $dN_\gamma/dE_\gamma \propto E_\gamma^{-2}$ (graf. C). I grafici B e D, invece, rappresentano la frazione di energia del protone incidente trasportata dal π e sono utili solo per un controllo della cinematica simulata. Si noti che un fit alla distribuzione in energia dei π , nell'intervallo energetico $10 \leq E_\pi \leq 10^6$ TeV, fornisce il risultato riportato in tabella 4.1. Di seguito calcoleremo gli spettri

$\frac{dN_{\gamma-bers.}}{dE_{\gamma-bers.}}$	$\left \frac{dN_\pi}{dE_\pi} \right.$
Grafico 4.6 A $E_{\gamma-bers.}^{-1}$	E_π^{-2}
Grafico 4.6 C $E_{\gamma-bers.}^{-2}$	E_π^{-1}

Tabella 4.1: Fit degli andamenti spettrali dei pioni ottenuti con la simulazione Monte Carlo.

dei neutrini (originati nel decadimento dei π^+) e dei fotoni (originati nel decadimento

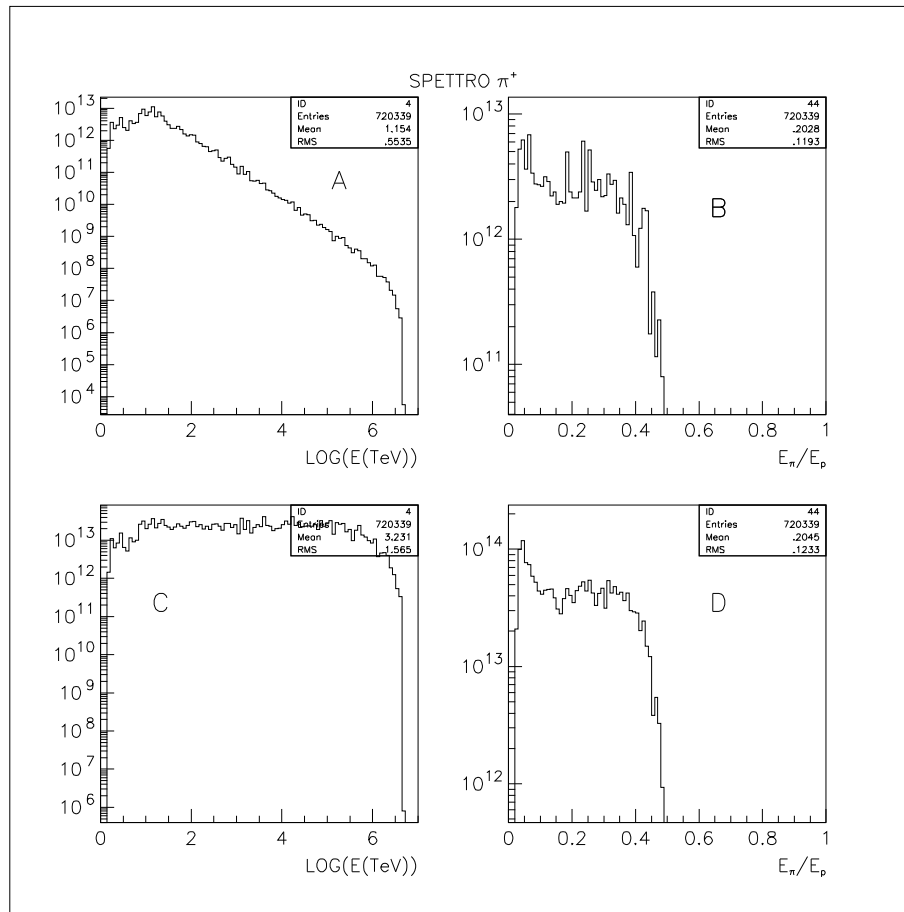


Figura 4.6: *Spettro del pione carico π^+ nei due casi: fotoni bersaglio caratterizzati da uno spettro del tipo E_γ^{-1} (grafici A e B) e da uno spettro tipo E^{-2} (grafici C e D). Nei grafici B e D si riporta l'energia frazionaria E_π/E_p .*

dei π^0) tenendo fisso l'indice spettrale dei protoni accelerati negli AGN (E_p^{-2}) ed assumendo di volta in volta, per i fotoni bersaglio, i due andamenti "limite" E_γ^{-1} e E_γ^{-2} .

4.3 Decadimento del mesone π^+ e lo spettro dei ν_μ

Analizziamo ora il decadimento in volo del pione carico, ricavando le energie del neutrino muonico nel sistema dell'osservatore. Lo scopo è quello di calcolare l'andamento

dello spettro dei neutrini originati nel processo:

$$(4.12) \quad \pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu .$$

Nel disegno 4.7 è raffigurato il pione nel sistema di riferimento in cui è a riposo, insieme ai prodotti di decadimento e all'angolo di emissione $\delta_{\mu,\pi}^*$, sempre compreso tra 0° e 180° , che stavolta è preso come l'angolo tra la direzione di emissione del muone e la direzione di volo del π . Le energie del neutrino e del muone in questo

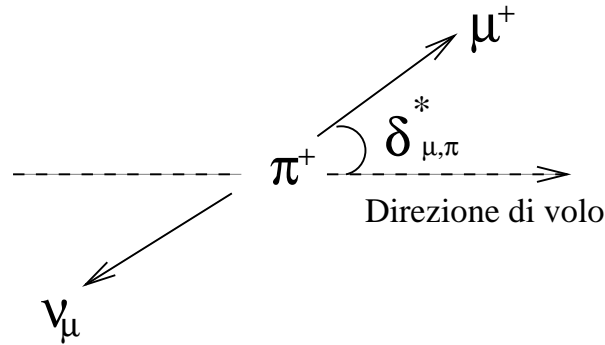


Figura 4.7: *Decadimento del π^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.*

sistema di riferimento sono:

$$(4.13) \quad E_{\nu_\mu}^* = \frac{m_{\pi^+}^2 - m_\mu^2}{2m_{\pi^+}} ; \quad E_\mu^* = \frac{m_{\pi^+}^2 + m_\mu^2}{2m_{\pi^+}} .$$

Poichè per il neutrino si ha $p_\nu = E_\nu$, allora l'ampiezza dell'impulso nel sistema del pione a riposo per i prodotti di decadimento è data da:

$$(4.14) \quad p_{\nu_\mu,\mu}^* = p_{\nu_\mu}^* = p_\mu^* = \frac{m_{\pi^+}^2 - m_\mu^2}{2m_{\pi^+}} .$$

Applicando le trasformazioni di Lorentz, otteniamo le energie del muone e del neutrino muonico nel sistema del laboratorio:

$$(4.15) \quad \begin{aligned} E_\mu &= \gamma_{\pi^+} (E_\mu^* + \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu,\mu}^* \cos \delta_{\mu,\pi^+}^*) \\ E_{\nu_\mu} &= \gamma_{\pi^+} (E_{\nu_\mu}^* - \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu,\mu}^* \cos \delta_{\mu,\pi^+}^*) \end{aligned} ,$$

dove il fattore di Lorentz per il pione carico, γ_{π^+} , è collegabile direttamente all'energia del protone genitore utilizzando l'eq. 4.11:

$$(4.16) \quad \gamma_{\pi^+} = E_{\pi^+} / m_{\pi^+} = \frac{E_{pi}}{m_{\pi^+} \sqrt{s}} (E_\pi^* + p_{\pi,N}^* \cos \phi_{\pi,\Delta}^*) .$$

In definitiva possiamo scrivere:

$$(4.17) \quad \begin{aligned} E_\mu &= \frac{E_{pi}}{m_{\pi^+} \sqrt{s}} (E_\pi^* + p_{\pi,N}^* \cos \phi_{\pi,\Delta}^*) (E_\mu^* + \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu}^* \cos \delta_{\mu,\pi^+}^*) \\ E_{\nu_\mu} &= \frac{E_{pi}}{m_{\pi^+} \sqrt{s}} (E_\pi^* + p_{\pi,N}^* \cos \phi_{\pi,\Delta}^*) (E_{\nu_\mu}^* - \beta_{\pi^+} p_{\nu_\mu}^* \cos \delta_{\mu,\pi^+}^*) \end{aligned} .$$

I grafici 4.8.A e 4.9.A mostrano, rispettivamente, gli spettri di neutrini ottenuti nei due casi limite $dN_{\gamma\text{-bers.}}/dE_{\gamma\text{-bers.}} \propto E_{\gamma\text{-bers.}}^{-1}$ e $dN_{\gamma\text{-bers.}}/dE_{\gamma\text{-bers.}} \propto E_{\gamma\text{-bers.}}^{-2}$. Come possiamo vedere, lo spettro dei neutrini, se il gas fotonico è caratterizzato da $n_\gamma \propto E_{\gamma\text{-bers.}}^{-1}$, segue l'andamento in energia dei protoni genitori, cioè $\nu \propto E_\nu^{-2}$, mentre quello risultante dall'interazione con un campo di radiazione con andamento spettrale $E_{\gamma\text{-bers.}}^{-2}$, risulta molto più piatto: $dN_\nu/dE_\nu \propto E_\nu^{-1}$. I grafici 4.8.B,C (e 4.9B,C) rappresentano rispettivamente E_ν/E_p ed E_ν/E_π e permettono di controllare la correttezza della simulazione. I grafici 4.10 e 4.11 caratterizzano gli spettri dei muoni prodotti nel decadimento del π^+ .

Dai grafici che mostrano gli andamenti E_μ/E_π ed E_ν/E_π , risulta, correttamente, che $0 \leq E_\nu \leq 0.43 E_\pi$ e che $0.57 E_\pi \leq E_\mu \leq E_\pi$ (valori ottenibili dall'eq. 4.17), il che ci assicura del corretto sviluppo cinematico della reazione di decadimento.

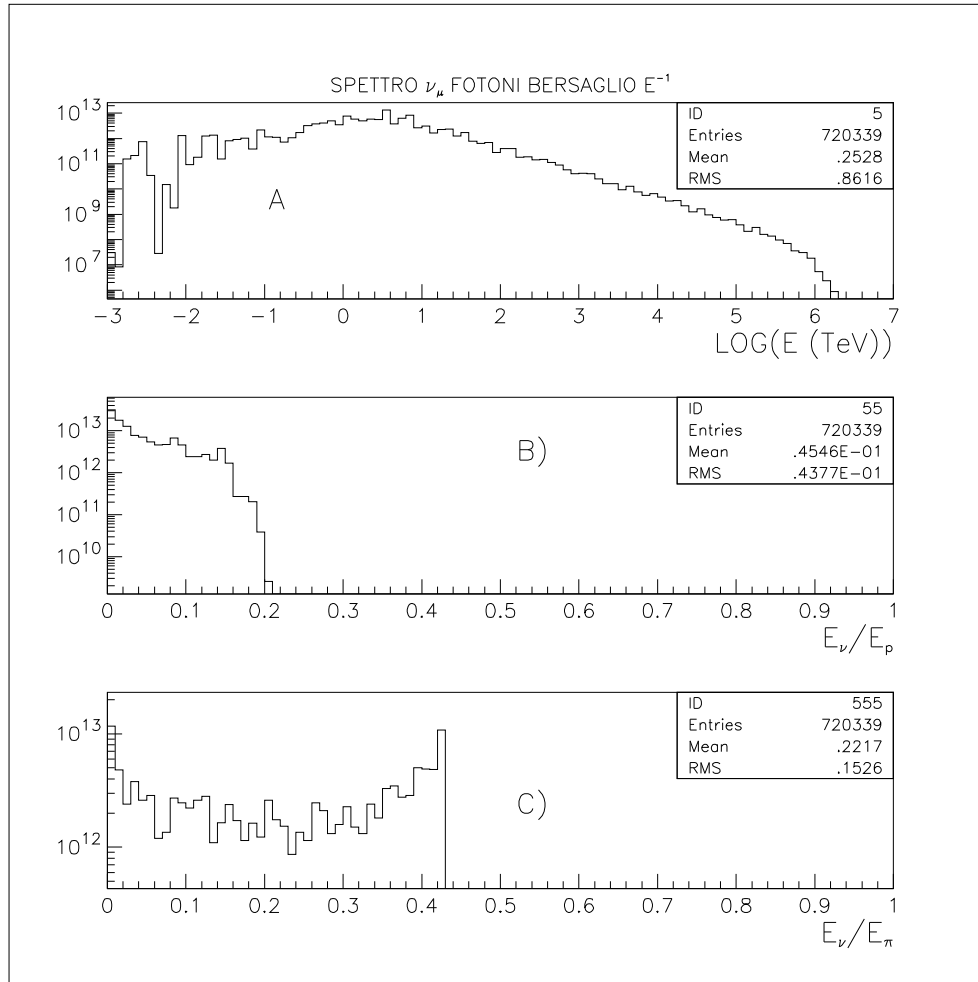


Figura 4.8: *Spettro ν_μ per fotoni bersaglio E^{-1} (graf. A). Sono riportate anche le quantità E_ν/E_p (graf. B) e E_ν/E_π (graf. C), utili per un controllo della correttezza della cinematica.*

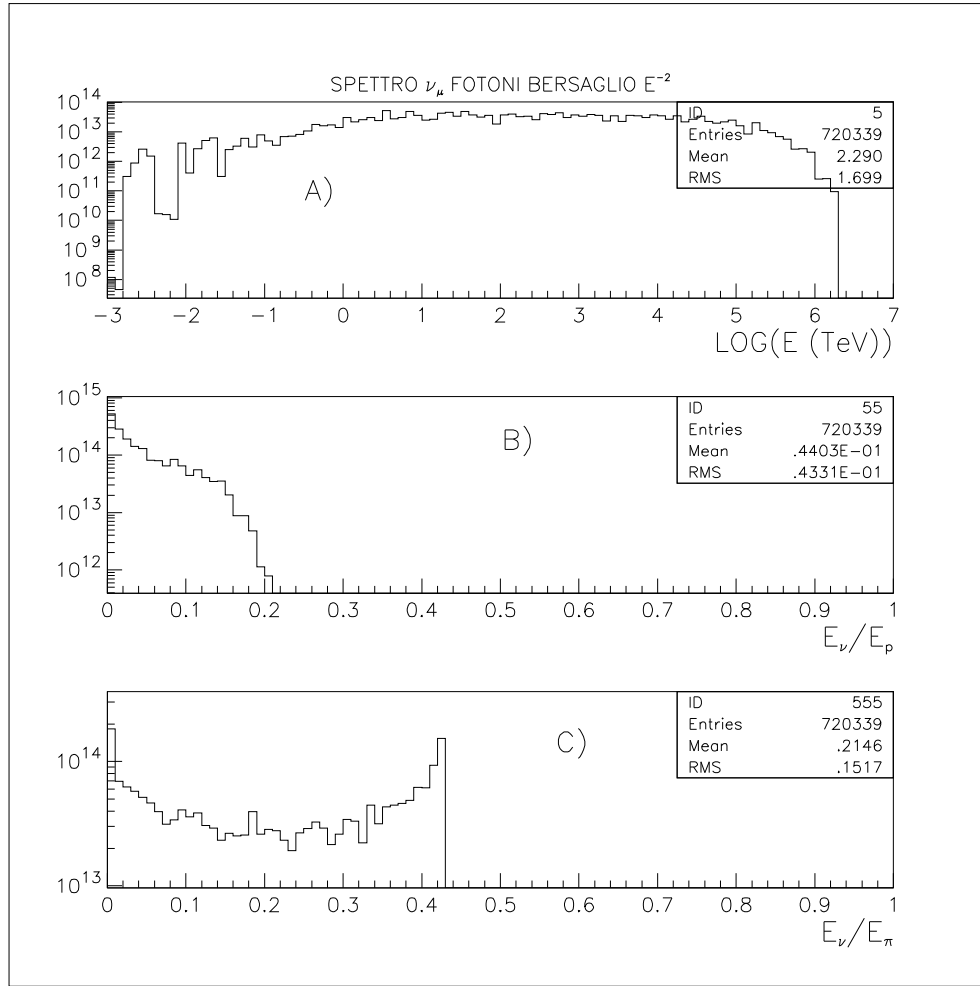


Figura 4.9: A): spettro ν_μ per fotoni bersaglio E^{-2} ; B): E_ν/E_p ; C): E_ν/E_π .

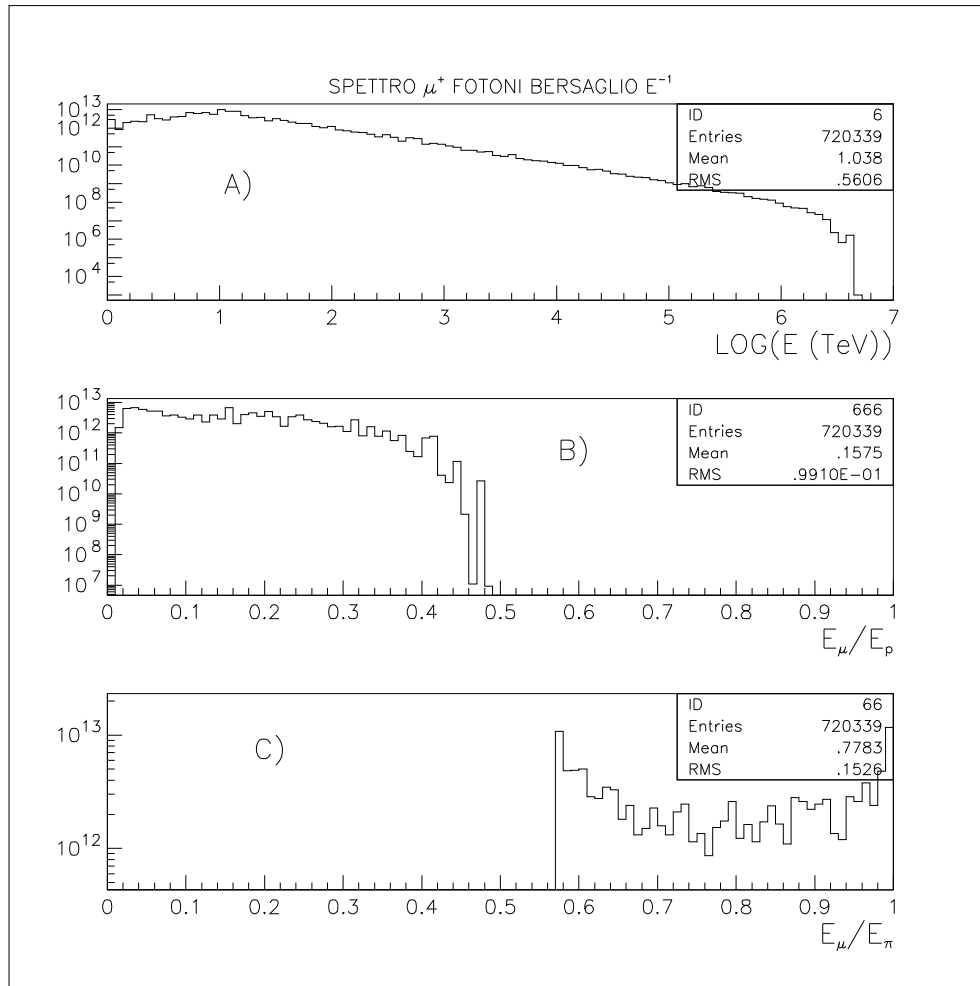


Figura 4.10: A): spettro μ^+ per fotoni bersaglio E^{-1} ; B): E_μ/E_p ; C): E_μ/E_π .

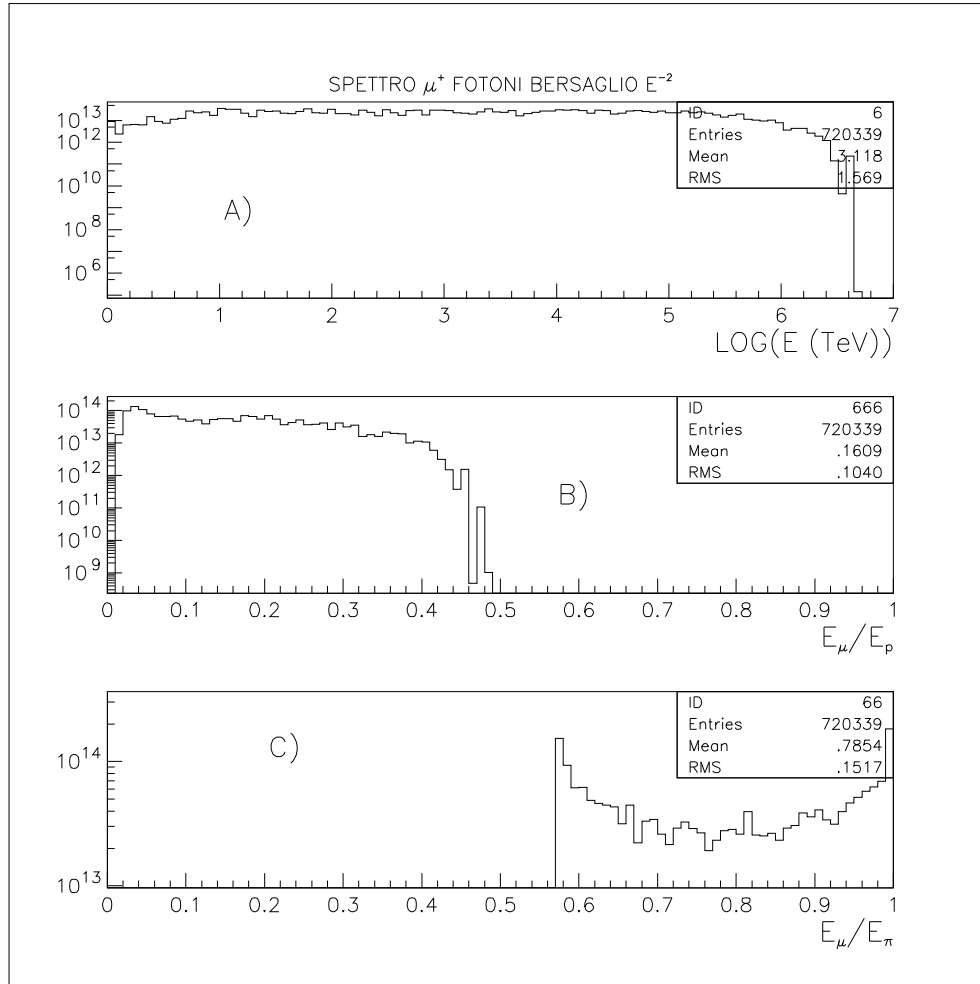


Figura 4.11: A): spettro μ^+ per fotoni bersaglio E^{-2} ; B): E_μ/E_p ; C): E_μ/E_π .

4.4 Il decadimento del muone μ^+ e lo spettro degli antineutrini $\bar{\nu}_\mu$

Il flusso di neutrini di alta energia che giunge al rivelatore comprende sia i ν_μ prodotti dal decadimento del π^+ che i $\bar{\nu}_\mu$ e ν_e prodotti dal decadimento dei μ^+ . Tali neutrini, anch'essi di alta energia, contribuiscono al flusso totale nella stessa misura di quelli prodotti direttamente dal pione carico, e non possono essere trascurati. Prendiamo quindi in esame il decadimento del muone nel decadimento da π^+ :

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu .$$

Riportiamo in App. A i dettagli del calcolo cinematico che ha permesso di stimare gli spettri degli antineutrini (fig. 4.12.A e 4.13.A) originati dal decadimento del μ^+ , nei due diversi casi corrispondenti agli spettri dei fotoni bersaglio $n_\gamma \propto E_\gamma^{-1}$ e $n_\gamma \propto E_\gamma^{-2}$ rispettivamente. I grafici 4.12.B,C e 4.13.B,C mostrano la frazione di energia $E_{\bar{\nu}}/E_p$ e $E_{\bar{\nu}}/E_\pi$ utili, come in precedenza, per controllare la cinematica simulata.

Dal confronto fra gli spettri in energia dei ν_μ ed $\bar{\nu}_\mu$ (ad esempio fig. 4.8.A con fig. 4.12.A oppure fig. 4.9.A con fig. 4.13.A), si nota che i due leptoni seguono lo stesso andamento in energia. Visto che il detector non sar  in grado di distinguere μ^+ da μ^- , consideriamo da ora in poi come flusso di neutrini da rivelare la somma dei flussi di neutrini e antineutrini muonici. Per i ν_e (vedi grafici 4.14 e 4.15), la loro rivelazione pu  essere basata sulla identificazione di sciame elettromagnetici di alta energia; tale lavoro eccede gli scopi di questa tesi e non verr  menzionato nel seguito.

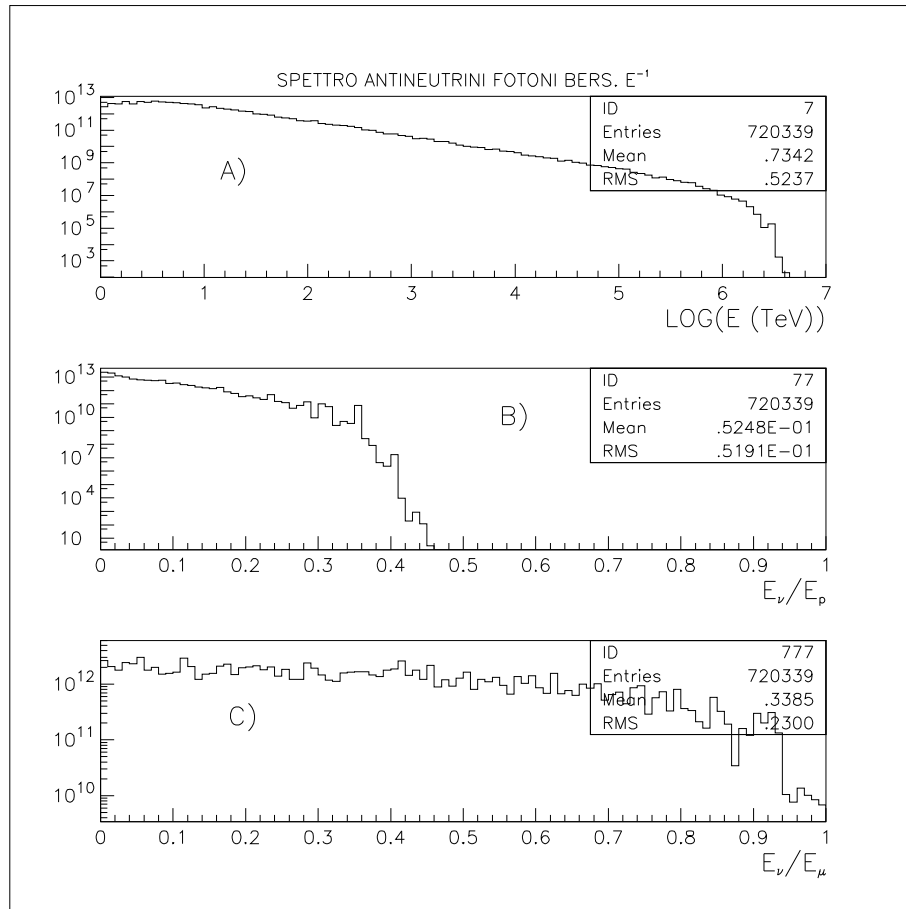


Figura 4.12: A): spettro $\bar{\nu}_{\mu}$ per fotoni bersaglio E^{-1} ; B): $E_{\bar{\nu}}/E_p$; C): $E_{\bar{\nu}}/E_{\mu}$.

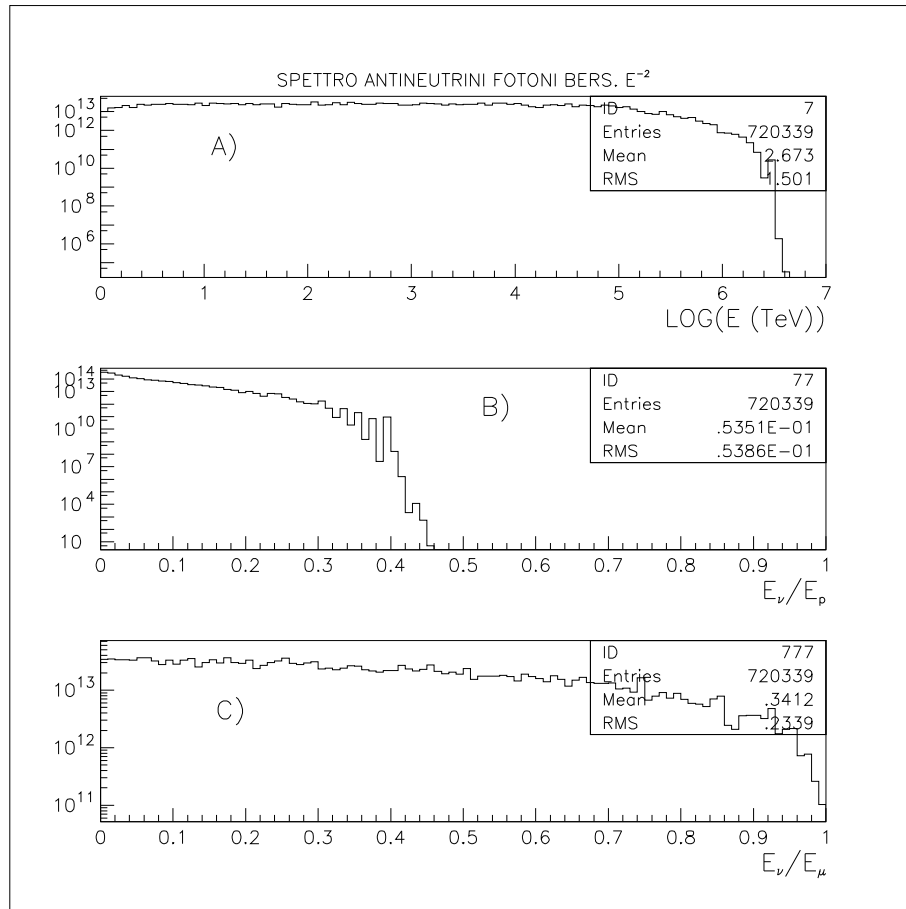


Figura 4.13: A): spettro $\bar{\nu}_{\mu}$ per fotoni bersaglio E^{-2} ; B): $E_{\bar{\nu}}/E_p$; C): $E_{\bar{\nu}}/E_{\mu}$.

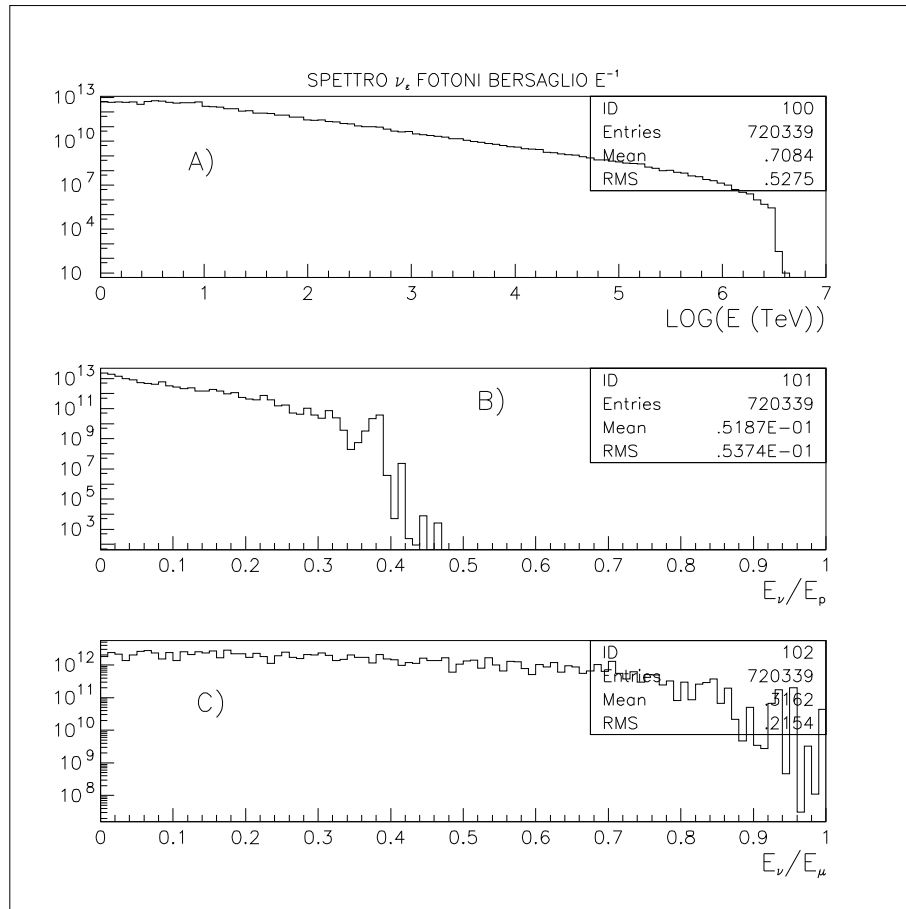


Figura 4.14: A): spettro ν_e per fotoni bersaglio E^{-1} ; B): E_{ν_e}/E_p ; C): E_{ν_e}/E_μ .

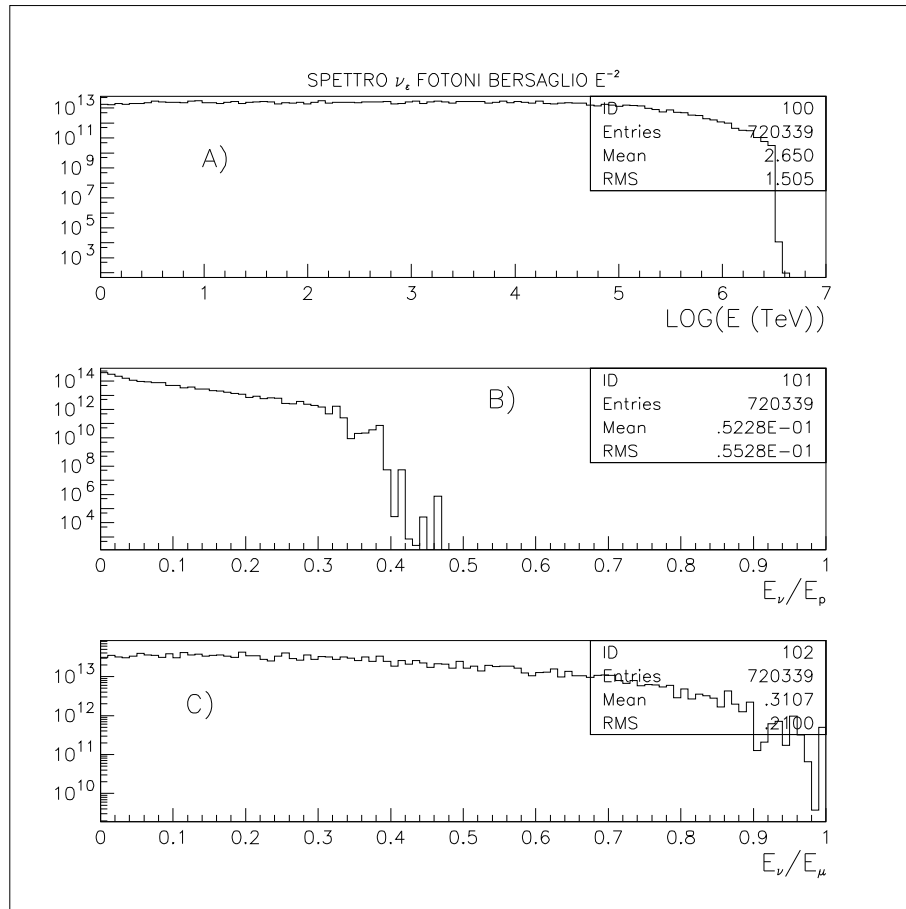


Figura 4.15: A): spettro ν_e per fotoni bersaglio E^{-2} ; B): E_{ν_e}/E_p ; C): E_{ν_e}/E_μ .

4.5 Stima del flusso di neutrini dall'AGN Mrk 421.

Una volta ottenuto l'andamento degli spettri delle varie particelle prodotte nel processo di foto-produzione di Δ^+ , vogliamo dare una stima del flusso di neutrini provenienti da una data sorgente. Per prima cosa, daremo una stima del flusso proveniente dall'unica sorgente vista ad energie superiori al TeV dal rivelatore Čerenkov atmosferico WHIPPLe (§ 1.2), l'AGN Markarian 421. Dato che vogliamo ricavare la luminosità in neutrini partendo dalla luminosità in fotoni gamma misurata, dobbiamo calcolare qual'è il rapporto tra le luminosità in neutrini e in gamma provenienti dalla reazione di foto-produzione. Possiamo ottenere la stima di tale rapporto simulando, sempre con tecniche Monte Carlo, anche il decadimento dei π^0 prodotti nel decadimento della Δ^+ :

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma .$$

L'energia del π^0 nel sistema in cui la Δ^+ decade da ferma è:

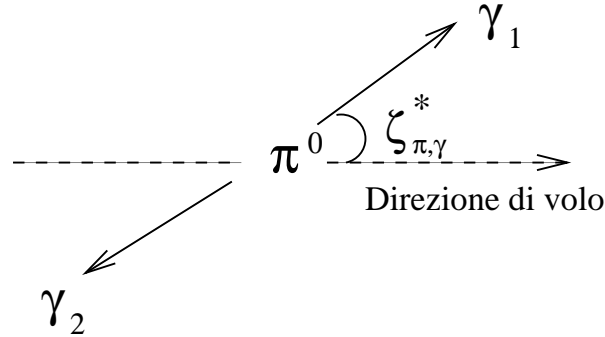


Figura 4.16: *Decadimento del π^0 nel sistema di riferimento in cui è a riposo.*

$$(4.18) \quad E_{\pi^0}^* = \frac{s + m_{\pi^0}^2 - m_p^2}{2\sqrt{s}}$$

che nel laboratorio diventa (eq. 4.11):

$$(4.19) \quad E_{\pi^0} = \frac{E_{pi}}{\sqrt{s}} (E_{\pi^0}^* + p_{\pi,N}^* \cos \phi_{\pi^0,p}^*) ,$$

dove $\phi_{\pi^0,p}^*$ è l'angolo di emissione del pione rispetto alla direzione di volo del protone incidente e $p_{\pi,N}^*$ è la quantità di moto del π^0 nel sistema in cui la Δ^+ è a riposo. Nelle

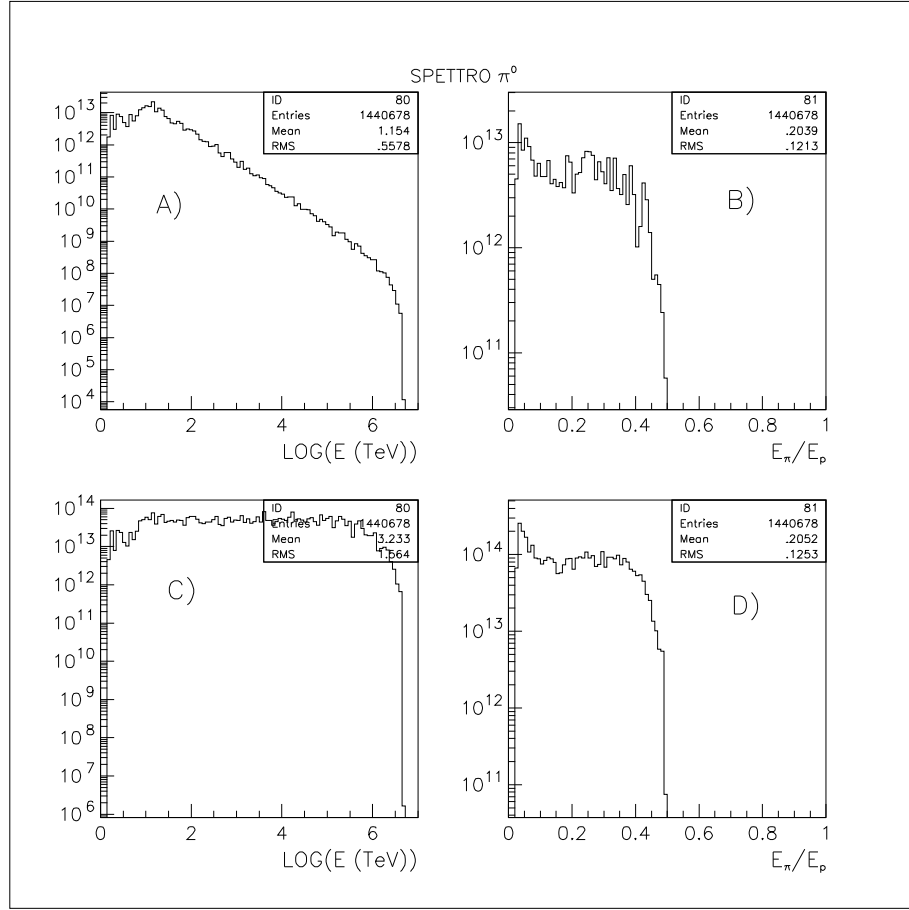


Figura 4.17: Spettro del π^0 in funzione dell'energia e di E_π/E_p per fotoni bersaglio del tipo $E_{\gamma-bers.}^{-1}$ (graf. A) e B)) e per fotoni bersaglio del tipo $E_{\gamma-bers.}^{-2}$ (graf. C) e D)). Il numero di entrate è appropriatamente il doppio delle entrate nei grafici riguardanti il π^+ , come richiede il rapporto tra i due canali di reazione alla risonanza.

fig. 4.17 riportiamo gli spettri del pione neutro per i due andamenti fin qui considerati degli spettri dei fotoni bersaglio.

Nel sistema di riferimento in cui il π^0 è a riposo abbiamo:

$$p_\gamma^* = E_\gamma^* = \frac{1}{2}m_{\pi^0} ,$$

per cui l'energia dei fotoni provenienti dal decadimento del π^0 , nel sistema dell'osservatore, è pari a:

$$(4.20) \quad E_\gamma = \gamma_{\pi^0}(E_\gamma^* \pm \beta_{\pi^0}p_\gamma^* \cos \zeta_{\gamma,\pi^0}^*) = \frac{E_{\pi^0}}{2}(1 \pm \beta_{\pi^0} \cos \zeta_{\gamma,\pi^0}^*) ,$$

dove $\gamma_{\pi^0} = E_{\pi^0}/m_{\pi^0}$ e ζ_{γ,π^0}^* è l'angolo tra la direzione di emissione di uno dei due fotoni e la direzione di volo del pione (fig. 4.16); il doppio segno si riferisce alle opposte direzioni di emissione. Nel grafico 4.18 vengono riportati gli spettri relativi alla

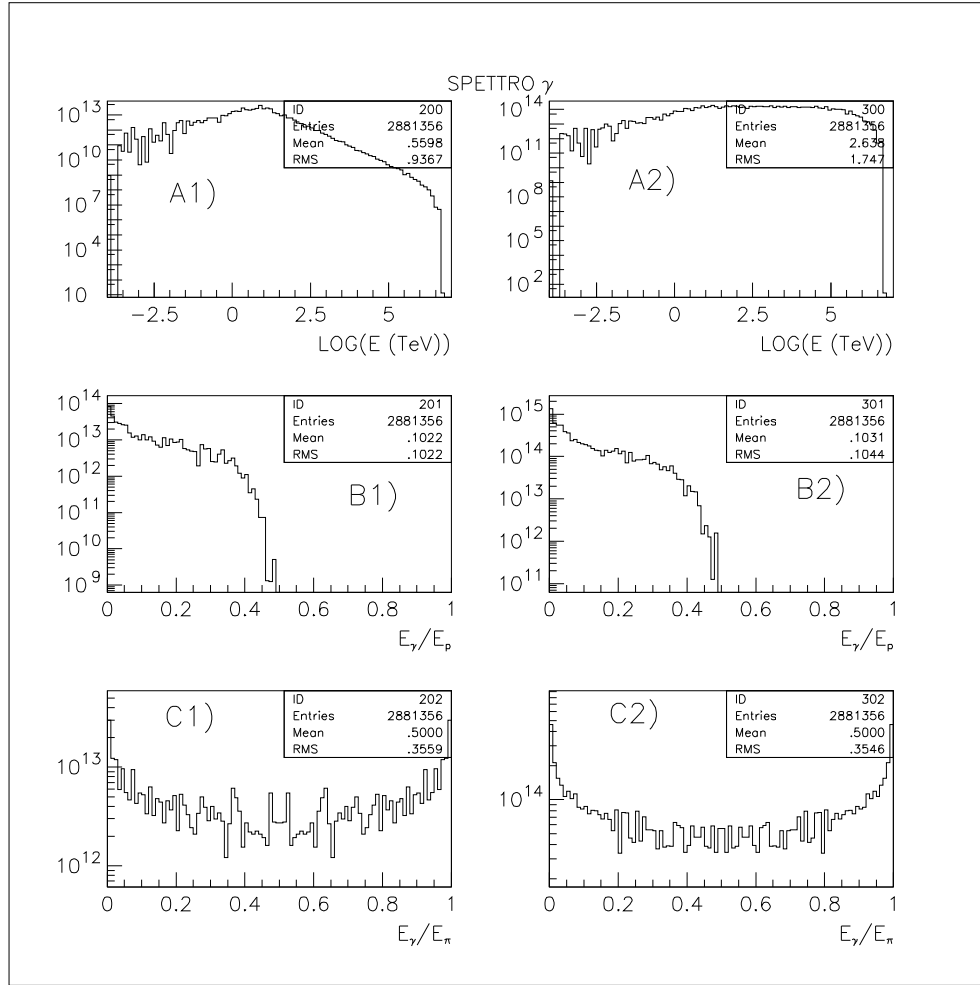


Figura 4.18: Spettri dei fotoni emessi dal decadimento del π^0 , ottenuti sommando gli spettri relativi ai fotoni γ_1 e γ_2 emessi in direzioni opposte, per fotoni bersaglio E^{-1} (grafici A) e per fotoni bersaglio E^{-2} (grafici B). Nei grafici B1, B2 e C1, C2 sono riportate, rispettivamente, le quantità E_γ/E_p e E_γ/E_{π^0} .

somma degli spettri dei due fotoni γ_1 e γ_2 provenienti dal decadimento del π^0 , per i due casi considerati dei fotoni bersaglio (graf. 4.18.A1,B1,C1 fotoni bersaglio del tipo E^{-1} ; graf. 4.18.A2,B2,C2 fotoni bersaglio E^{-2}); ovviamente, anche in questo caso i due spettri seguono un andamento del tipo $dN/dE \propto E^{-2}$ nel caso di fotoni bersaglio

E^{-1} e $dN/dE \propto E^{-1}$ nel caso E^{-2} .

Sottolineiamo che i fotoni così prodotti possono subire numerosi riprocessamenti, creando cascate elettromagnetiche per produzione di coppie e per effetto Compton inverso nell'ambiente circostante l'AGN, e quindi l'andamento spettrale dei fotoni che possono essere da noi osservati può essere sostanzialmente diverso da quello ottenuto [27]. Questo giustificherebbe l'osservazione di fotoni gamma da parte di EGRET (§ 1.2) che seguono un andamento in energia più ripido di E^{-1} , pur assumendo che alla sorgente (AGN) i fotoni prodotti abbiano proprio uno spettro del tipo E^{-1} . L'osservazione di sorgenti gamma con un indice spettrale esattamente uguale a due, allora, può essere giustificata ipotizzando un riprocessamento di uno spettro E^{-1} , oppure può trattarsi di un'emissione che è già avvenuta, alla sorgente, con indice spettrale 2.

Una volta ricavati gli spettri in energia dei fotoni emessi dal decadimento del π^0 , possiamo calcolare il rapporto fra le luminosità, alla sorgente, di neutrini e fotoni. Dato uno spettro del tipo $dN/dE = KE^{-\alpha}$, la luminosità è data da:

$$(4.21) \quad L = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E \frac{dN}{dE} dE = \int_{E_{min}}^{E_{max}} EK E^{-\alpha} dE ,$$

dove α nel nostro caso è pari ad 1 o a 2, a seconda dei fotoni bersaglio considerati nell'interazione $p\gamma$. Possiamo derivare il coefficiente K direttamente dai grafici 4.8.A e 4.9.A (per i neutrini), 4.12.A e 4.13.A (per gli antineutrini muonici), 4.18.A1 e 4.18.A2 (per i fotoni). Risulta che il flusso differenziale dei neutrini è all'incirca uguale a quello degli antineutrini per entrambi gli andamenti limite dei fotoni bersaglio:

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \simeq \frac{dN_{\bar{\nu}}}{dE_\nu} = 1.7 \times 10^{13} E^{-1} ,$$

per fotoni bersaglio del tipo E^{-2} , e

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \simeq \frac{dN_{\bar{\nu}}}{dE_\nu} = 1.9 \times 10^{13} E^{-2} ,$$

per fotoni bersaglio del tipo E^{-1} ; per i fotoni prodotti dal decadimento del pione neutro, si ottiene per il flusso differenziale totale (graf. 4.18.A1 e graf. 4.18.A2):

$$\frac{dN_{\gamma,tot}}{dE_\gamma} = 1.4 \times 10^{14} E^{-1} ,$$

per fotoni bersaglio del tipo E^{-2} , e

$$\frac{dN_{\gamma,tot}}{dE_{\gamma}} = 1.6 \times 10^{14} E^{-2} ,$$

per fotoni bersaglio del tipo E^{-1} . Ponendo la somma dei flussi differenziali di ν_{μ} e $\bar{\nu}_{\mu}$ e il flusso differenziale di fotoni nella formula 4.21 otteniamo i valori della luminosità da cui ricaviamo il rapporto $L_{\nu+\bar{\nu}}/L_{\gamma} \simeq 1/4.2$, valido per entrambi gli andamenti spettrali limite assunti per i fotoni bersaglio: ciò ci conforta in quanto è esattamente ciò che ci aspettavamo. Per legare il rapporto calcolato alla luminosità gamma misurata da WHIPPLE ed EGRET, consideriamo uno spettro del tipo:

$$(4.22) \quad \frac{dN_{\nu}}{dE_{\nu}} = K_{\nu} \left[\frac{E_{\nu}}{E_{max}} \right]^{-\alpha} ,$$

dove $[K_{\nu}] = \text{neutrini } TeV^{-1} cm^{-2} s^{-1}$; sostituendo nell'eq. 4.21 si ricava:

$$(4.23) \quad L_{\nu} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E_{\nu} K_{\nu} \left[\frac{E_{\nu}}{E_{max}} \right]^{-\alpha} dE_{\nu} = K_{\nu} E_{max}^{\alpha} \int_{E_{min}}^{E_{max}} E_{\nu}^{1-\alpha} dE_{\nu} .$$

Per la condizione già discussa in precedenza $L_{\nu} \simeq 1/4.2 L_{\gamma}$. Consideriamo separatamente i due casi $\alpha = 1$ e $\alpha = 2$;

- $\alpha = 1$: la luminosità in neutrini, per singola specie, diventa:

$$L_{\nu} = K_{\nu} E_{max} \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE_{\nu} \simeq \frac{1}{4.2} L_{\gamma} ,$$

da cui ricaviamo K_{ν} :

$$(4.24) \quad K_{\nu} = \frac{1}{4.2} L_{\gamma} \frac{1}{E_{max}(E_{max} - E_{min})} .$$

Come estremi di integrazione prendiamo $E_{min} = 10^{-2}$ TeV e $E_{max} = 10^6$ TeV. Poichè abbiamo visto che i dati di EGRET e WHIPPLE possono essere ben descritti (par. 1.2) da una stessa legge di potenza in energia che si estende da energie dell'ordine dei MeV fino ed oltre al TeV, possiamo calcolare la luminosità in gamma, entro l'intervallo di valori fissato, relativo a Mrk 421. Lo spettro di gamma ricavato da EGRET per l'AGN in questione presenta il seguente andamento [28]:

$$\frac{dN_{\gamma}}{dE} = (2.1 \pm 0.5) \times 10^{-8} \left(\frac{E}{1 GeV} \right)^{-1.96 \pm 0.14} \text{ fotoni } cm^{-2} s^{-1} GeV^{-1} ;$$

moltiplicando per E ed integrando nell'intervallo fissato, ricaviamo un valore di luminosità uguale a:

$$(4.25) \quad L_\gamma (10^{-2} \text{ TeV} < E < 10^6 \text{ TeV}) = 3.9 \times 10^{-10} \text{ TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} .$$

Inserendo questo valore nell'eq. 4.24 si ricava[‡] $N = 9.3 \times 10^{-23} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, da cui deriva:

$$(4.26) \quad \frac{dN_{\nu+\bar{\nu}}}{dE} = 9.2 \times 10^{-23} \left[\frac{E}{10^6 \text{ TeV}} \right]^{-1} \text{ neutrini TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} ,$$

o, come altrimenti si trova espresso in letteratura,

$$(4.27) \quad \frac{dN_{\nu+\bar{\nu}}}{dE} = \frac{9.2 \times 10^{-17} \text{ neutrini cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}{E^{-1}} [\text{neutrini TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}] .$$

- $\alpha = 2$:

in questo caso, dall'integrale 4.23, otteniamo:

$$N = \frac{1}{4.2} L_\gamma \frac{1}{E_{max}^2 \ln\left(\frac{E_{max}}{E_{min}}\right)} \simeq 5.0 \times 10^{-24} \text{ neutrini TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} ,$$

da cui si ricava:

$$(4.28) \quad \frac{dN_{\nu+\bar{\nu}}}{dE} = 5.0 \times 10^{-24} \left[\frac{E}{10^6 \text{ TeV}} \right]^{-2} \text{ neutrini TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} ,$$

o altrimenti

$$(4.29) \quad \frac{dN_{\nu+\bar{\nu}}}{dE} = \frac{5.0 \times 10^{-12} \text{ neutrini TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}{E^{-2}} [\text{neutrini TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}] .$$

Nel grafico 4.19 riportiamo i due flussi differenziali di $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ottenuti in funzione dell'energia.

Nel sesto capitolo vedremo come da questi spettri si ricavi il numero di eventi aspettati nell'esperimento Nestor. Tale procedimento può essere ripetuto per tutte le sorgenti per cui sia stata osservata un'emissione nella regione gamma dello spettro elettromagnetico.

[‡]La contraddizione derivante dall'usare una luminosità calcolata da uno spettro $dN/dE \propto E^{-2}$ in uno spettro $dN/dE \propto E^{-1}$, viene superata tenendo conto del fatto che la luminosità integrata fra valori molto distanti di E_{max} e E_{min} , rimane costante anche se lo spettro subisce delle modificazioni passando, ad esempio, da un andamento del tipo E^{-1} ad uno del tipo E^{-2} .

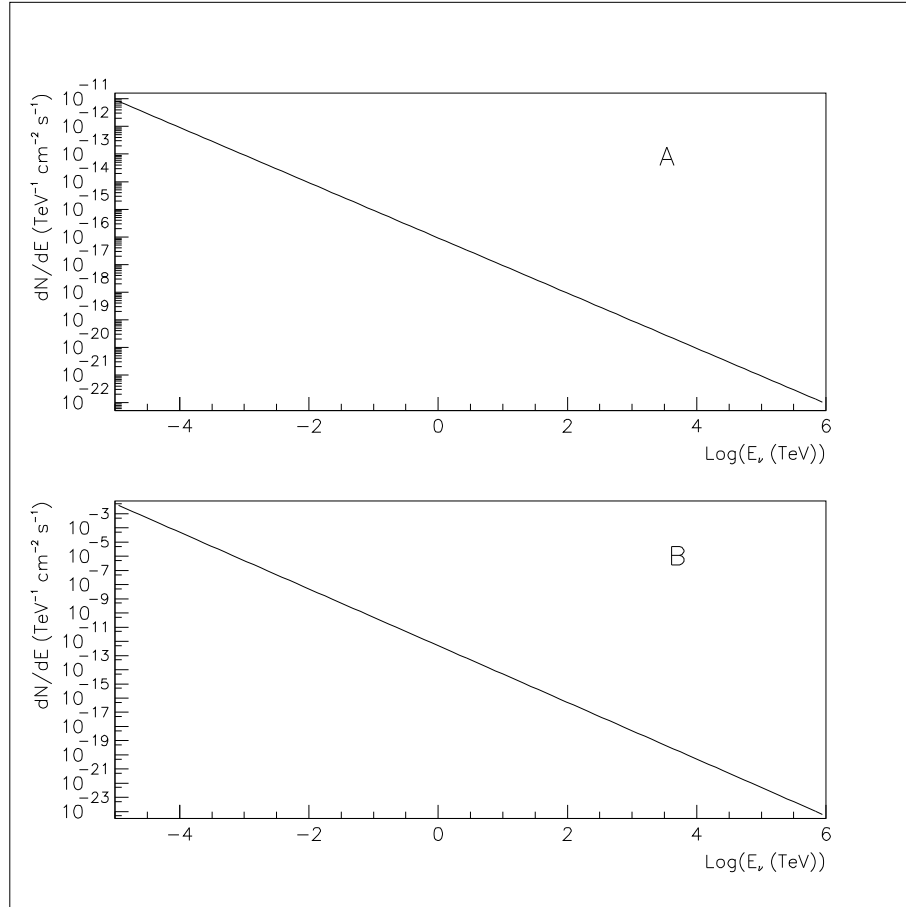


Figura 4.19: *Flusso differenziale di $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. A) $dN_{\nu+\bar{\nu}}/dE = 9.2 \times 10^{-17} E^{-1}$; B) $dN_{\nu+\bar{\nu}}/dE = 5.0 \times 10^{-12} E^{-2}$.*

Capitolo 5

L'APPARATO SPERIMENTALE

5.1 I telescopi per neutrini

5.1.1 L'interazione dei neutrini con la materia

La rivelazione dei neutrini di origine astrofisica viene effettuata tramite l'identificazione dei leptoni carichi (elettroni o muoni) da essi prodotti in interazioni deboli di corrente carica con la materia che circonda il rivelatore. La maggior parte dei neutrini di origine astrofisica (galattica o extra-galattica) che raggiungono la Terra, passa indisturbata attraverso di essa. La sezione d'urto $\sigma_{\nu N}$ dell'interazione neutrino-nucleone è estremamente piccola e cresce linearmente con l'energia per poi passare ad una crescita logaritmica ad energie molto maggiori del TeV. In caso di interazioni di corrente carica $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -nucleone, verrà prodotto un muone carico μ^\pm ed una cascata adronica X :

$$(5.1) \quad \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \longrightarrow \mu^\pm(\mu^\mp) + X .$$

Visto che gli apparati sperimentali ipotizzabili per la rivelazione di neutrini di origine extragalattica non saranno in grado di distinguere la carica dei μ^+ e μ^- ,

prodotti rispettivamente da ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$, riteniamo di poter trattare assieme i flussi di μ^+ e μ^- . Oltre ai neutrini muonici anche le altre specie di neutrino possono essere rivelate attraverso un'interazione debole di corrente carica o neutra (ad esempio del tipo $\nu_e + N \rightarrow X + e^-$ per un neutrino elettronico). Usualmente le particelle degli stati finali inducono cascate adroniche o elettromagnetiche che però sono più difficili da rivelare rispetto ai muoni, che hanno un potere penetrante molto maggiore degli adroni e degli elettroni. Questi ultimi, appena formati, perdono la maggior parte della loro energia per irraggiamento (bremsstrahlung), formando sciami elettromagnetici che si estendono al massimo per qualche metro e che, se l'interazione è avvenuta lontano dal detector, non possono essere rivelati. Il muone, invece, a seconda della sua energia E_μ , può percorrere anche alcune centinaia di metri attraverso la materia, proseguendo all'incirca lungo la stessa direzione del neutrino incidente, fino a giungere nei pressi del rivelatore dove può essere rivelato interagendo con la materia. L'angolo medio di scattering, θ , fra il neutrino iniziale e il muone, sempre per $E_\mu < 3 \text{ TeV}$, può essere approssimato dalla relazione:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \simeq \sqrt{\frac{m_p}{E_\nu}} [\text{rad}] \simeq \begin{cases} 5.7^\circ & \text{per } E_\nu = 100 \text{ GeV} \\ 1.8^\circ & \text{per } E_\nu = 1 \text{ TeV} \end{cases}.$$

Ciò ci permette di assumere come direzione di volo dei neutrini, quella, misurabile, dei muoni da essi prodotti.

5.1.2 Il background (fondo)

I muoni prodotti dai neutrini galattici ed extragalattici che vorremmo rivelare, sono accompagnati da un flusso enorme di muoni prodotti dai raggi cosmici e/o dagli sciami da essi indotti. Elenchiamo qui di seguito alcuni tra i processi primari che possono creare un flusso di muoni attorno ed attraverso il detector:

- (1) protoni provenienti dallo spazio esterno (raggi cosmici), interagendo con i nucleoni dell'atmosfera, producono muoni tramite il decadimento di π^\pm e K^\pm generati nello sviluppo degli sciami adronici che ne conseguono. Questi muoni possono raggiungere il rivelatore con una distribuzione angolare di $\pm 90^\circ$ rispetto alla verticale centrata attorno allo zenit, e sono denominati *down-going muons*: essi,

infatti, non passano attraverso la Terra e quindi non possono arrivare dal basso (fig 5.1).



Figura 5.1: *Flusso atteso dei muoni atmosferici e dei muoni indotti da neutrini atmosferici in funzione dell'angolo zenitale. In ordinate viene riportato il numero di eventi per anno e per grado.*

- (2) neutrini atmosferici (prodotti cioè anch'essi negli sciami adronici indotti nell'atmosfera) che, essendo in grado di propagarsi attraverso la Terra senza subire apprezzabili attenuazioni del flusso, possono interagire in prossimità del detector e produrre muoni che arrivano da tutte le direzioni. I muoni così prodotti hanno la distribuzione angolare caratteristica riportata in fig. 5.1. Il loro flusso decresce velocemente con l'energia con una legge di potenza $dN/dE \propto E^{-\alpha}$, con indice $\alpha \simeq 2.7$ fino a $E_\mu \sim 100 \text{ GeV}$ e $\alpha \simeq 3.7$ al di sopra di tale valore.
- (3) neutrini di origine extra-terrestre inducono muoni che sono aspettati arrivare da tutte le direzioni, con uno spettro caratterizzato, come abbiamo visto nel capitolo 4, da un indice spettrale più piccolo ($1 \leq \alpha \leq 2$)

Nella figura 5.2 schematizziamo i possibili processi che portano alla formazione di muoni e alla loro rivelazione da parte del rivelatore. Un muone che proviene dal

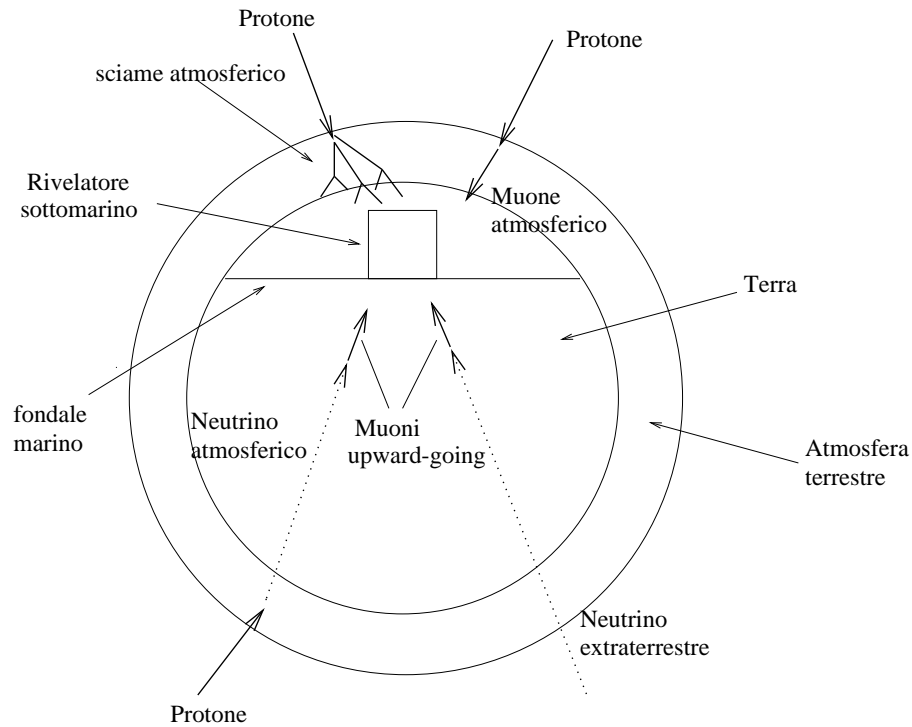


Figura 5.2: Schematizzazione dei possibili processi che portano alla formazione di un muone rivelabile tramite un apparato sottomarino o sotterraneo.

basso (*upward-going muon*) è inequivocabilmente un muone prodotto da un neutrino. Un rivelatore capace di selezionare solo questi muoni può essere definito allora un *telescopio per neutrini*. Il termine telescopio deriva dal fatto che se il detector sarà in grado di ricostruire la direzione del muone, sarà quindi anche in grado di indicare le coordinate galattiche della eventuale sorgente di neutrini che ha indotto il flusso di muoni. Se considerassimo soltanto i *down-going muons* invece, in mancanza di un modo per distinguere muoni prodotti da processi già noti da quelli prodotti da neutrini di alta energia, potremmo parlare solo di un *telescopio per muoni*. In un telescopio pensato per la ricerca di neutrini di origine astrofisica, i muoni indotti da cascate atmosferiche e quelli da neutrini atmosferici devono quindi essere considerati come segnali di fondo. Fino ad ora non abbiamo preso in considerazione eventuali effetti strumentali che possono simulare muoni provenienti dal basso (e quindi fondo):

ad esempio, alcuni genuini muoni atmosferici down-coming possono essere ricostruiti come muoni upward-going, i cosiddetti "fake up-going muons". Visto l'enorme numero di muoni down-coming, anche una piccola probabilità di errata ricostruzione geometrica può produrre tale fondo, falsando la ricostruzione dei muoni e la loro direzione di arrivo.

5.1.3 Gli apparati sottomarini

Il flusso di muoni provenienti dall'alto diminuisce man mano che questi si propagano nell'atmosfera [29]. Per ridurre ulteriormente tale flusso, da considerare come sorgente di fondo poichè, come abbiamo visto, può dar luogo a "fake up-going muons", è necessario dotare il rivelatore di uno schermo, che può essere costituito da roccia o acqua. Il rivelatore, quindi, può essere collocato in profondità a diversi km sotto terra o sotto il livello del mare. Nel caso dell'esperimento NESTOR, nel cui ambito questo lavoro è stato realizzato, lo schermo è costituito dall'acqua marina, la quale funge sia da schermo che da bersaglio per i neutrini. Se il muone prodotto dall'interazione neutrino-nucleone viaggia con una velocità superiore a quella della luce nello stesso mezzo (in questo caso l'acqua), ha luogo il cosiddetto *effetto Čerenkov*, che si manifesta con l'emissione di un'onda elettromagnetica che accompagna la particella carica. Nella figura 5.3 possiamo vedere la schematizzazione del fronte d'onda Čerenkov emesso da una particella carica in moto. Un telescopio per neutrini sottomarino

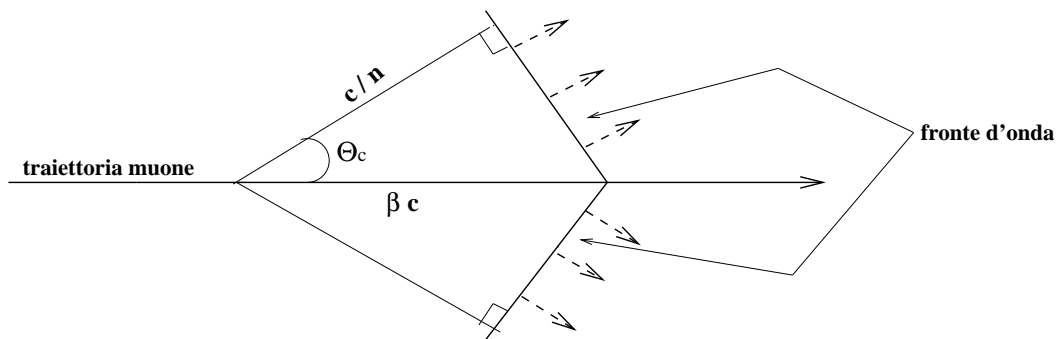


Figura 5.3: *Fronte d'onda Čerenkov emesso da un muone in moto relativistico in un mezzo.*

può quindi essere composto da una matrice di sensori ottici altamente sensibili (fotomoltiplicatori), disposti secondo una opportuna geometria, adibiti alla rivelazione della radiazione emessa, per effetto Čerenkov, dalle particelle cariche relativistiche che attraversano l'acqua. Se indichiamo con n l'indice di rifrazione del mezzo considerato e con v la velocità del muone, la condizione di emissione di radiazione Čerenkov è data da $v \equiv \beta c \geq c_{med} \equiv c/n$, dove c è la velocità della luce nel vuoto e c_{med} nel mezzo. La soglia per l'effetto Čerenkov è quindi esprimibile con la condizione:

$$(5.2) \quad \beta \geq \frac{1}{n} .$$

In generale l'indice di rifrazione, in un mezzo trasparente, dipende dalla frequenza dei fotoni che vi si propagano. La radiazione Čerenkov è emessa su una larga banda di frequenze e quindi, in teoria, dovremmo tener conto della dipendenza di n da λ . Tuttavia, solo una ristretta banda di frequenze risulta utilizzabile con i sensori impiegati: infatti, i fotoni con $\lambda < 300 \text{ nm}$ vengono assorbiti dall'acqua e dalla sfera di vetro in cui i rivelatori sono alloggiati (vedi § 5.2), mentre i fotoni con $\lambda > 650 \text{ nm}$ non sono "visibili" dai fotocatodi dei fotomoltiplicatori utilizzati. All'interno di questa stretta banda di frequenze così definita dalla trasparenza dell'acqua e dalla sensibilità dei sensori, si verifica che l'indice di rifrazione non dipende sensibilmente dalla frequenza e quindi può essere assunto come costante. Nel caso dell'acqua marina a 4000 m. di profondità $n \approx 1.35$. Il muone perde una quantità di energia pari a circa 400 eV cm^{-1} per emissione di fotoni "ottici" ($300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 650 \text{ nm}$), e ciò corrisponde a circa 200 fotoni emessi per centimetro.

Le perdita di energia totale per effetto Čerenkov, tipicamente $\leq 10^{-3} \text{ MeV cm}^{-1}$, è trascurabile rispetto alla perdita totale per ionizzazione, $\sim 2 \text{ MeV cm}^{-1}$. Una caratteristica utile della luce Čerenkov è data dal fatto che tutti i fotoni sono emessi in un cono attorno alla traiettoria della particella carica, con un angolo fisso di emissione Θ_c , in maniera simile alle onde acustiche emesse da un aereo in moto a velocità supersonica. Nel caso di particelle relativistiche ($\beta \approx 1$), l'angolo è indipendente dall'energia della particella ed è dato da:

$$(5.3) \quad \cos \Theta_c = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n} ,$$

che nel caso dell'acqua marina nel sito di Nestor ($n \approx 1.35$) permette di calcolare: $\Theta_c = 42.21^\circ$. Questo dato, come vedremo nel capitolo 6, è essenziale per ricostruire le traiettorie dei muoni a partire dalla rivelazione della luce Čerenkov emessa al loro passaggio e quindi per risalire alla direzione del neutrino incidente. La soglia di energia cinetica al di sopra della quale si ha emissione di fotoni Čerenkov, può essere calcolata tramite la formula:

$$E_c > m_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right) ,$$

(con m_0 massa a riposo della particella) che corrisponde ad una energia cinetica di soglia in acqua di 0.264 MeV per gli elettroni e di 51.6 MeV per i muoni.

5.1.4 La sensibilità

La sensibilità per la rivelazione di muoni indotti da neutrini da sorgenti galattiche ed extragalattiche dipende dalle dimensioni del rivelatore. Nella figura 5.4 schematizziamo l'interazione di un neutrino al di fuori del rivelatore e il passaggio del muone indotto nel mezzo di rivelazione che circonda l'apparato. A differenza degli apparati sotterranei convenzionali, un telescopio sottomarino non ha dei confini fisici, nel senso che esso non è definito dal suo volume geometrico ma piuttosto dalla capacità di rivelare e ricostruire le tracce dei muoni che passano anche al di fuori di esso: da una parte questo fatto incrementa enormemente il volume effettivo e dall'altra rende più difficile la stima quantitativa dell'area efficace. L'area attorno al rivelatore attraversando la quale i muoni sono registrati e ricostruiti, viene definita proprio *area efficace* A_{eff} del rivelatore stesso. Il volume efficace per la rivelazione dei muoni indotti da neutrini, sarà allora dato da:

$$V_{eff} \equiv R_\mu \times A_{eff} ,$$

dove $R_\mu \equiv R_\mu(E_\mu)$ indica il range medio del muone di energia E_μ .

Sia A_{eff} che V_{eff} dipendono dalle energie dei muoni: infatti, sia il range che le

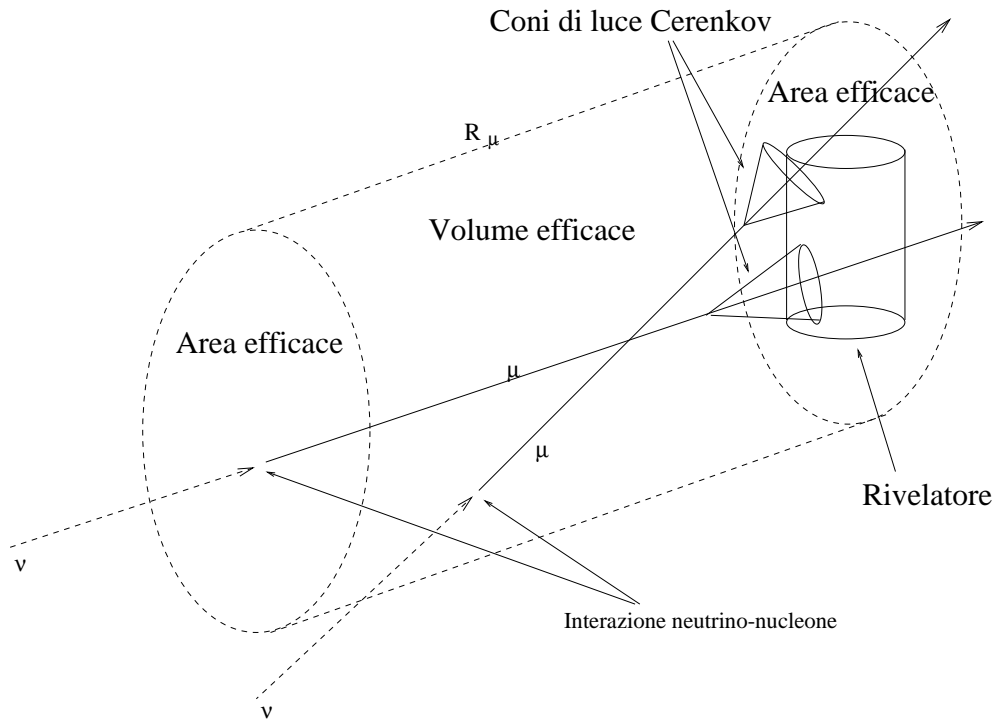


Figura 5.4: *Definizione di area efficace e volume efficace.*

perdite di energia crescono all'aumentare dell'energia del muone dando luogo ad un aumento dell'area e del volume efficaci. In genere, il calcolo di A_{eff} viene fatto confrontando il numero di eventi effettivamente misurato, con il flusso, noto, di muoni che attraversano un'area sufficientemente più grande delle dimensioni del rivelatore, tenendo conto delle efficienze di rivelazione e di come tali efficienze dipendono da E_μ e dalla distanza del muone dal rivelatore stesso. Tale calcolo richiede o la descrizione analitica delle efficienze (e delle risoluzioni sperimentali) in funzione di E_μ , θ_μ , ϕ_μ , distanza etc. o una simulazione, con tecniche di Montecarlo, dei processi fisici e del rivelatore (vedi cap. 6).

L'area efficace dipende inoltre da vari parametri: dalla distanza fra i fototubi e dalla loro efficienza, dalla lunghezza di trasmissione dell'acqua, dal trigger del rivelatore, dalla ricostruzione e dalla qualità dei tagli effettuati durante l'analisi delle tracce. Nei prossimi paragrafi discuteremo il lavoro svolto, nell'ambito della tesi, per determinare l'efficienza dei fototubi selezionati per l'esperimento NESTOR e nel prossimo capitolo calcoleremo i valori di A_{eff} , e quindi il numero di eventi indotti in un anno da neutrini

extragalattici di alta energia provenienti da sorgenti note, usando i valori di efficienza ricavati.

5.2 NESTOR

Il progetto NESTOR* [30] prevede la costruzione di un telescopio per neutrini ad effetto Čerenkov sottomarino da porre nel Mar Ionio, di fronte alla costa del Peloponneso, ad una profondità di circa 3800 metri. Nella fase iniziale del progetto è prevista la costruzione di una torre alta circa 200 metri formata da 12 piani orizzontali distanziati l'uno dall'altro di 20 metri. Ogni piano consiste in una struttura esagonale a sei bracci ("stella"), ognuno della lunghezza di 16 m, realizzata interamente in titanio, materiale leggero e altamente resistente alla corrosione; alle estremità di ciascun braccio e al centro di ogni piano è posta una coppia di fotomoltiplicatori adibiti alla rivelazione della luce Čerenkov, disposti in modo da guardare uno verso l'alto e l'altro verso il basso, in maniera tale da essere sensibili su tutto l'angolo solido. In totale, quindi, si avranno 168 sensori disposti in una singola torre (fig. 5.5). Il sensore ottico usato in NESTOR è un fotomoltiplicatore emisferico HAMAMATSU R2018-03 del diametro di 15". Esso è stato scelto in base alle sue caratteristiche principali, che sono il grosso diametro (382 mm), il fotocatodo emisferico di tipo bi-alcalino, l'alta sensitività spettrale alla luce blu, con una risposta che si estende da 300 a 650 nm, nonché la bassa corrente di buio, tutte richieste essenziali per il buon funzionamento di un rivelatore Čerenkov sottomarino. Ogni fotomoltiplicatore, per essere protetto dalla pressione idrostatica, che a 3800 m. di profondità è pari a ~ 400 atmosfere, viene alloggiato all'interno di una sfera di vetro trasparente (*Benthos-sfera*) (fig. 5.6), realizzata appositamente per resistere alle alte pressioni (fino a 600 atmosfere).

Tutta la torre sarà collegata per mezzo di un cavo elettro-ottico, lungo ~ 30 km, alla stazione di ricezione a terra, dove arriveranno tutti i dati da analizzare e dove verrà anche effettuato il monitoraggio delle condizioni ambientali sottomarine e verrà definita la condizione di "trigger" necessaria per l'acquisizione dei dati. Data la difficoltà attuale di trasmettere un segnale analogico per oltre 30 km, è stata sviluppata

*NESTOR : NEutrinos from Supernovae and TeV sources Ocean Range

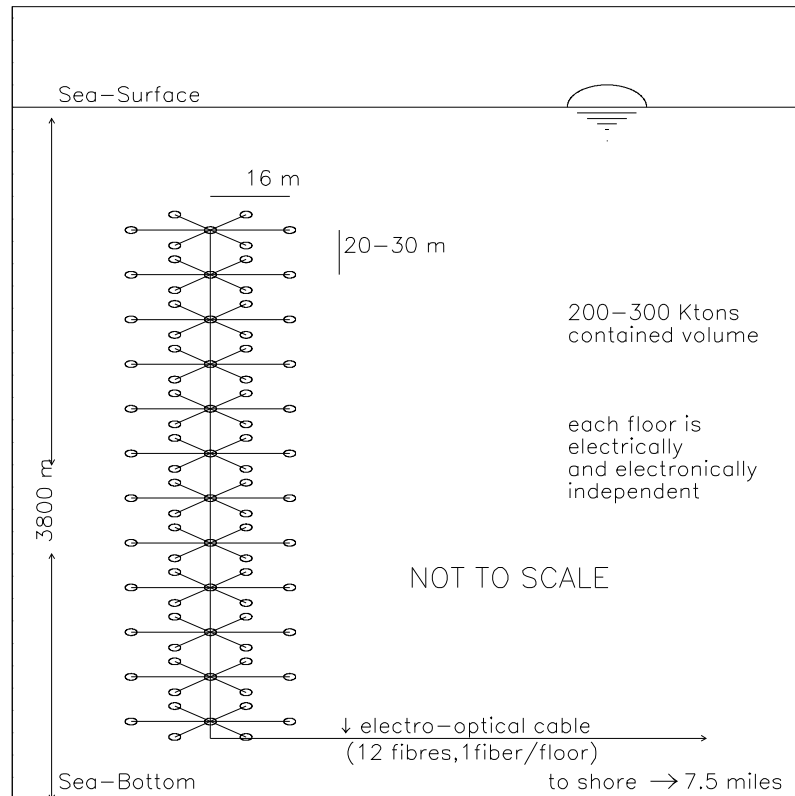


Figura 5.5: *La torre di NESTOR.*

un'apposita elettronica, posta all'interno di una sfera in titanio collocata al centro della stella (una sfera per ogni piano), che permette il campionamento e la successiva digitizzazione del segnale elettrico raccolto sull'anodo dei fotomoltiplicatori; i segnali così digitizzati vengono trasformati in impulsi luminosi tramite un laser e quindi spediti a riva tramite le fibre ottiche del cavo elettro-ottico.

Affinchè NESTOR operi alla sua massima efficienza, è essenziale conoscere in dettaglio le proprietà ottiche dell'acqua a 3800 metri di profondità e le possibili sorgenti di luce ambientali. Varie misure effettuate indicano che il "rumore ottico" presente in prossimità dei fotomoltiplicatori è dovuto principalmente al decadimento radioattivo del potassio K^{40} ed alla bioluminescenza di bio-organismi presenti a quelle profondità.

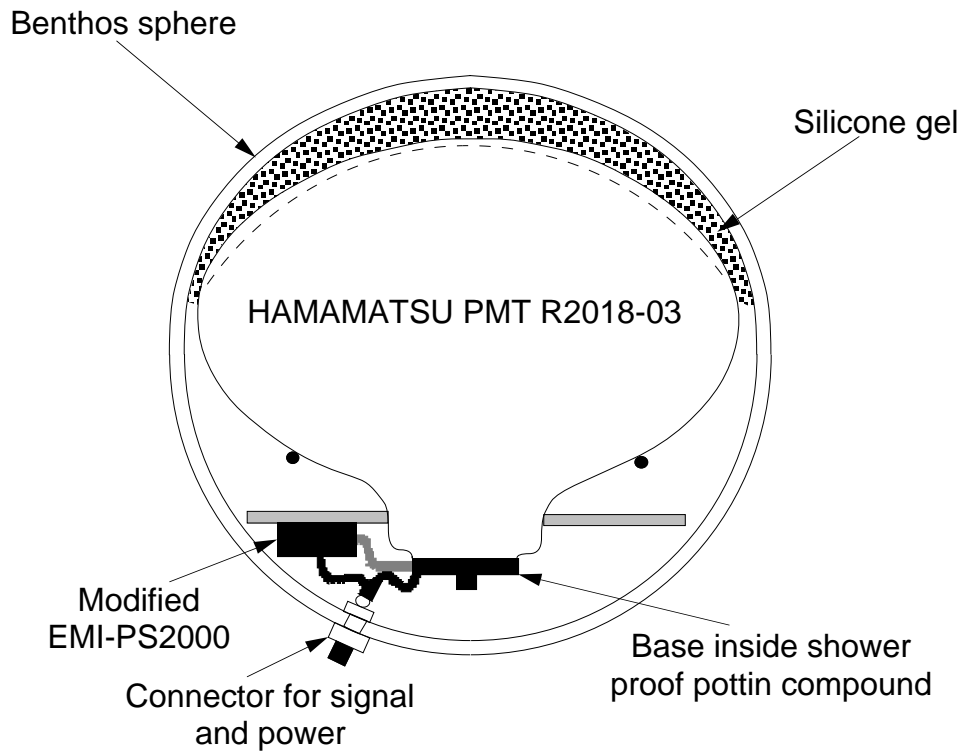


Figura 5.6: *Rappresentazione del modulo ottico con il fotomoltiplicatore Hamamatsu da 15" al suo interno.*

La misura delle proprietà di trasmissione dell'acqua nella parte blu dello spettro, ha dato un valore della lunghezza di trasmissione della luce pari a circa 55 ± 10 m per $\lambda = 460$ nm [31]. In futuro è prevista una espansione del rivelatore, da una a sei torri, il che dovrebbe portare il rivelatore ad avere un'area effettiva di circa 10^5 m² ed un totale di 1176 fotomoltiplicatori (fig. 5.7).

5.3 I test sul rivelatore

5.3.1 Misura dell'efficienza assoluta del fotomoltiplicatore

Nel paragrafo (§ 5.1.4) abbiamo visto che l'area efficace dipende da vari parametri, tra cui l'efficienza di raccolta dei fotoni Čerenkov dei fototubi impiegati; è importante,

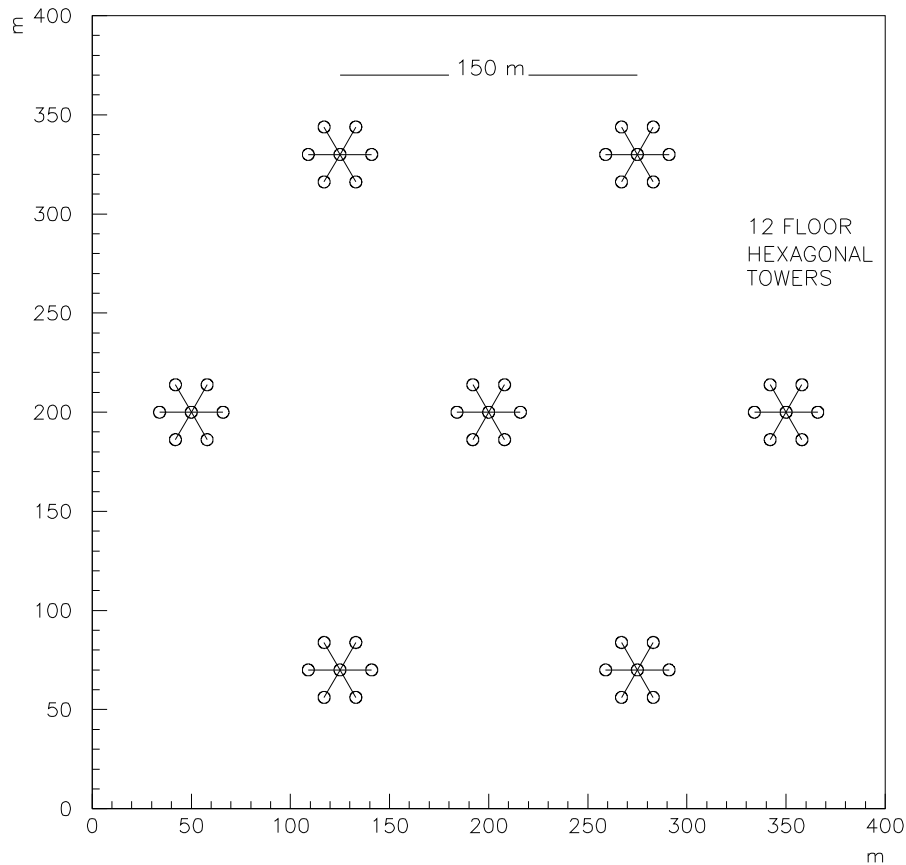


Figura 5.7: Il futuro ampliamento a 7 torri di NESTOR.

quindi, conoscere con una certa accuratezza questo valore. A questo proposito è stata eseguita una misura di efficienza su uno dei fototubi da 15" che saranno impiegati come sensori ottici in NESTOR.

Data l'indisponibilità di una sorgente di luce calibrata per effettuare una misura di efficienza assoluta del fototubo Hamamatsu utilizzato, siamo ricorsi ad una misura relativa, utilizzando un fototubo di riferimento di cui conosciamo l'efficienza quantica con una buona precisione. In particolare, quello che abbiamo misurato non è l'efficienza quantica del fotocatodo bensì il prodotto tra l'efficienza quantica e l'efficienza di raccolta al primo dinodo (*collection efficiency*) η .

La stima dell'efficienza di rivelazione di fotoni per il fototubo Hamamatsu viene ef-

fettuata attraverso il confronto dei segnali ottenuti con esso e con un fototubo di riferimento illuminato con la stessa sorgente luminosa. Come fotomoltiplicatore di riferimento si è utilizzato l'EMI 9839A da 2", la cui efficienza quantica si ricava a partire dal valore "Corning Blue" riportato sulle specifiche tecniche. Il *Corning Blue* (*CB*) è un valore di sensitività del fototubo a sorgenti che emettono nella regione blue dello spettro; esso è stato ottenuto dalla EMI interponendo un filtro centrato attorno ai 420 nm fra una sorgente di luce bianca, di cui è nota l'intensità, ed il fotocatodo e misurando la corrente di foto-elettroni direttamente al primo dinodo; il rapporto tra questa quantità e l'intensità della radiazione incidente dà il Corning Blue. Il valore di 420 nm non è casuale, bensì coincide con il valore per cui si ha la massima sensibilità del materiale da cui è composto il fotocatodo, che è del tipo Bi-alkali.

Il valore della efficienza quantica per il fototubo di riferimento si ricava dalla seguente relazione (fornita dalla casa costruttrice):

$$(5.4) \quad Q.E. = CB \times 2.5 \text{ (a } 420 \text{ nm)} ;$$

per il PMT da noi utilizzato si ha:

$$CB = 8.9 \implies Q.E.(2") = 22.25\% .$$

Per confrontare questo valore di efficienza con il valore sperimentale ϵ_{HAM} , non possiamo semplicemente confrontare le correnti misurabili al primo dinodo, poichè i dinodi dell'Hamamatsu non sono raggiungibili dall'esterno essendo inglobati in una resina protettiva solida che avvolge tutto il sistema di partizione dell'alta tensione. Quello che possiamo confrontare sono le correnti misurabili agli anodi, le quali però sono affette dalle fluttuazioni dei guadagni dei rispettivi fotomoltiplicatori. Per ovviare a questo inconveniente, si è deciso di calcolare l'efficienza relativa dell'Hamamatsu, $\epsilon_{rel} = \epsilon_{HAM}/\epsilon_{EMI}$, mettendoci in condizioni tali che, nella maggior parte dei casi, il fotocatodo emetta un solo foto-elettrone. Ciò comporta l'utilizzo di una sorgente luminosa di singoli fotoni. La misura è stata effettuata confrontando il numero di casi in cui i due fototubi hanno dato un segnale al di sopra del fondo quando investiti da un segnale luminoso tale da portare all'emissione di un singolo foto-elettrone.

L'utilizzo di un solo foto-elettrone ci permette di ovviare alle possibili fluttuazioni dei guadagni e soprattutto di come tali guadagni possano essere affetti da una carica spaziale provocata da più di un elettrone sul primo dinodo; il guadagno G dei fotomoltiplicatori allora, sarà funzione solo delle caratteristiche del fotomoltiplicatore stesso e quindi indipendente dal tipo di segnale luminoso.

In queste condizioni possiamo definire quindi

$$(5.5) \quad \kappa = Q.E. \times \eta ,$$

come *l'efficienza assoluta* di rivelazione del singolo foto-elettrone, intendendo con tale efficienza definire la probabilità che un elettrone prodotto sul fotocatodo arrivi effettivamente sul primo dinodo.

Il set-up sperimentale

Nel diagramma a blocchi qui di seguito (fig. 5.8), riportiamo lo schema dell'apparato sperimentale utilizzato per la misura insieme con il processo di acquisizione.

I due fototubi vengono posti, su di un apposito sostegno in legno, in una scatola che, una volta chiusa, garantisce un quasi perfetto schermo per la luce esterna. Una fibra ottica può essere posta a contatto con la superficie dei fotocatodi per guidare la luce direttamente sui due fotomoltiplicatori. All'altra estremità della fibra, e al di fuori della scatola che fa da schermo alla luce ambientale, è connesso un LED (Light Emitted Diode); tale Led è stato scelto in modo che la luce emessa abbia uno spettro centrato attorno a 420 nm, che è la lunghezza d'onda alla quale il PMT Hamamatsu presenta la massima efficienza. Il LED è controllato da un generatore di corrente, costruito appositamente, capace di produrre impulsi luminosi molto brevi (~ 10 ns). Poichè vogliamo effettuare delle misure variando sia la posizione della fibra sul fotocatodo che la direzione di incidenza della luce, abbiamo costruito un apposita guida su cui alloggiare l'estremità della fibra ottica a contatto col fotomoltiplicatore. Su questa guida è stata incisa una scala graduata in gradi per permettere misure con diverse inclinazioni della fibra rispetto all'asse del fototubo; l'attacco della fibra permette, inoltre, una ulteriore variazione dell'angolo di incidenza della luce, utile,

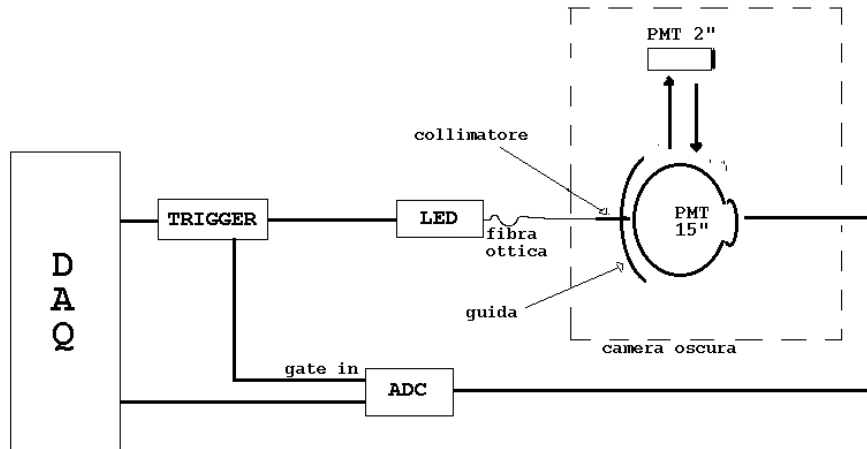


Figura 5.8: *Diagramma a blocchi del set-up sperimentale.*

come vedremo, per alcune misure con il nostro rivelatore. All'estremità della fibra che poggia sui due PMT, abbiamo inserito un collimatore per limitare la dispersione angolare della luce che esce dalla fibra, in modo da far coincidere il più possibile la direzione del collimatore con la direzione di incidenza dei fotoni. Il processo di acquisizione viene controllato da un software appositamente sviluppato ed utilizza un ADC a 11 bit (2048 canali) montato su un modulo CAMAC; il gate del convertitore analogico-digitale viene generato direttamente dall'impulsatore, in modo tale che esso acquisisca ogni volta che parte un impulso (e quindi un segnale luminoso).

La misura

La misura di κ richiede particolare attenzione nel raggiungere la condizione in cui dal fotocatodo venga emesso non più di un foto-elettrone. Per ottenere ciò, abbiamo ridotto progressivamente la luce inviata ai PMT e studiato la distribuzione dei segnali misurati con il fototubo campione da 2". La riduzione della luce è stata ottenuta ponendo dei filtri in un opportuno incavo ricavato nel cilindro in cui la fibra viene

accoppiata otticamente al LED (fig. 5.9).

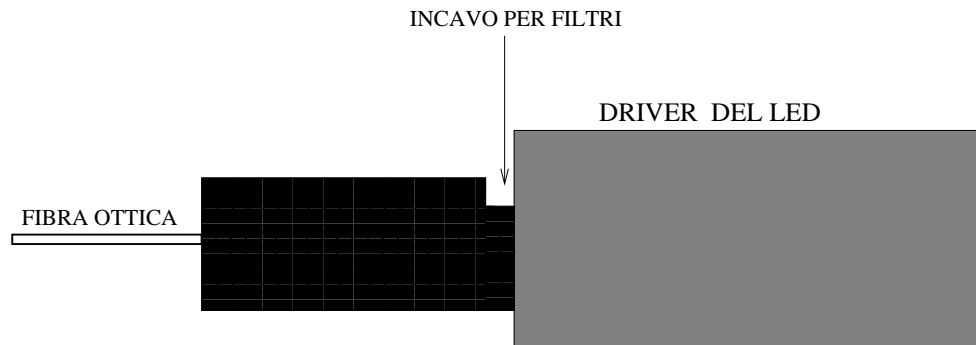


Figura 5.9: Il cilindro di accoppiamento della fibra ottica con il LED con l'apertura per i filtri ottici.

Riportiamo nella figura 5.10 gli spettri ottenuti con il fotomoltiplicatore di riferimento per diversi segnali luminosi, via via decrescenti, fino ad arrivare ad uno spettro con pochi foto-elettroni (figura 5.10.D). Dopo aver ridotto notevolmente il numero di foto-elettroni che arrivano sul primo dinodo, ci si pone il problema di definire le condizioni che ci assicurano che, quando si ha un segnale, questo sia effettivamente dovuto ad un solo foto-elettrone. Ci aspettiamo che se m è il numero medio di foto-elettroni sul primo dinodo, la probabilità di osservarne n è data dalla distribuzione di probabilità di Poisson:

$$P(n, m) = \frac{e^{-m} \times m^n}{n!}$$

Dopo aver ridotto notevolmente il segnale luminoso trasmesso nella fibra ottica fino a raggiungere condizioni sperimentali prossime a $m = 1$, il valor medio m che caratterizza ognuna delle distribuzioni sperimentali ottenute può essere ricavato dal conteggio del numero di casi in cui, pur in presenza di un impulso inviato al LED, si è avuta una mancata rivelazione del segnale da parte del fototubo (in tal caso, la carica integrata dal circuito di ingresso dell'ADC assume il valore minimo, funzione delle caratteristiche del circuito stesso, e l'evento viene da noi definito "pedistallo"). Tali eventi possono essere considerati come $n = 0$ foto-elettroni emessi. Si ottiene

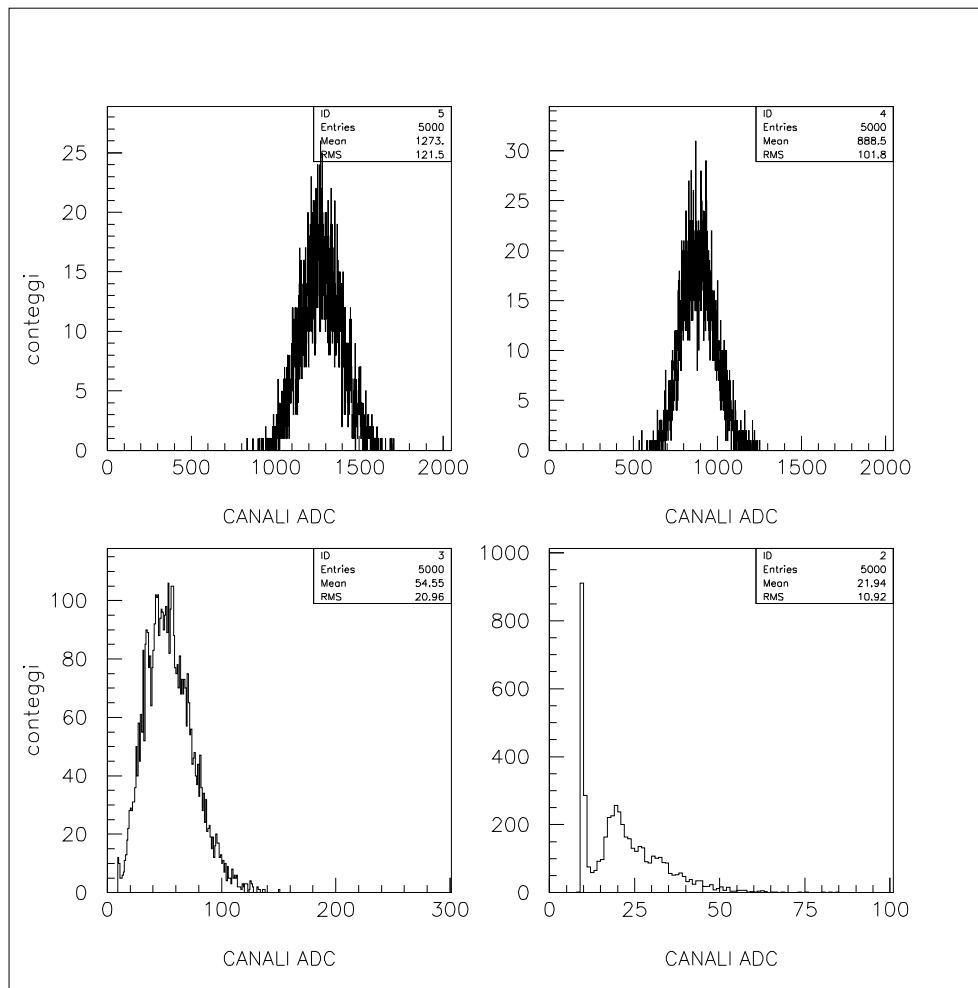


Figura 5.10: Spettri di calibrazione per il fototubo di riferimento EMI da 2". Figura A: $N_{pe} = \text{Numero di foto - elettroni} = 110$; B: $N_{pe} = 76$; C: $N_{pe} = 7$; D: $N_{pe} \simeq 4$.

allora:

$$P(0, m) \equiv e^{-m} \implies m = -\ln P(0, m) = -\ln \left[\frac{\text{numero piedistalli}}{\text{numero trigger totali}} \right].$$

Conoscendo il valore medio m della distribuzione di Poisson è facile poi ricavare la probabilità di ottenere un singolo foto-elettrone. Se noi volessimo osservare "in media" un foto-elettrone, conoscendo il numero di trigger inviati al LED (fissati dal programma di acquisizione), dovremmo ridurre la luce trasmessa alla fibra fino ad ottenere che la frazione di eventi in cui il fototubo dà un segnale superiore al noise

elettronico è pari al 63% dei trigger, cioè $\sum_{n=1}^{\infty} P(n, 1) = 0.63$. La distribuzione con $m = 1$ contiene però ancora un numero non trascurabile di eventi in cui $n > 1$. Sperimentalmente abbiamo deciso di diminuire ulteriormente la luce trasmessa al fototubo in modo da ridurre la probabilità di ottenere due foto-elettroni, $P(2)$, ad un valore molto basso. Continuando ad attenuare il segnale luminoso, abbiamo alla fine raggiunto una distribuzione con valore medio $m \sim 0.08$ (fig. 5.11.B), in cui il contributo con $n > 2$ è pari a ~ 0.3 % dei trigger totali. Con il PMT di riferimento abbiamo così ottenuto che solo l'8 % circa dei trigger inviati al LED produce un segnale superiore al noise.

Con la sorgente di luce così calibrata abbiamo proceduto alla misura dell'efficienza relativa del PMT Hamamatsu (e quindi della sua efficienza assoluta, assumendo per il PMT campione l'efficienza fornita dalla EMI). Consideriamo i due fotomoltiplicatori separatamente.

(1) PMT di riferimento da 2". Dal confronto dei due spettri, con segnale (fig. 5.11.B) e senza (fig. 5.11.A), relativi al fototubo dell'EMI, possiamo tranquillamente affermare che i piedistalli si concentrano per lo più in soli due canali e che non influenzano la parte destra dello spettro dove si concentrano i conteggi con il LED acceso. Per analizzare la distribuzione del segnale nel grafico 5.11.B, eliminiamo i piedistalli rigettando gli eventi in cui il segnale stesso è minore del canale 12 dell'analizzatore e procediamo al fit dello spettro rimanente, che rappresenta così lo spettro di ampiezza del PMT di riferimento in condizioni di singolo foto-elettrone prodotto (fig. 5.12).

Il suddetto spettro è schematizzabile con due andamenti[†]: la parte relativa a piccole ampiezze del segnale è rappresentabile con un andamento esponenziale decrescente, che può essere spiegato come il contributo di foto-elettroni che non raggiungono il primo dinodo bensì il secondo e sono quindi soggetti ad una amplificazione minore che porta ad una minore carica integrata dall'ADC;

[†]La funzione parametrizzata ha il seguente andamento:

$$\exp(P1 - P2 \cdot x) + P3 \exp(-0.5 ((x - P4) \cdot P5)^2)$$

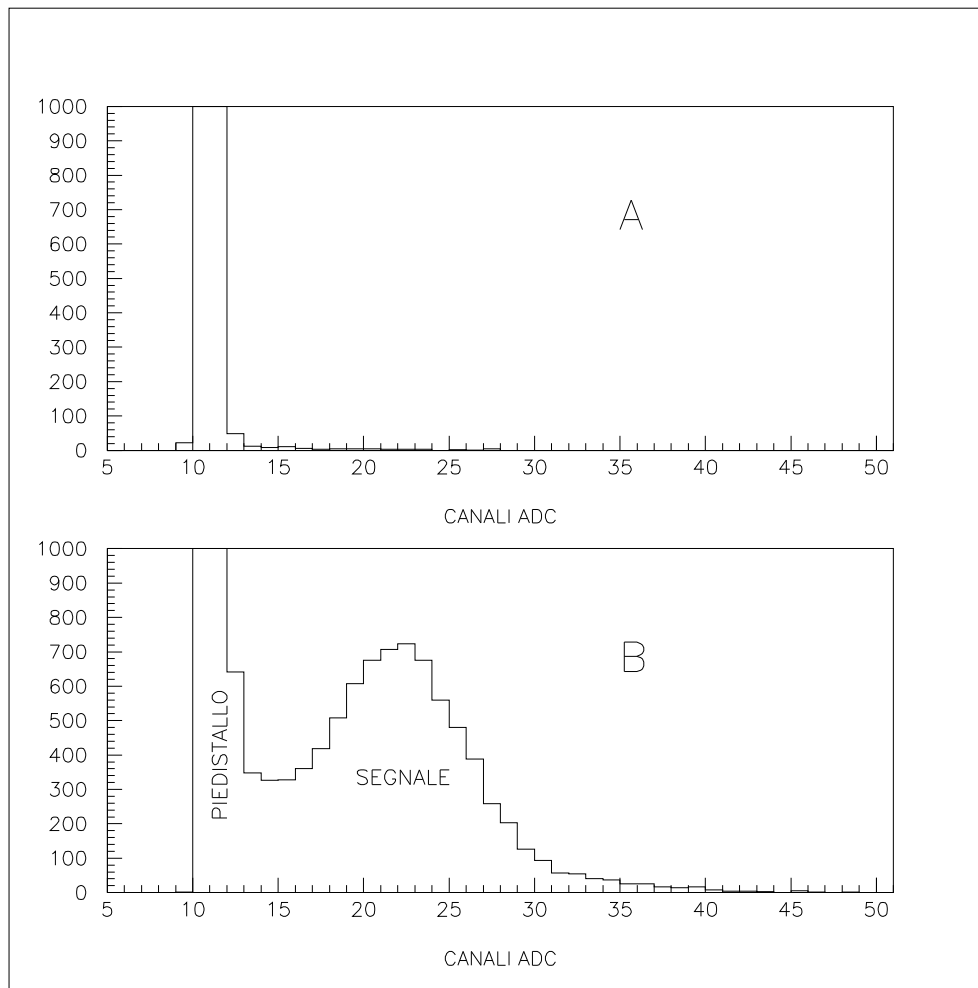


Figura 5.11: *Distribuzioni delle ampiezze di impulso registrate con il fotomoltiplicatore EMI 2" con (graf. B) e senza segnale (graf. A).*

la parte di spettro composta da ampiezze maggiori, invece, può essere ben rappresentata, almeno per la parte centrale, con un andamento di tipo gaussiano. Questa è la parte che ci interessa direttamente per il nostro calcolo. Infatti, calcolando l'area di questa curva, otteniamo il numero di eventi corrispondenti a singoli foto-elettroni giunti sul primo dinodo. Tale numero è ciò che ci permetterà di poter stimare l'efficienza assoluta. In figura 5.13.A si mostra lo spettro ottenuto con il fototubo di riferimento dopo aver rigettato gli eventi piedistallo e con sovrapposto l'andamento esponenziale ideato per schematizzare il fondo, mentre in fig 5.13.B possiamo vedere l'andamento dello spettro con la parte

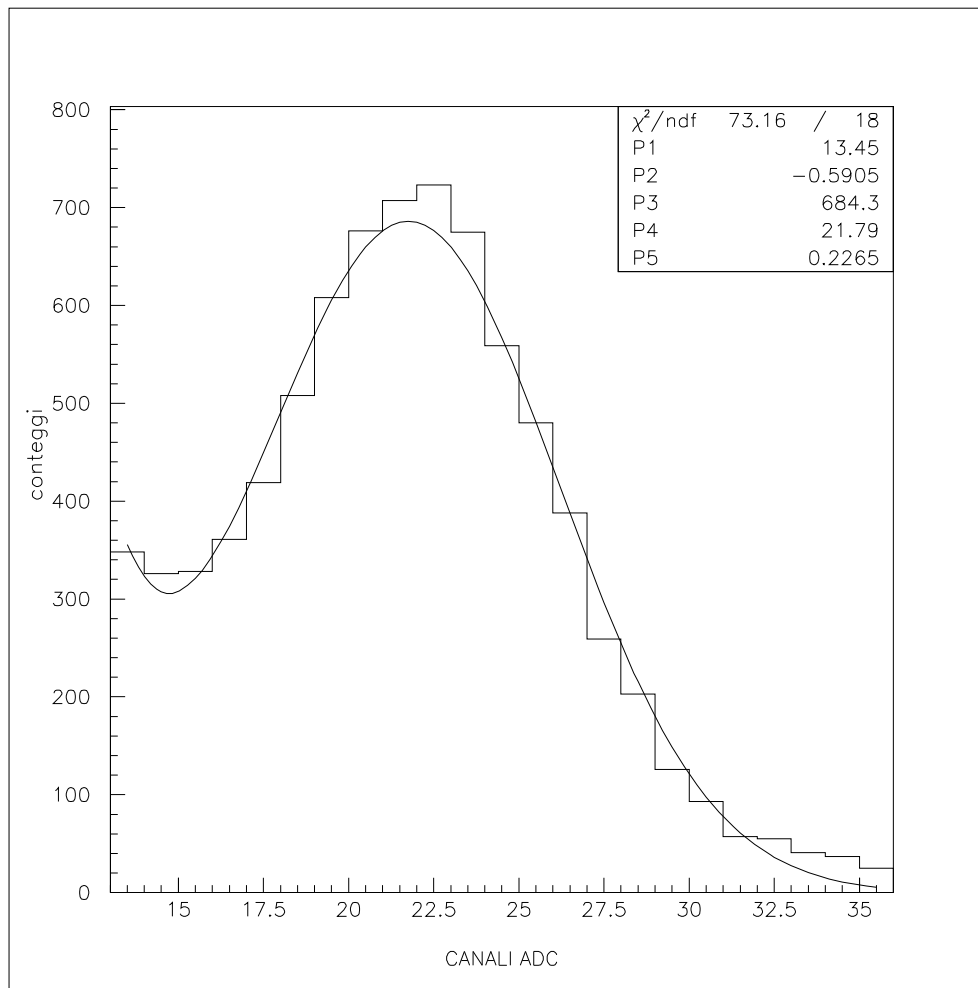


Figura 5.12: *Distribuzioni delle ampiezze di impulso relative al 2" con il fit della parte esponenziale e gaussiana ed i relativi parametri ricavati dal fit.*

esponenziale sottratta.

Il valore dell'area della gaussiana rimanente coincide con il numero di conteggi N_1 che corrispondono al segnale da singolo foto-elettrone, ed è pari a 7763 conteggi per 100000 impulsi emessi dal LED; da questo valore è immediato ricavare l'efficienza di conversione $\epsilon_{EMI} = N_1/N_{TOT} \simeq 7.8 \%$, dove N_{TOT} è il numero totale di impulsi emessi dal LED. L'errore statistico su ϵ si ottiene tenendo conto che, essendo il numero di foto-elettroni con $n \geq 2$ trascurabile,

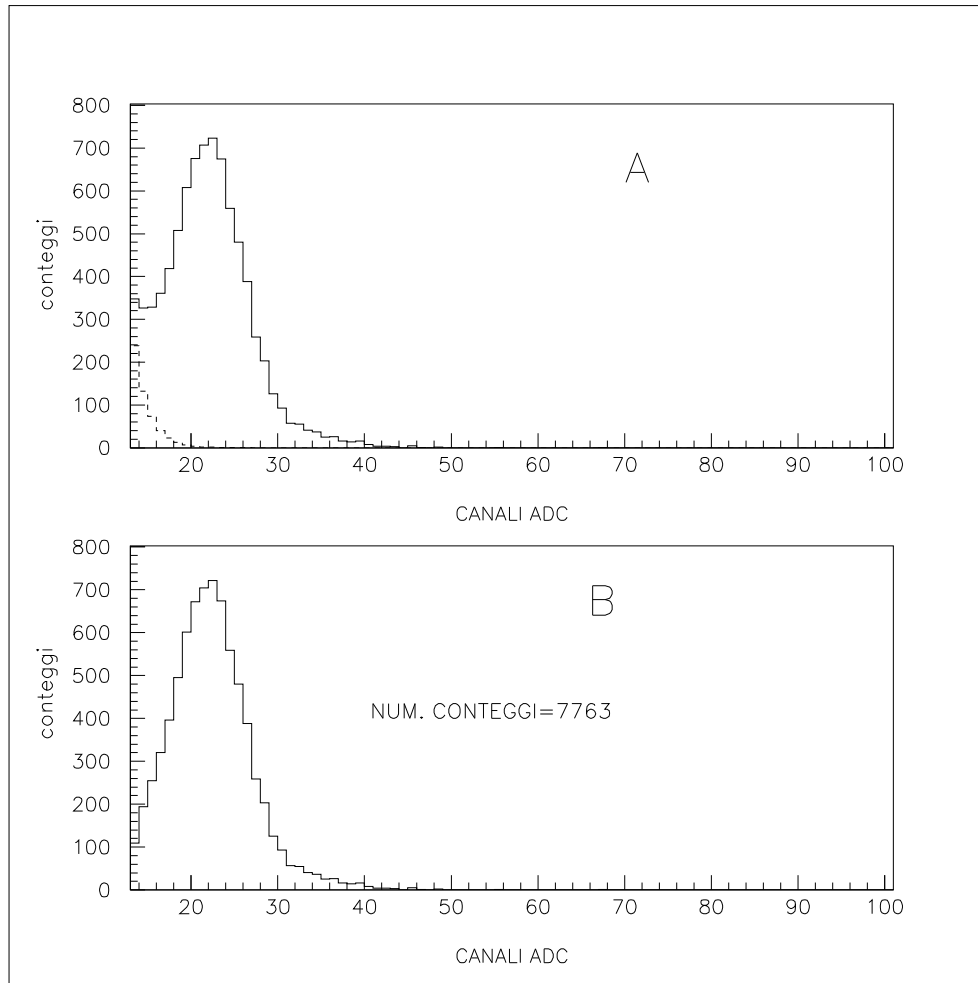


Figura 5.13: *Distribuzioni delle ampiezze di impulso relative al fototubo EMI 2" con (graf. A) e senza (graf. B) il fondo esponenziale. Nel grafico B si riporta anche il numero di conteggi della rimanente parte gaussiana (cioè il numero di conteggi dovuti a singolo foto-elettrone).*

si ha che fare con una funzione di distribuzione binomiale:

$$f(x) = \binom{N}{x} p^x (1-p)^{N-x} ,$$

dove x è il numero di volte in cui si ha un segnale superiore al fondo, $N - x$ il numero di volte in cui il segnale è nullo. Inoltre, p è la probabilità di avere un segnale sopra il fondo, che in questo caso è pari a $N_1/N_{TOT} = \epsilon$. La varianza della distribuzione binomiale è uguale a:

$$\sigma^2 = Np(1-p) = N\epsilon(1-\epsilon) ,$$

dove Np è il valore aspettato: $Np = m \equiv N_1$. L'errore su ϵ , quindi, sarà dato da:

$$(5.6) \quad \Delta\epsilon = \frac{\sigma}{N_{TOT}} = \sqrt{\frac{1}{N_{TOT}}\epsilon(1-\epsilon)} \simeq 0.0008 .$$

In definitiva, per il fotomoltiplicatore di riferimento otteniamo:

$$(5.7) \quad \epsilon_{EMI} = (7.76 \pm 0.08) \% .$$

Per accertarsi che il metodo usato sia effettivamente valido, abbiamo misurato l'efficienza relativa tra il PMT di riferimento e un altro fototubo della EMI da 2", utilizzando sempre la stessa sorgente luminosa calibrata precedentemente, avente però un valore del Corning Blue diverso, esattamente pari a 7.0, da cui deriva un'efficienza assoluta (eq. 5.4) del 17.5 % (assumendo anche per tale PMT un valore della efficienza di raccolta pari ad 1). Riportiamo nelle figure 5.14.A e B gli spettri relativi al secondo fototubo da 2", rispettivamente prima e dopo la sottrazione del fondo esponenziale. Per questo PMT si ottengono $N_1 = 5692$ conteggi di singolo foto-elettrone per 100000 impulsi emessi, da cui deriva un'efficienza conversione pari a:

$$\epsilon_{EMI,2} = (5.69 \pm 0.08) \% .$$

Assumendo un'incertezza del 2 % sui valori dei Corning Blue quotati dall'EMI, otteniamo, per il rapporto tra le efficienze quantiche dei due PMT da 2", il valore di:

$$\frac{CB_{EMI,1}}{CB_{EMI,2}} = \frac{8.9}{7.0} = (1.27 \pm 0.05) ;$$

invece, facendo il rapporto tra le efficienze di conversione ricavate sperimentalmente, otteniamo un valore di:

$$(1.36 \pm 0.03) .$$

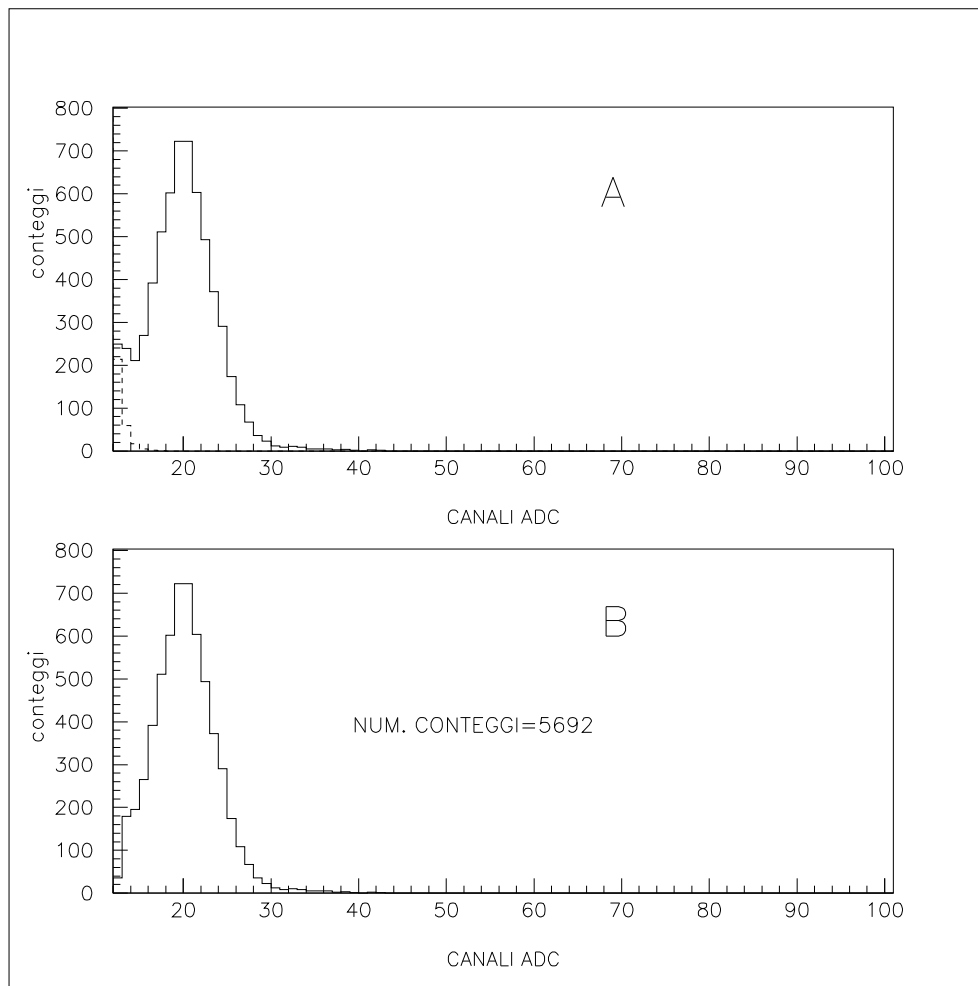


Figura 5.14: *Distribuzione delle ampiezze di impulso registrate con il secondo fototubo EMI da 2" (graf A.). Nel graf B. si riporta la distribuzione dopo la sottrazione della parte esponenziale insieme con il numero di conteggi restanti (solo parte gaussiana).*

I due valori così ottenuti sono compatibili. Ciò ci conferma la validità del metodo utilizzato per la misura dell'efficienza assoluta dell'Hamamatsu.

(2) PMT 15" Hamamatsu. Per tale fototubo, per il quale vogliamo conoscere l'efficienza quantica assoluta, ripetiamo la stessa misura descritta in precedenza, mantenendo ovviamente la stessa intensità luminosa. Le figure 5.15.A e 5.15.B mostrano le ampiezze di impulso registrate con il PMT Hamamatsu, rispettivamente in assenza (fig. 5.15.A) e con (fig. 5.15.B) il segnale luminoso fornito dal LED. La figura 5.16.A mostra la stessa distribuzione rappresentata in 5.15.B dopo aver escluso i piedistalli, con sovrapposta la funzione esponenziale che rappresenta il fondo del fototubo. La fig 5.16.B (ottenuta dopo aver sottratto la parte esponenziale) mostra, infine, la distribuzione degli impulsi attribuibili a singoli foto-elettroni prodotti dagli impulsi luminosi del LED. La bontà del fit globale della distribuzione sperimentale (esponenziale più gaussiana) è ben stimabile dalla figura 5.17.

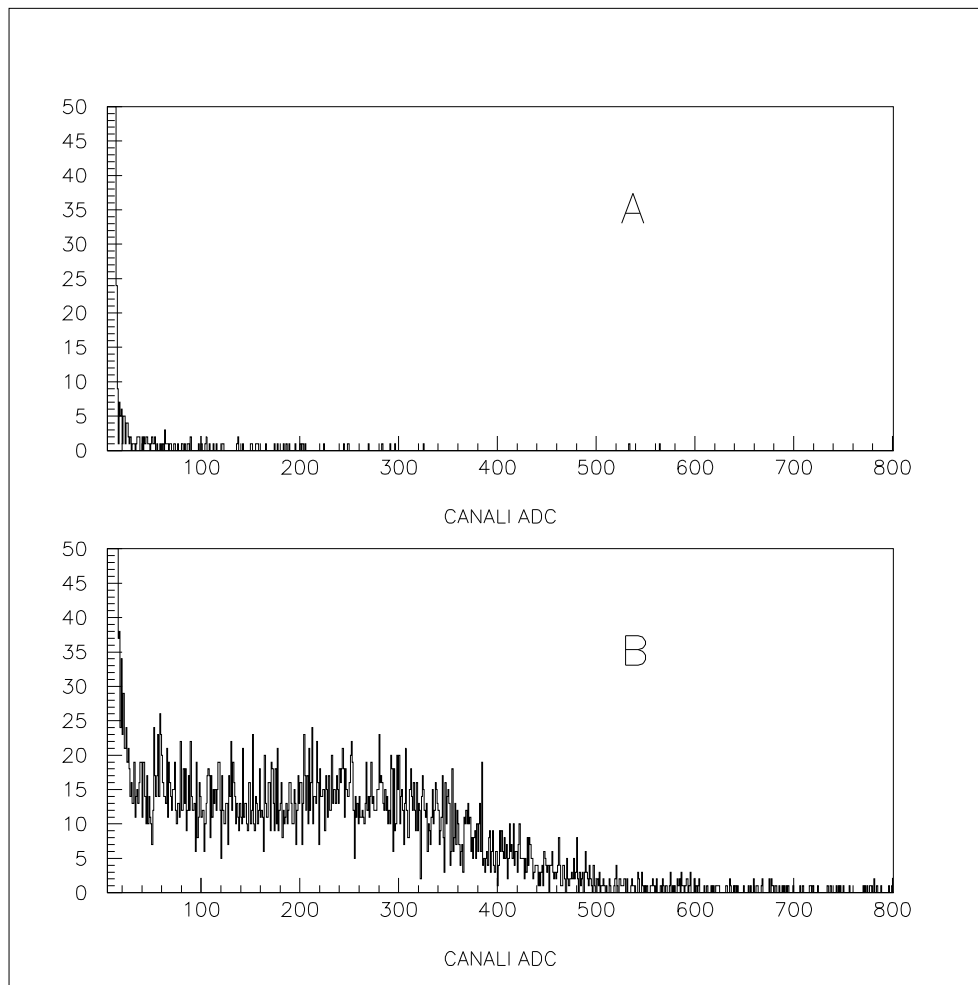


Figura 5.15: *Distribuzione delle ampiezze di impulso registrate con il fotomoltiplicatore Hamamatsu 15" con (graf. B) e senza (graf. A) segnale.*

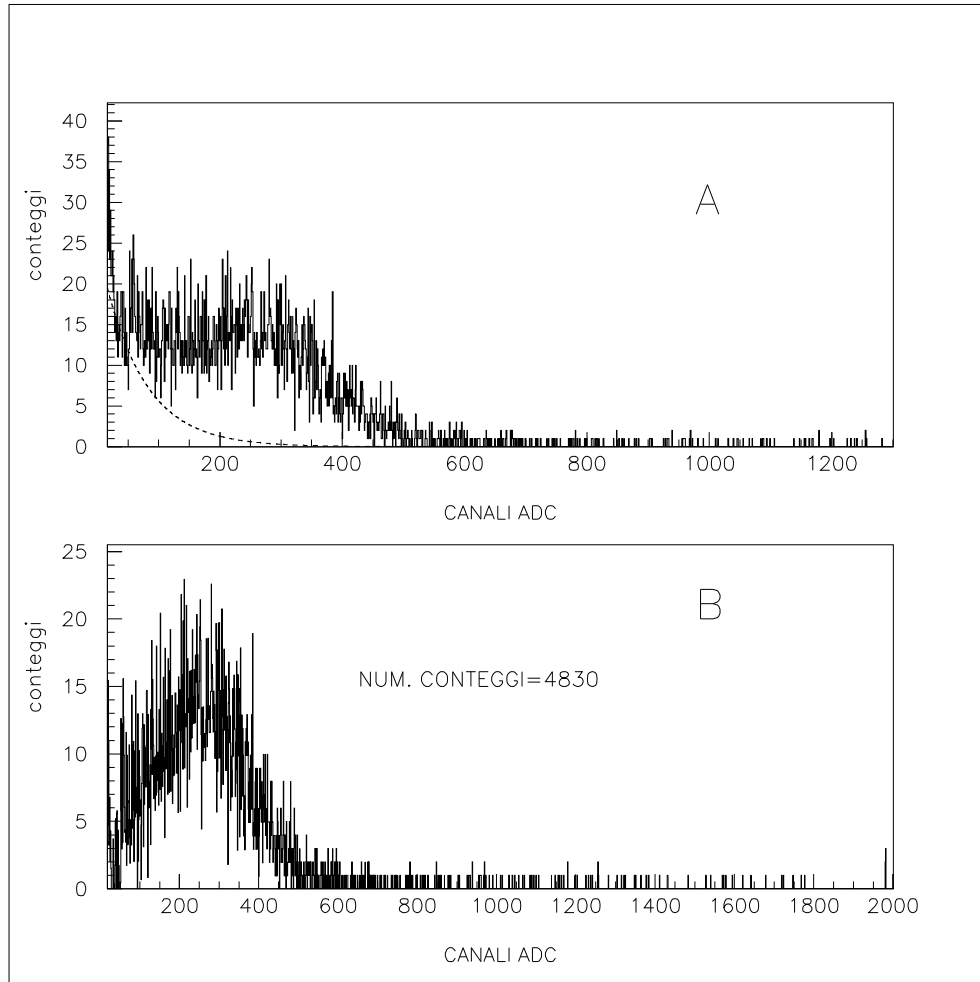


Figura 5.16: *Distribuzione delle ampiezze di impulso relative al 15" con (graf. A) e senza (graf. B) parte esponenziale. Nel graf. B si riporta anche il numero di conteggi dovuti a singoli foto-elettroni (parte gaussiana rimasta dopo la sottrazione).*

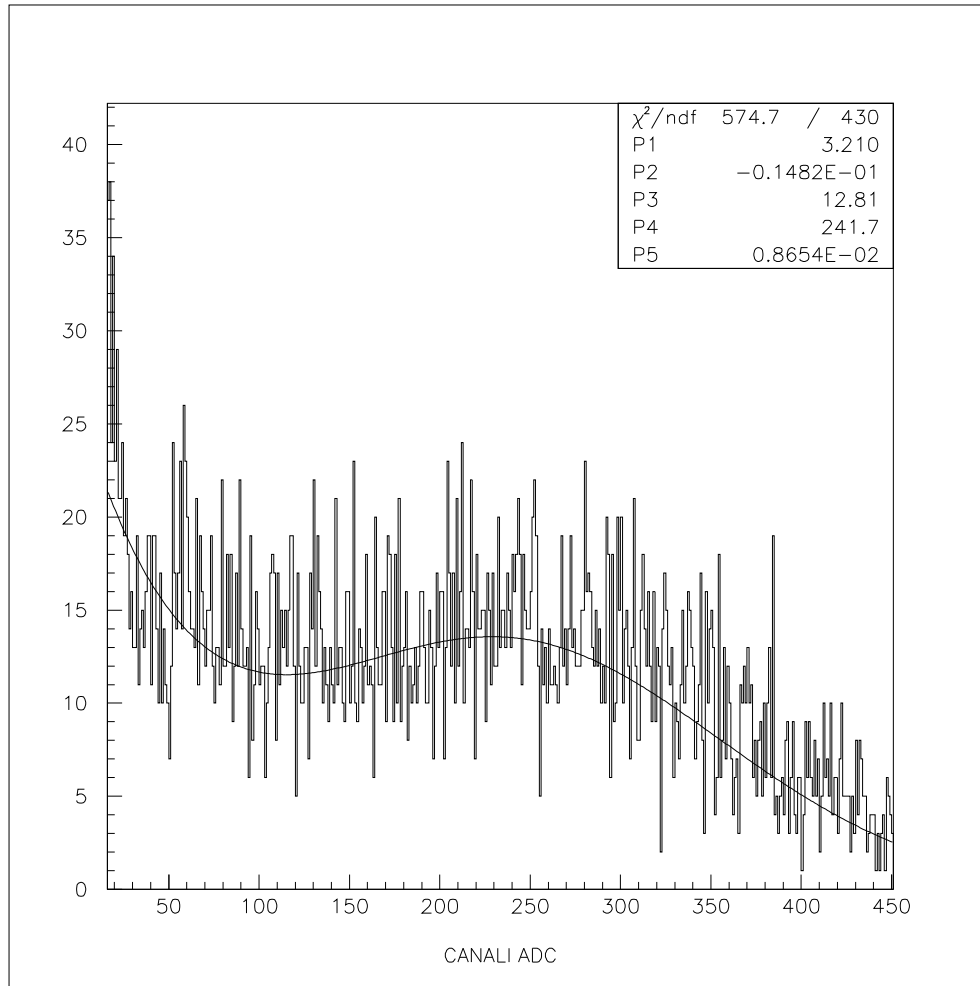


Figura 5.17: *Distribuzioni delle ampiezze di impulso relative al 15" con il fit della parte esponenziale e gaussiana ed i relativi parametri ricavati dal fit.*

Dopo la sottrazione della parte esponenziale (fig 5.16.B), ricaviamo il numero di conteggi relativi a singoli foto-elettroni prodotti: $N_1 = 4830$ conteggi (su 100000 impulsi luminosi inviati). Da questo deriva un'efficienza di conversione pari a:

$$(5.8) \quad \epsilon_{HAM} = (4.83 \pm 0.07) \% .$$

Il rapporto tra i due valori delle efficienze di conversione

$$\epsilon_r = \epsilon_{HAM} / \epsilon_{EMI} = (0.62 \pm 0.01) ,$$

ci dà direttamente il rapporto tra le efficienze assolute relative ai due fototubi, da cui, nell'ipotesi che l'efficienza di raccolta al primo dinodo del fotomoltiplicatore di riferimento sia pari ad uno, possiamo ricavare l'efficienza assoluta κ dell'Hamamatsu:

$$(5.9) \quad \epsilon_r = \frac{\kappa_{HAM}}{22.25\% \times 1} \implies \kappa_{HAM} = \epsilon_r \times 22.25\% .$$

Stimando l'errore relativo sull'efficienza quantica del PMT EMI di riferimento (2 %) come errore sistematico, possiamo infine quotare per κ_{HAM} il valore di:

$$(5.10) \quad \kappa_{HAM} = (0.138 \pm 0.003 \pm 0.003) .$$

Tale efficienza, ricordiamo, è il prodotto tra l'efficienza quantica di conversione al fotocatodo (tipicamente ~ 20 %) e l'efficienza di raccolta del singolo foto-elettrone sul primo dinodo. Per il nostro PMT emisferico di ~ 40 cm. di diametro, questa efficienza di raccolta sembra così essere dell'ordine del 70 %.

5.3.2 Misura dell'efficienza in funzione dell'angolo di incidenza della luce

Grazie alla guida scorrevole su cui è attaccata l'estremità della fibra ottica a contatto con la superficie del fotomoltiplicatore, abbiamo potuto eseguire delle misure di efficienza sull'Hamamatsu variando la posizione della fibra sul fototubo. Tali posizioni saranno distinte dando l'angolo θ fra l'asse del PMT e la fibra. L'attacco della fibra, inoltre, è stato realizzato in modo tale da permettere un'ulteriore inclinazione di un

angolo ϕ (che rappresenta quindi l'angolo fra la direzione di incidenza della fibra e la normale alla superficie del fototubo) del collimatore posto alla fine della guida di luce, una volta fissato l'angolo θ (vedi figura 5.18)[‡].

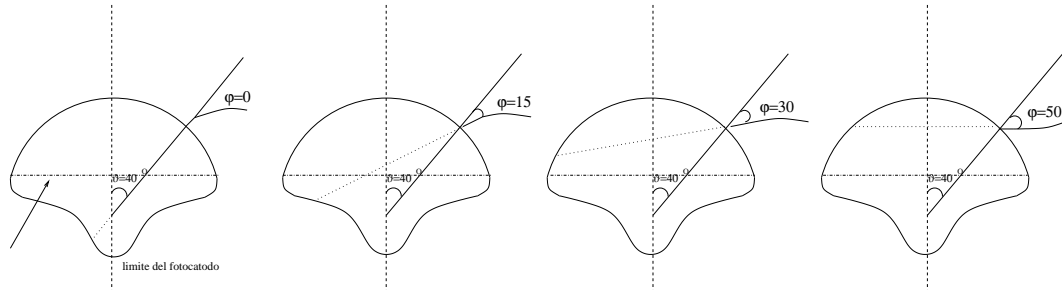


Figura 5.18: *Variazione dell'angolo ϕ rispetto alla direzione normale alla superficie del fototubo, nel caso particolare $\theta = 40^\circ$.*

Nelle figure 5.19, 5.20 e 5.21, riportiamo i grafici relativi agli spettri ottenuti per $\theta = 20, 40$ e 60° , e per diverse inclinazioni del collimatore. Variando l'inclinazione del collimatore (fig. 5.18) si può variare la direzione dei fotoni collimati dalla direzione radiale (diretta verso il centro del fototubo) ad una orizzontale (rispetto al piano di appoggio del PMT). In quest'ultimo caso è evidente che la direzione dei fotoni incontra il fotocatodo due volte. Per tutte le misure effettuate, si è riscontrato un notevole aumento (in alcuni casi un raddoppio) dell'efficienza di conversione del fototubo nei casi in cui il flusso di fotoni investe il fotocatodo con un angolo di incidenza tale da far loro attraversare la superficie del fotocatodo due volte; questo effetto si ha quando il collimatore è disposto orizzontalmente o quasi. Sottolineiamo il fatto che il fotocatodo non copre tutta la superficie interna del fotomoltiplicatore ma arriva fino ad un angolo $\theta \approx (70 \pm 5)^\circ$; ponendo la fibra a $\theta = 90^\circ$ e $\phi = 0^\circ$, si è riscontrata infatti una efficienza di conversione solamente dell'1% (fig. 5.22). Il fatto che l'efficienza non sia nulla, è probabilmente dovuto a fotoni che vengono rifratti nel passaggio attraverso il vetro e raggiungono il fotocatodo dopo essersi propagati attraverso il vetro stesso. Nella tabella 5.1 riportiamo i valori delle efficienze di conversione ottenute variando gli angoli θ e ϕ e nei grafici 5.23 e 5.24 si mostra l'andamento dell'efficienza in funzione di

[‡]Le misure discusse in precedenza sono state ottenute con $\theta = 0$ e $\phi = 0$.

θ (per $\phi = 0^\circ$) (graf. 5.23) e in funzione di ϕ (per $\theta = 20^\circ$) (graf. 5.24). In quest'ultimo grafico è evidente il raddoppio dell'efficienza quando l'angolo di incidenza dei fotoni è tale da fargli attraversare due volte il fotocatodo.

	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 15^\circ$	$\phi = 30^\circ$	$\phi = 50^\circ$
$\theta = 20^\circ$	$(10.5 \pm 0.1) \%$	$(8.6 \pm 0.1) \%$	$(22.3 \pm 0.2) \%$	$(21.6 \pm 0.2) \%$
$\theta = 40^\circ$	$(11.1 \pm 0.1) \%$	$(12.7 \pm 0.1) \%$	$(17.2 \pm 0.2) \%$	$(17.3 \pm 0.2) \%$
$\theta = 60^\circ$	$(6.3 \pm 0.1) \%$	$(6.6 \pm 0.1) \%$	$(8.3 \pm 0.1) \%$	$(14.4 \pm 0.1) \%$
$\theta = 90^\circ$	$(0.68 \pm 0.03) \%$

Tabella 5.1: Valori delle efficienze di conversione relative al fotomoltiplicatore Hamamatsu 15" per diversi angoli di incidenza θ rispetto all'asse del PMT e diverse inclinazioni del collimatore ϕ rispetto alla normale al fototubo.

Tutti questi risultati sono fondamentali per una corretta descrizione del comportamento del fototubo usato nell'esperimento NESTOR e per una stima dell'area efficace del detector stesso, che verrà effettuata nel prossimo capitolo.

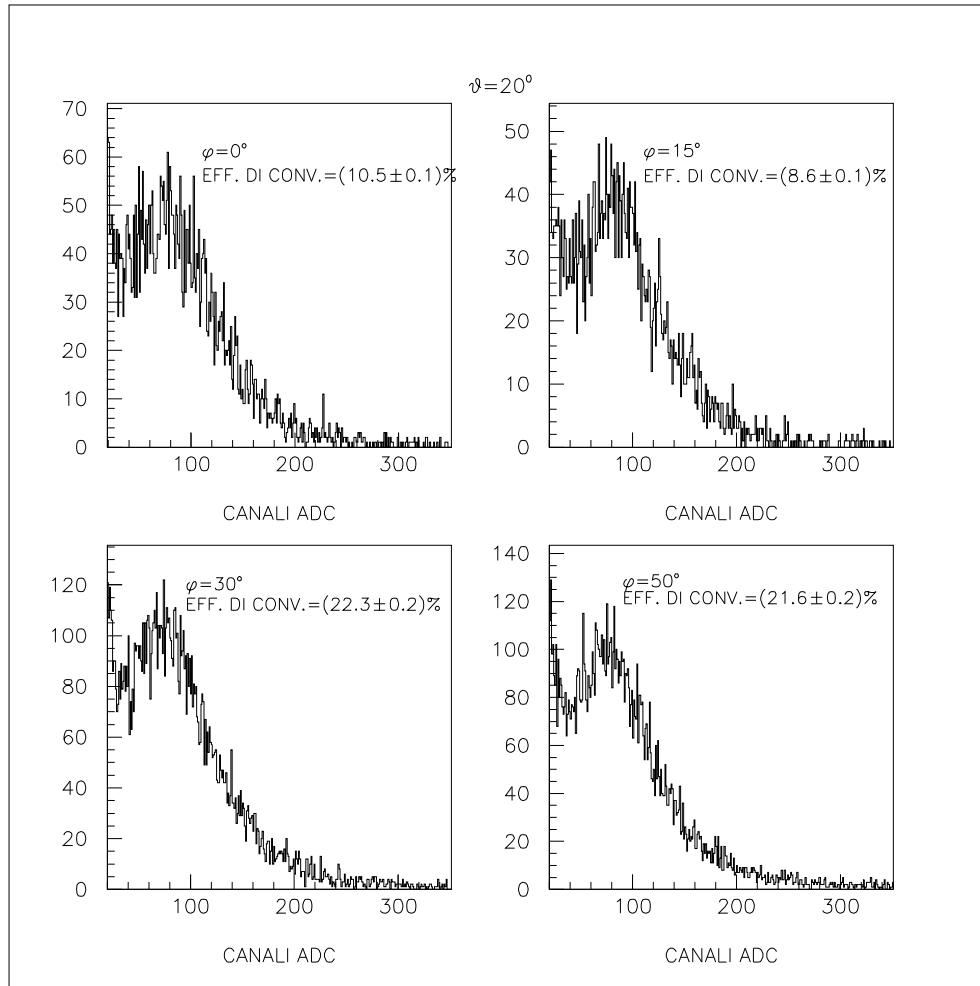


Figura 5.19: Efficienza di conversione del fototubo Hamamatsu da 15" in funzione dell'inclinazione del collimatore, fissato un angolo $\theta = 20^\circ$ rispetto alla perpendicolare.

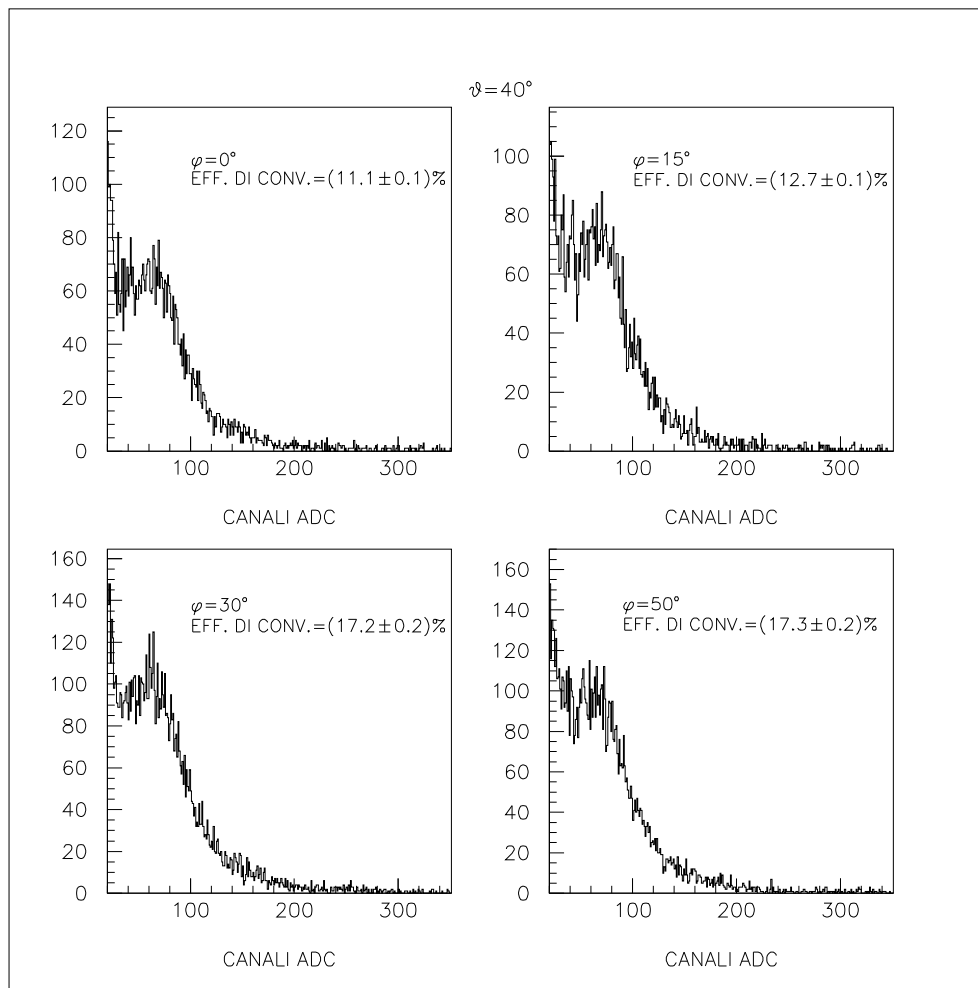


Figura 5.20: *Efficienza di conversione per $\theta = 40^\circ$.*

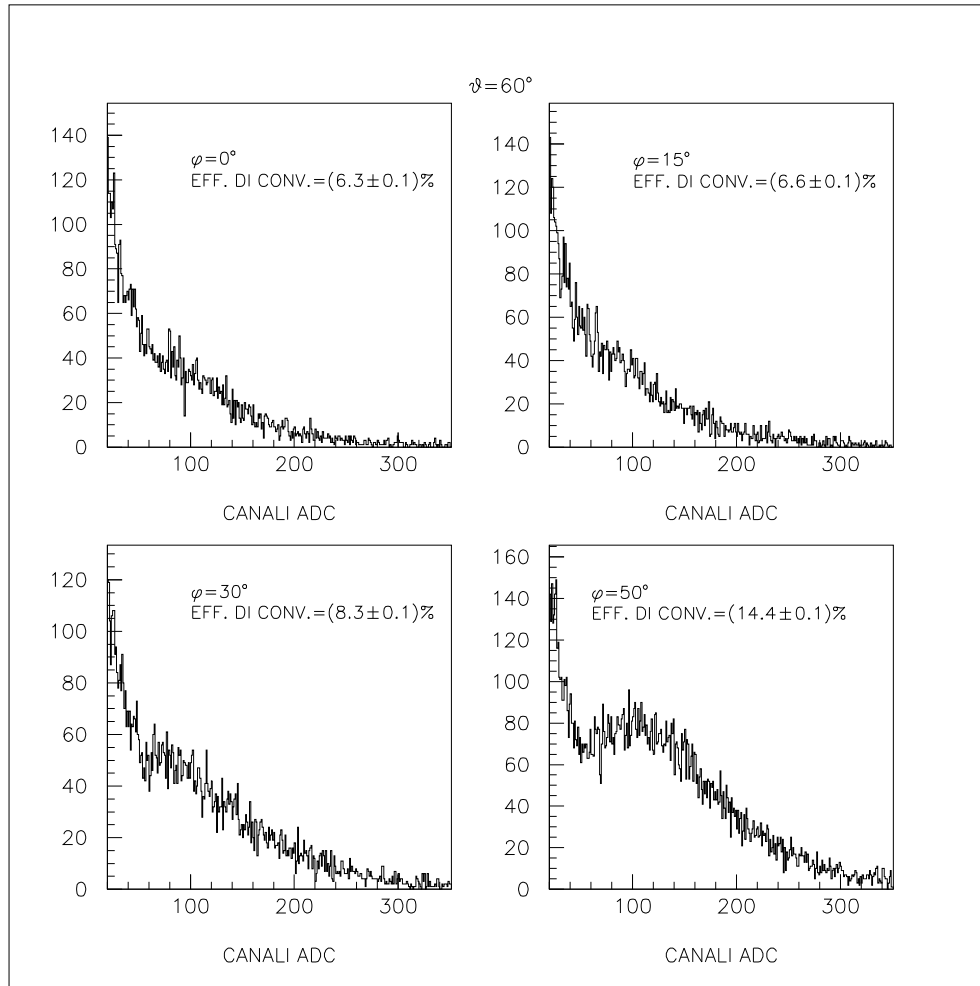


Figura 5.21: *Efficienza di conversione per $\theta = 60^\circ$.*

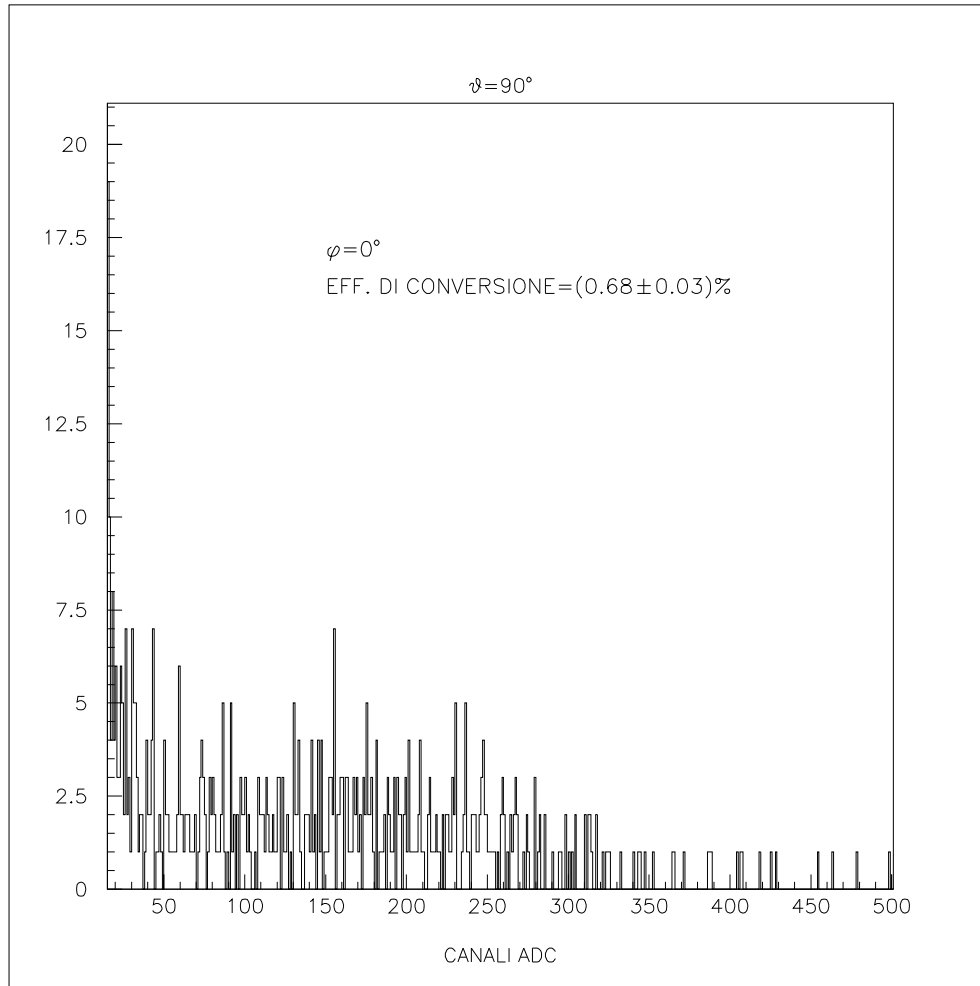


Figura 5.22: *Efficienza di conversione per $\theta = 90^\circ$.*

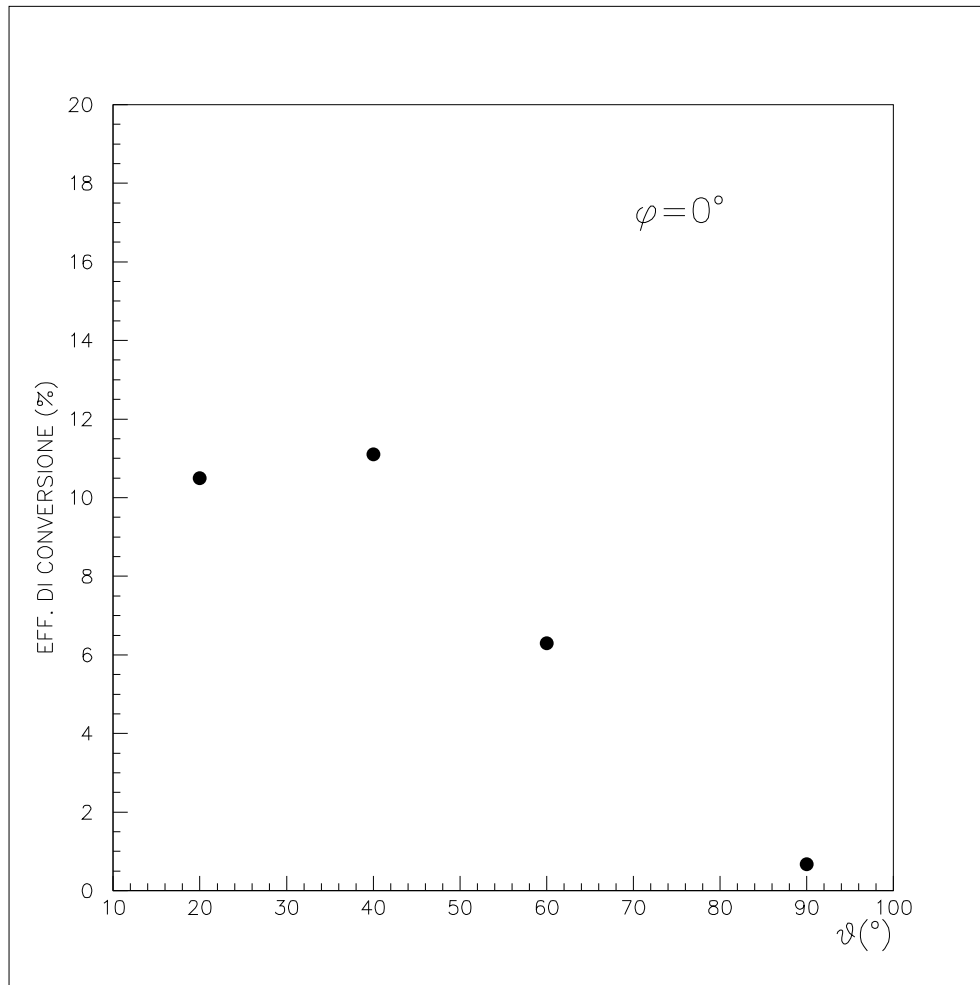


Figura 5.23: *Efficienza di conversione al variare di θ con $\phi = 0^\circ$ (collimatore perpendicolare alla superficie del fototubo).*

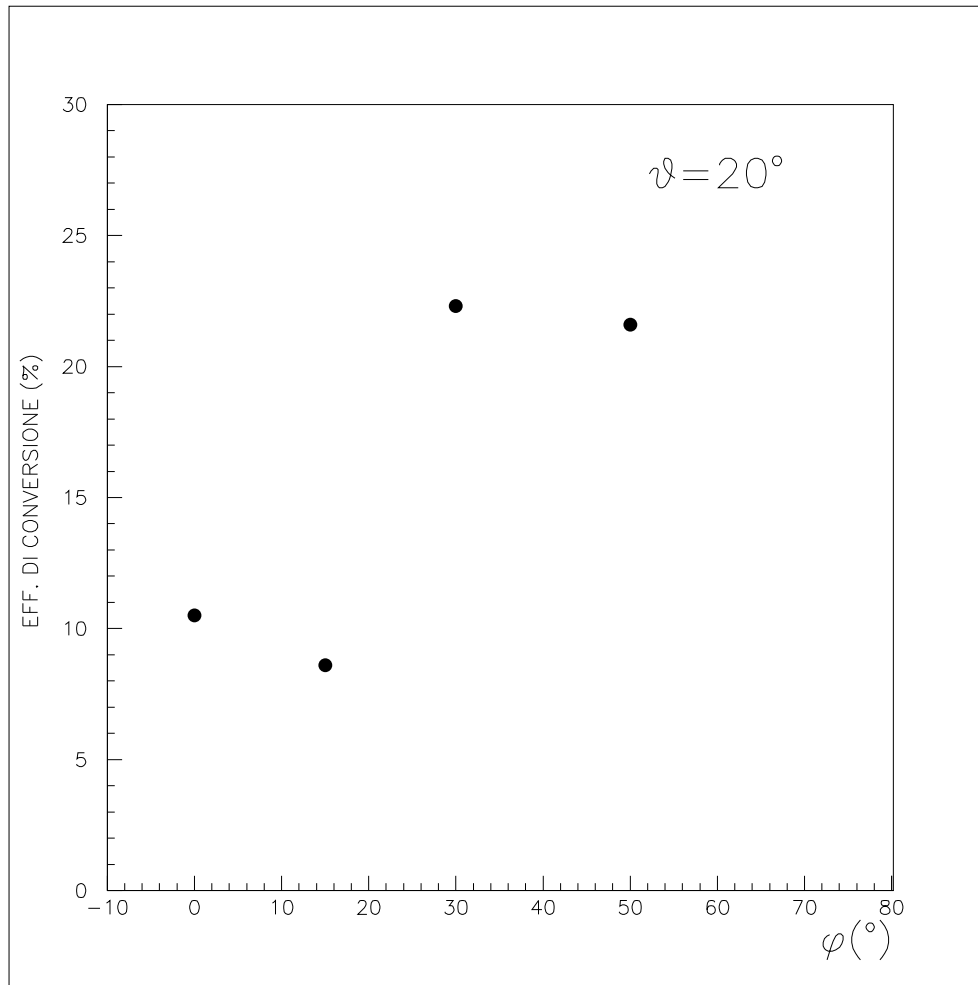


Figura 5.24: *Efficienza di conversione, fissato l'angolo $\theta = 20^\circ$ rispetto all'asse del fotomoltiplicatore, al variare di ϕ . Si noti che per $\phi = 30$ e 50° (cioè quando i fotoni hanno un angolo di incidenza tale da attraversare due volte il fotocatodo) si ha un raddoppio dell'efficienza.*

Capitolo 6

LA RICOSTRUZIONE DEGLI EVENTI

6.1 Ricostruzione geometrica degli eventi

Nella trattazione che segue prenderemo in considerazione solo quegli eventi (eventualmente dovuti ad interazioni di corrente carica di ν_μ) in cui un muone è stato "osservato", tramite la luce Čerenkov emessa, da diversi fototubi dell'esperimento NESTOR. Per ricostruire la traiettoria del muone all'interno o nei pressi del rivelatore, è stato sviluppato un apposito algoritmo basato sulla conoscenza della posizione dei fotomoltiplicatori e sulla misura dei tempi di occorrenza dei segnali dei diversi PMT. In particolare, l'algoritmo sviluppato utilizza le differenze dei tempi di arrivo della luce Čerenkov in coppie di rivelatori distinti. I parametri scelti per descrivere la traccia della particella carica nello spazio sono il punto di intersezione $(x_0; y_0; z_0)$ tra la traccia del muone e una ipotetica sfera di raggio fissato R (contenente al suo interno la torre di NESTOR e concentrica con essa) e i coseni direttori della traccia, c_x, c_y, c_z . L'algoritmo sviluppato permette di legare questi parametri alla differenza dei tempi $\Delta t_{i,j}$ fra l' i -esimo modulo ottico ed il j -esimo ($i, j = 1, 168$). Se N è il numero di fototubi accesi, possiamo ottenere $N-1$ valori indipendenti di differenze di tempo $\Delta t_{i,j}$. Il minimo numero di informazioni necessario per la ricostruzione di una traccia nello

spazio è chiaramente dato dal segnale proveniente da cinque PMT; i quattro valori indipendenti $\Delta t_{i,j}$, possono essere così sufficienti a descrivere i parametri della traccia, tenendo conto che, fra i sei parametri elencati in precedenza $(x_0, y_0, z_0, c_x, c_y, c_z)$, valgono le relazioni:

$$\begin{cases} R^2 = x_0^2 + y_0^2 + z_0^2 \\ c_x^2 + c_y^2 + c_z^2 = 1 \end{cases},$$

che riducono a quattro i parametri da determinare effettivamente.

I parametri della traccia possono essere ricavati tramite la minimizzazione della variabile χ^2 , definita come:

$$(6.1) \quad \chi^2 = \sum_{k=1}^{N-1} \frac{(\Delta t_{i,j}(c_x, c_y, x_0, y_0) - \Delta t_{i,j}^{sper})^2}{\sigma_{i,j}^2},$$

dove gli errori $\sigma_{i,j}^2$ tengono conto dell'indeterminazione temporale sui valori di $\Delta t_{i,j}^{sper}$ che è tipicamente dell'ordine di 3.5 ns. La minimizzazione del χ^2 viene effettuata attraverso il pacchetto di software MINUIT [32].

Procediamo ora alla descrizione delle considerazioni geometriche da cui deriva l'algoritmo utilizzato. Nella fig. 6.1 schematizziamo due piani della torre insieme alle grandezze necessarie per costruire la funzione da minimizzare. Indichiamo con 1 e 2 due generici fototubi, posti su due piani diversi per chiarezza di trattazione. L'origine del sistema di riferimento cartesiano in cui fissiamo la posizione dei moduli ottici è presa al centro della torre: in questo sistema, indichiamo con $P_{f,i} \equiv (x_{f,i}; y_{f,i}; z_{f,i})$ le coordinate dell'i-esimo fotomoltiplicatore e con $P_0 \equiv (x_0; y_0; z_0)$ il punto di incidenza del muone sulla sfera arbitraria di raggio R; abbiamo scelto R=200 m. in modo che tutta la torre (alta circa 200 m.) fosse contenuta all'interno di questa sfera. L'equazione della traiettoria del muone in forma parametrica, in funzione dei coseni direttori e del punto d'entrata, è data da:

$$(6.2) \quad \begin{cases} x = x_0 + s \cdot c_x \\ y = y_0 + s \cdot c_y \\ z = z_0 + s \cdot c_z \end{cases},$$

dove s indica l'ascissa curvilinea misurata sulla traiettoria a partire da P_0 ($s > 0$ per costruzione). Dall'intersezione della retta passante per un generico fototubo e perpendicolare alla traccia, con la traccia stessa, si ricava il valore di s_{min} corrispondente,

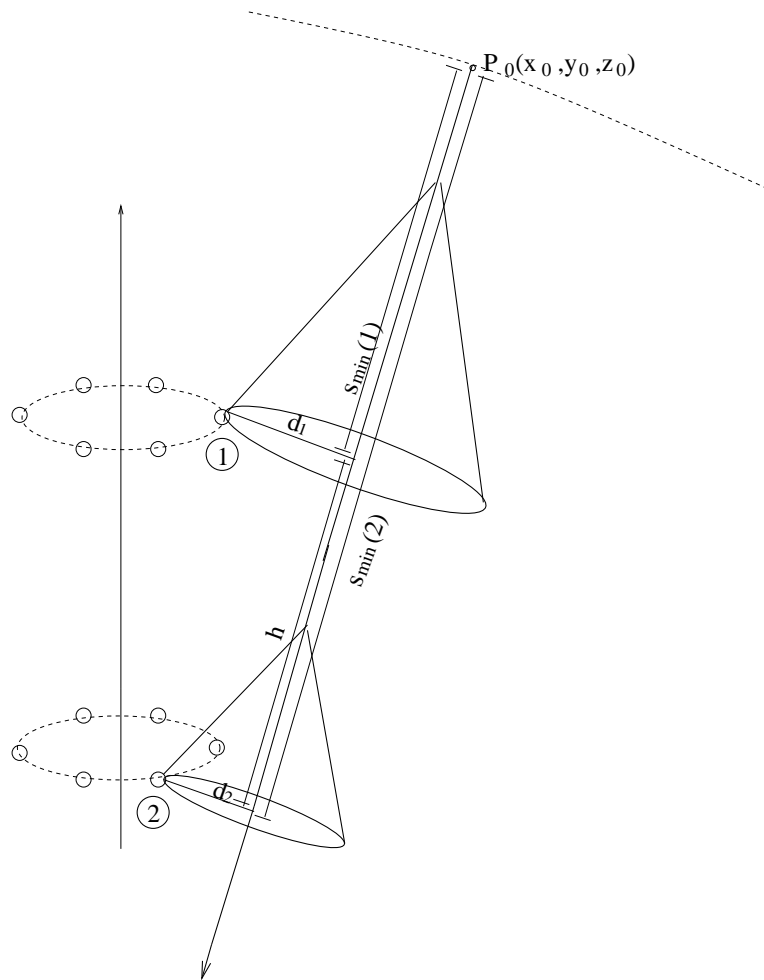


Figura 6.1: *Rappresentazione geometrica della traiettoria di un muone e dei coni Čerenkov emessi al suo passaggio. Sono indicate le quantità importanti per la ricostruzione della traccia e due piani della torre.*

per ogni fototubo, al punto di minima distanza $P_{m,k} \equiv (x_{m,k}; y_{m,k}; z_{m,k})$ tra la traccia del muone e il fototubo stesso:

$$(6.3) \quad s_{min}(i) = (x_{f,i} - x_0) \cdot c_x + (y_{f,i} - y_0) \cdot c_y + (z_{f,i} - z_0) \cdot c_z,$$

da cui otteniamo:

$$h = s_{min}(2) - s_{min}(1) .$$

Le coordinate del punto $P_{m,k}$ saranno allora:

$$\begin{cases} x_{m,k} = x_0 + s_{min(k)} \cdot c_x \\ y_{m,k} = y_0 + s_{min(k)} \cdot c_y \\ z_{m,k} = z_0 + s_{min(k)} \cdot c_z \end{cases} .$$

Conoscendo $s_{min(k)}$ ($k = 1, 2$), possiamo ricavare la distanza di ognuno dei due moduli ottici dalla traccia:

$$(6.4) \quad d_k = \sqrt{(x_{f,k} - x_{m,k})^2 + (y_{f,k} - y_{m,k})^2 + (z_{f,k} - z_{m,k})^2} .$$

Ruotiamo idealmente uno dei due rivelatori, ad esempio il PMT 2, attorno alla traccia, fino a portarlo nel piano contenente l'altro PMT (in questo caso l'1) e la traccia del muone. Nella fig. 6.2 è riportata la nuova situazione riguardante la coppia scelta di moduli ottici.

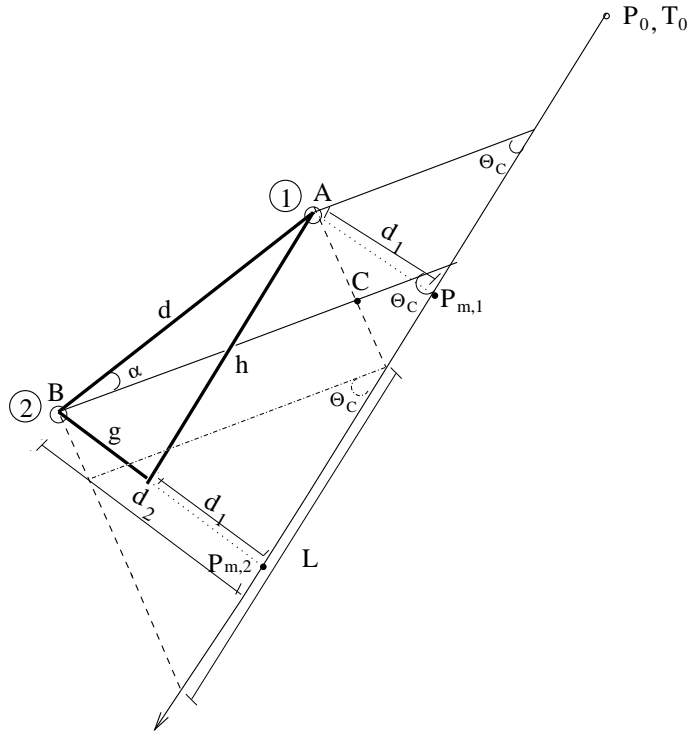


Figura 6.2: *Rappresentazione schematica di una coppia di fototubi dopo la rotazione di uno dei due nel piano che contiene la traiettoria e l'altro PMT.*

La distanza d fra i due fototubi in questo piano è pari a:

$$(6.5) \quad d = \sqrt{h^2 + g^2} ,$$

dove $g = d_2 - d_1$. La quantità d può essere legata direttamente alla differenza di tempo di arrivo della luce Čerenkov. Consideriamo infatti il triangolo rettangolo ABC : si ha che

$$(6.6) \quad d \cos \alpha = L \cos \Theta_C ,$$

in cui Θ_C è l'angolo di apertura del cono di luce Čerenkov. Come già discusso nel par. 5.1.3, assumendo che il muone viaggi ad una velocità prossima a quella della luce ($\beta \simeq 1$) ed essendo l'indice di rifrazione dell'acqua marina alla profondità di 4000 m. pari a $n = 1.35$, si ottiene $\Theta_C = 42.21^\circ$. La lunghezza L misurata sulla traccia può essere legata alla grandezza misurabile sperimentalmente $\Delta t_{1,2}^{sper}$. Infatti, indicando con T_0 un tempo iniziale di riferimento (che possiamo prendere come l'istante di tempo in cui il muone attraversa la sfera di raggio R) e con t_1 e t_2 i tempi di occorrenza dei segnali nei due fotomoltiplicatori, abbiamo che (vedi figura 6.3):

$$(6.7) \quad \begin{aligned} t_1 - T_0 &= \frac{1}{c}(a + d_1 \cdot n) = \frac{1}{c}(a + b) \\ t_2 - T_0 &= \frac{1}{c}(e + d_2 \cdot n) = \frac{1}{c}(e + f) \end{aligned} ,$$

dove a/c (o e/c) indica il tempo che impiega il muone a percorrere il tratto a (e) mentre $d_1/(c/n)$ (o $d_2/(c/n)$) è il tempo che impiega, in acqua, il fotone emesso a raggiungere il PMT 1 (2). Nell'ipotesi che il muone si muova alla velocità della luce, la somma di questi due tempi è pari al tempo che il muone impiega a giungere nel punto H (J), come espresso dall'ultimo membro delle due equazioni 6.7. Facendo la differenza $t_2 - t_1$ (e facciamo notare che, calcolando $\Delta t_{1,2} = t_2 - t_1$, sparisce la dipendenza dal tempo "arbitrario" T_0) otteniamo*:

$$t_2 - t_1 = \frac{1}{c}((e + f) - (a + b)) = \frac{1}{c} \cdot L ,$$

*Nel caso studiato $t_2 > t_1$; in alcune situazioni (a seconda della traiettoria), può invece accadere che $t_2 < t_1$. Vedremo in seguito che, dal calcolo del coseno dell'angolo α , si otterrà anche il segno della $\Delta t_{i,j}$.

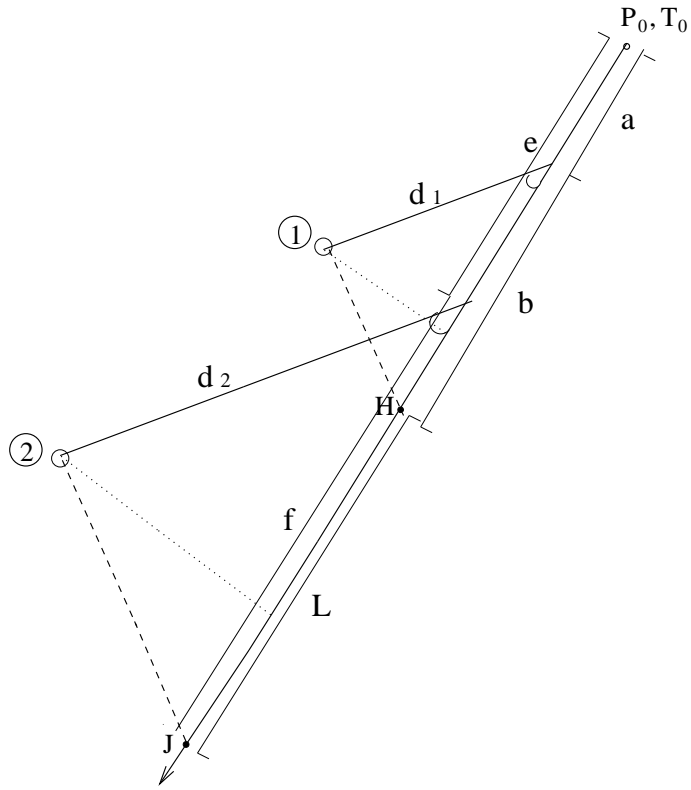


Figura 6.3: *Derivazione della lunghezza L misurata sulla traccia.*

da cui:

$$(6.8) \quad L = c \cdot \Delta t_{1,2} .$$

L'angolo α , nel piano contenente la traccia ed i due PMT dopo la rotazione di uno dei due, è definito come l'angolo compreso tra il prolungamento del segmento (\vec{l}_1) che rappresenta il tragitto compiuto dal fotone per arrivare su uno dei due moduli ottici (indifferentemente o l'uno o l'altro) e il segmento (\vec{l}_2) che unisce i fototubi (vedi fig. 6.4). Quindi:

$$(6.9) \quad \cos \alpha = \frac{\vec{l}_1 \cdot \vec{l}_2}{|\vec{l}_1| |\vec{l}_2|} ;$$

per convenzione, scegliamo il verso di \vec{l}_1 positivo andando dal punto di emissione del fotone al primo PMT e per \vec{l}_2 quello che va dal PMT 1 al PMT 2. Il segno del coseno dà anche il segno della $\Delta t_{1,2}$, permettendo di sapere quale dei due rivelatori è

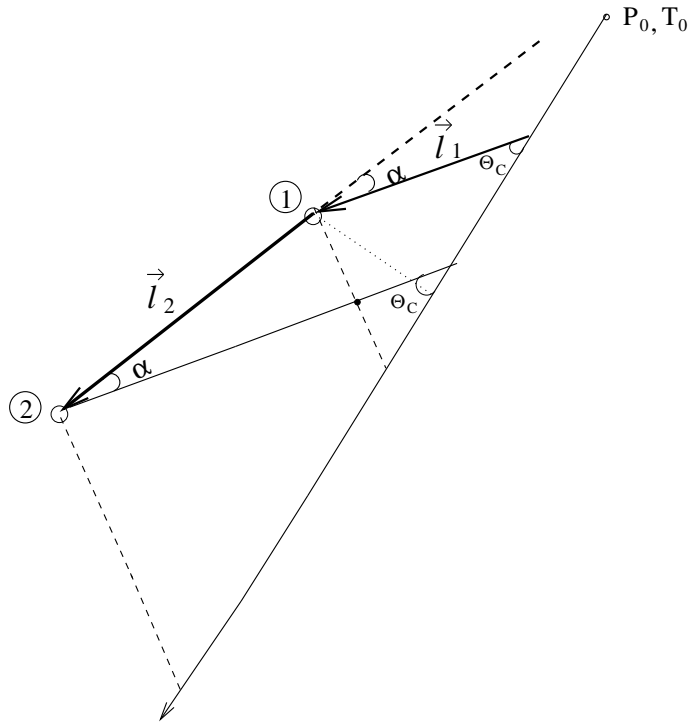


Figura 6.4: Definizione dell'angolo α .

stato colpito per primo. Riportiamo in App. B la descrizione del procedimento che ci permette di calcolare i coseni direttori $c_{\vec{l}_1,x}$, $c_{\vec{l}_1,y}$ e $c_{\vec{l}_1,z}$ dei due vettori \vec{l}_1 ed \vec{l}_2 e l'angolo α . L'espressione finale per $\cos \alpha$ è data da:

$$(6.10) \quad \cos \alpha = c_{\vec{l}_1,x} c_{\vec{l}_2,x} + c_{\vec{l}_1,y} c_{\vec{l}_2,y} + c_{\vec{l}_1,z} c_{\vec{l}_2,z} .$$

Dalla relazione $\Delta t_{i,j} = L/c$ (eq. 6.8) e dalla $d \cos \alpha = L \cos \Theta_C$ (eq. 6.6), tenendo conto delle relazioni che ci permettono di esprimere L e $\cos \alpha$ in funzione dei parametri delle tracce del muone, possiamo costruire una grandezza

$$\Delta t_{i,j}(c_x, c_y, x_0, y_0) = \frac{d \cos \alpha}{c \cos \Theta_C} ,$$

da confrontare con le grandezze $\Delta t_{i,j}^{sper}$ sperimentali. Siamo ora in grado di costruire la variabile del χ^2

$$(6.11) \quad \chi^2 = \sum_{k=1}^N \frac{\left(\frac{d \cos \alpha}{c \cos \Theta_C} - \Delta t_{i,j}^{sper} \right)^2}{\sigma_{i,j}^2} ,$$

da minimizzare facendo variare i parametri della traccia.

6.2 Il flusso di muoni nei pressi del rivelatore.

Una volta stimato il flusso di neutrini da sorgenti extragalattiche, possiamo calcolare il flusso di muoni da essi prodotto tramite interazioni deboli di corrente carica $\nu_\mu N$ (o $\bar{\nu}_\mu N$) (vedi par 5.1.1) con la materia presente attorno (o all'interno) del rivelatore. Per effettuare tale calcolo, è stato utilizzato un software elaborato da L. Perrone [33] nell'ambito del suo lavoro di tesi con il gruppo NESTOR di Firenze. Tale software è in grado di calcolare il flusso di μ^+ e μ^- prodotti da un flusso differenziale di neutrini proveniente da una data sorgente e che segue una legge di potenza del tipo $dN_{\nu+\bar{\nu}_\mu}/dE = KE^{-\alpha}$. Il programma, partendo dai flussi differenziali di neutrini ed antineutrini muonici e tenendo conto della loro probabilità di interazione (funzione di E_ν) e della propagazione dei muoni prodotti nella materia circostante il detector, calcola i flussi di μ^+ e μ^- che giungono in prossimità dell'apparato. In tal modo, fissando la luminosità di una sorgente (alle misure sperimentali di EGRET e WHIPPLE (cap. 1 e 4)) e parametrizzando gli spettri di ν ed $\bar{\nu}_\mu$ in funzione dei possibili indici spettrali α (cap. 4), si può arrivare a previsioni per i flussi di muoni. Nei prossimi paragrafi, tenendo conto delle efficienze di ricostruzione geometriche proprie dell'algoritmo descritto nel paragrafo 6.1 e dei flussi di μ^+ e μ^- aspettati, calcoleremo il numero di eventi osservabili in un anno nell'apparato NESTOR, provenienti da una sorgente γ di alta energia nota (nel nostro caso Markarian 421). Il programma si basa sull'assunzione che i muoni provenienti dalla sorgente siano "osservabili" dal rivelatore solo quando la sorgente è al di sotto dell'orizzonte. In questo modo, richiedendo che il μ osservato sia un "up-going", si riduce di un fattore $\sim 10^5$ il flusso di muoni atmosferici. La posizione della sorgente nel cielo (fissata, in coordinate equatoriali, dalla declinazione δ e dall'ascensione retta α) e la latitudine di NESTOR (pari a 36.63°) determinano il "tempo di esposizione" giornaliero. In fig. 6.5 si può vedere la posizione della sorgente Markarian 421 rispetto allo zenit, durante le 24 ore.

Riportiamo nei grafici 6.6 e 6.7 i flussi differenziali di muoni $dN_{\mu^+ + \mu^-}/dE$ derivanti dai flussi di neutrini (per gli indici spettrali $\alpha = 1$ e $\alpha = 2$ rispettivamente) calcolati per Markarian 421 (vedi cap. 4), dopo aver integrato su un ciclo di osservazione, pari ad un giorno siderale: $T_{cy} = 86160$ sec. Come è evidente dai grafici, un andamento spettrale del tipo E_ν^{-1} (graf. 6.6) favorisce (rispetto al caso E_ν^{-2} (graf. 6.7))

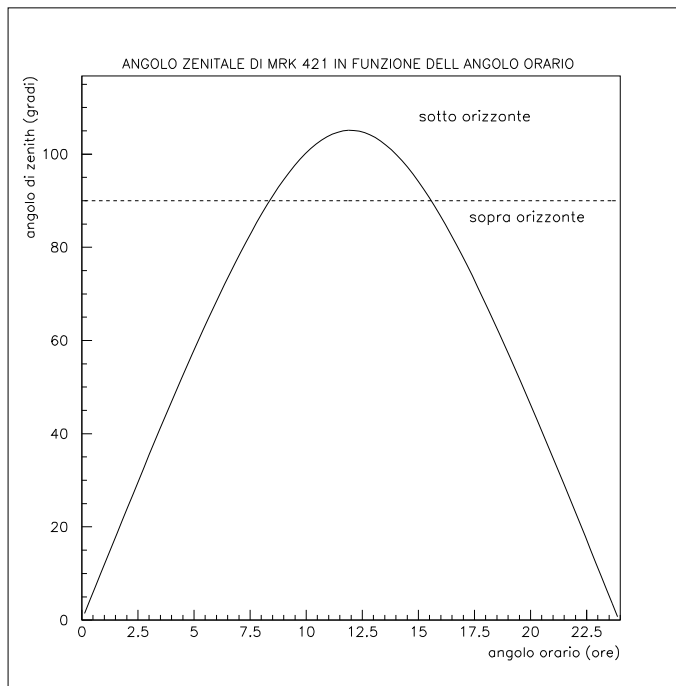


Figura 6.5: *Andamento giornaliero della posizione di Markarian rispetto alla verticale del luogo di osservazione (angolo di zenith).*

eventi con altissima energia dei muoni. Maggiore è E_μ , maggiore è il range dei muoni e quindi la probabilità di osservazione.

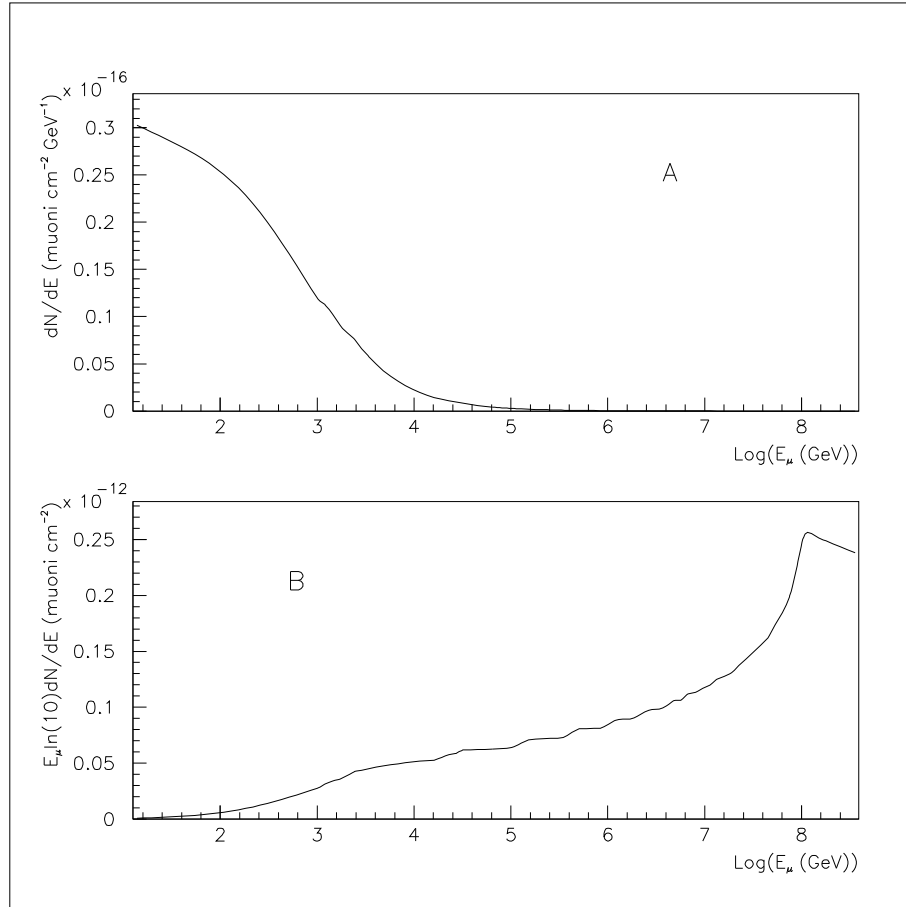


Figura 6.6: A) Flusso di μ^+ e μ^- in funzione dell'energia, originato da un flusso differenziale di neutrini pari a $dN_{\nu+\bar{\nu}_\mu}/dE = 9.2 \times 10^{-17} E^{-1}$ (E in GeV) proveniente dall'AGN Markarian 421 (come calcolato nel capitolo 4). Il flusso è integrato su un ciclo di osservazione (pari a 86160 sec.). B) Lo stesso flusso moltiplicato per E_μ .

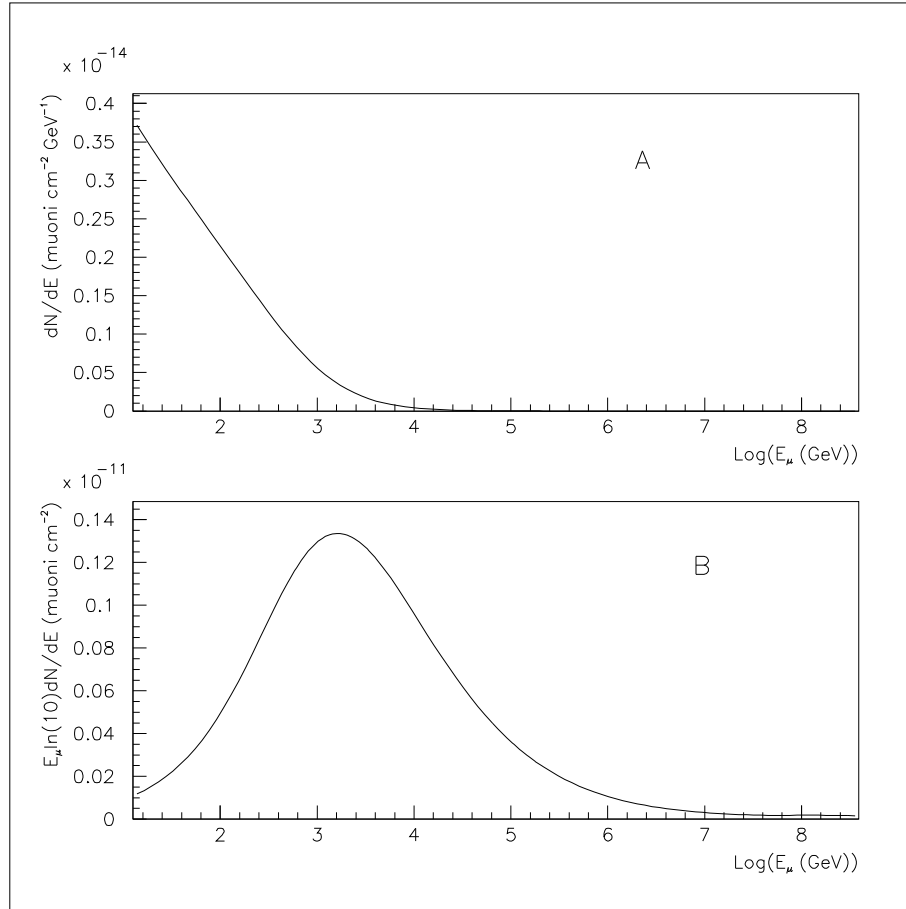


Figura 6.7: A) Flusso di μ^+ e μ^- in funzione dell'energia, originato da un flusso differenziale di neutrini pari a $dN_{\nu+\bar{\nu}_\mu}/dE = 5.0 \times 10^{-9} E^{-2}$ (E in GeV) proveniente dall'AGN Markarian 421 (come calcolato nel capitolo 4). Il flusso è integrato su un ciclo di osservazione (pari a 86160 sec.). B) Lo stesso flusso moltiplicato per E_μ .

6.3 Efficienza nella ricostruzione geometrica degli eventi; area efficace del rivelatore

Per poter stimare il numero di muoni (indotti dal flusso di neutrini provenienti da una sorgente puntiforme extragalattica (nel nostro caso Mrk 421)) ricostruibili con il nostro detector, dobbiamo determinare l'efficienza di ricostruzione ottenibile con l'algoritmo ricavato. Tale efficienza, in generale, è funzione dell'energia del muone (e quindi del neutrino), del suo angolo rispetto all'asse del rivelatore (cioè rispetto all'angolo di zenith) e della distanza dal rivelatore stesso. Per rivelatori estesi come NESTOR non è opportuno parlare di un unico valore di efficienza di ricostruzione (vista la forte dipendenza dall'energia e dalla posizione della traccia rispetto al rivelatore); piuttosto si preferisce parlare di "area efficace" del detector. Per calcolare tale "area efficace" si prendono in considerazione grandi superfici attorno al rivelatore, si considerano flussi di muoni uniformemente distribuiti che le attraversano e si definisce l'area efficace $A_{eff}(\Theta, E_\mu)$ uguale a:

$$(6.12) \quad A_{eff}(\Theta, E_\mu) = A(\Theta) \cdot \frac{\text{Num. muoni ricostruiti}}{\text{Num. muoni generati}} = A(\Theta) \cdot \epsilon_{RIC}(\Theta, E_\mu) ,$$

dove abbiamo indicato con $\epsilon_{RIC} = N_{RIC}/N_{GEN}$ l'efficienza di ricostruzione delle tracce e con $A(\Theta)$ l'area della superficie che circonda il rivelatore proiettata perpendicolarmente alla direzione fissata dall'angolo Θ rispetto alla verticale. Ovviamente, facendo crescere la superficie di generazione molto al di là delle dimensioni del rivelatore, aumenta il numero di muoni generati ma non aumenta il numero di muoni ricostruiti, dando luogo allo stesso valore di A_{eff} .

Per ottenere l'area efficace di NESTOR dall'algoritmo di ricostruzione da me sviluppato nell'ambito di questa tesi, è stata utilizzata una simulazione Monte Carlo di muoni "upward going" aventi diverse energie ($100 \text{ GeV} \leq E_\mu \leq 10^5 \text{ GeV}$) ed uniformemente distribuiti in azimuth e nell'angolo di zenith tra 90° e 180° . Questi muoni simulati vengono generati su di una superficie cilindrica[†] concentrica alla torre

[†]L'espressione di $A(\Theta)$ in questo caso è la seguente:

$$A(\Theta) = \pi R_C^2 \cdot |\cos \Theta| + 2H \cdot R_C \sin \Theta ,$$

dove R_C ed H sono rispettivamente il raggio e l'altezza del cilindro.

di NESTOR, di raggio $R_C = 116 \text{ m.}$ e altezza $H = 420 \text{ m.}$, nel caso di muoni con $E_\mu \leq 10 \text{ TeV}$, e di raggio $R_C = 146 \text{ m.}$ e altezza $H = 480 \text{ m.}$ nel caso di muoni con $E_\mu > 10 \text{ TeV}$. Tale simulazione è stata sviluppata da S. Bottai [9] nell'ambito del suo lavoro di dottorato svolto con il gruppo NESTOR di Roma. Il muone generato secondo una certa direzione e con una certa energia viene seguito lungo tutta la traccia e viene simulata:

- l'emissione di luce Čerenkov
- l'eventuale presenza di particelle secondarie prodotte dal muone
- il cammino dei fotoni emessi
- l'istante di arrivo della luce

fino alla produzione del segnale da parte di un fotomoltiplicatore. Fra le grandezze registrate alla fine della simulazione ci sono, quindi, le ampiezze degli impulsi aspettati da ogni PMT ed i loro tempi di occorrenza.

In fig. 6.8 riportiamo alcuni grafici illustrativi dei risultati ottenuti con il programma di ricostruzione applicato su muoni simulati di 100 GeV di energia. La bontà della ricostruzione è stimabile dalla capacità di ricostruire la direzione della traccia simulata in esame. In fig. 6.8.A mostriamo l'angolo θ (nello spazio) fra la traccia simulata e quella ricostruita. In fig. 6.8.C è riportata la distribuzione dei valori del χ^2 ridotto (χ^2/n , dove n è il numero di gradi di libertà, pari al numero di fototubi accesi in un evento meno il numero di parametri liberi) provenienti dalla minimizzazione. Si noti il gran numero di eventi in cui la traccia è ricostruita con un errore inferiore a 10° e la coda della distribuzione del χ^2 .

Come si evince dai grafici riportati, non tutte le tracce vengono ricostruite bene; in particolare, è evidente che spesso la traccia ricostruita forma un angolo $\theta \sim 80^\circ$ con la traccia simulata. È possibile interpretare tale fatto considerando che tracce che formano un angolo $\theta = 2 \cdot \Theta_C \approx 85^\circ$ fra di loro, danno origine agli stessi tempi di arrivo dei fotoni Čerenkov sui fotomoltiplicatori, come è evidenziato in figura 6.9. Tale ambiguità è presente per ogni traccia qualora si utilizzi, per la luce Čerenkov, l'approssimazione di fronte d'onda piano invece che con curvatura.

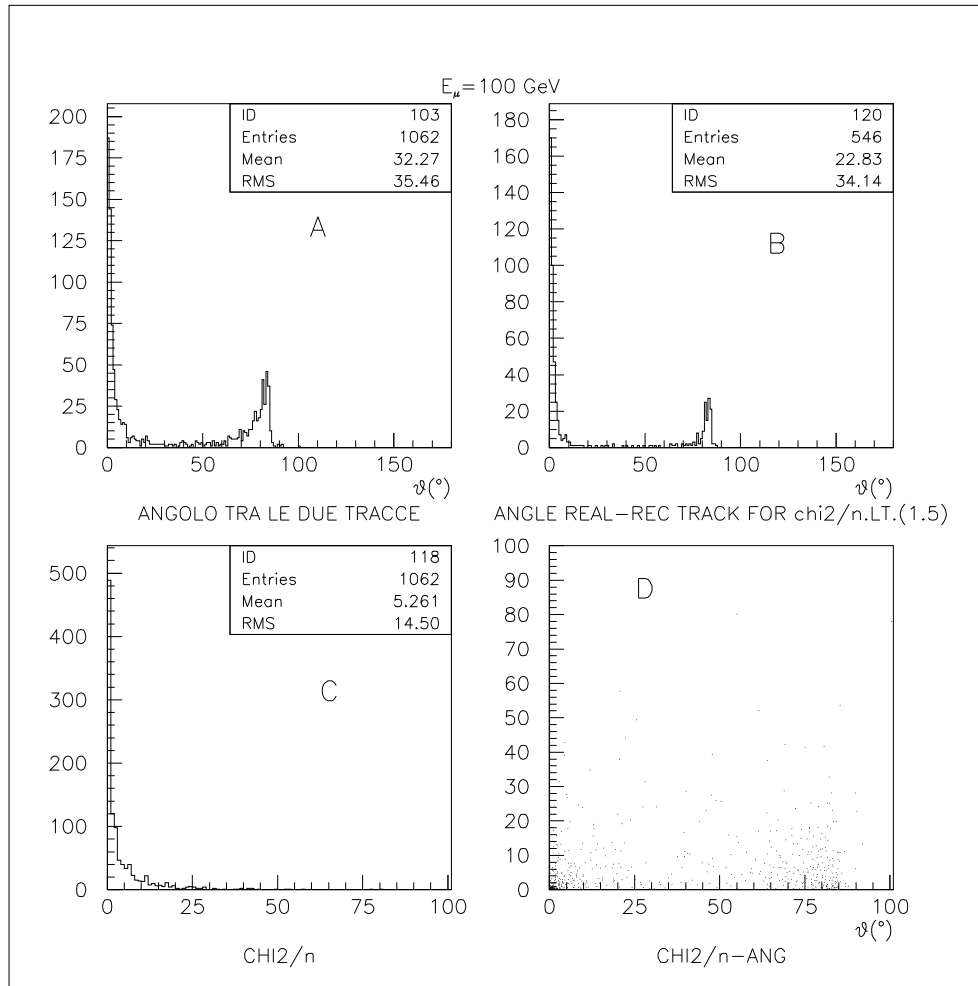


Figura 6.8: Ricostruzioni di eventi con $E_\mu = 100 \text{ GeV}$. Graf. A: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita. Graf. B: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita con taglio a valori $\chi^2/n < 1.5$. Graf. C: Valori del χ^2/n (ottenuti dalla minimizzazione). Graf. D: χ^2/n vs. angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita.

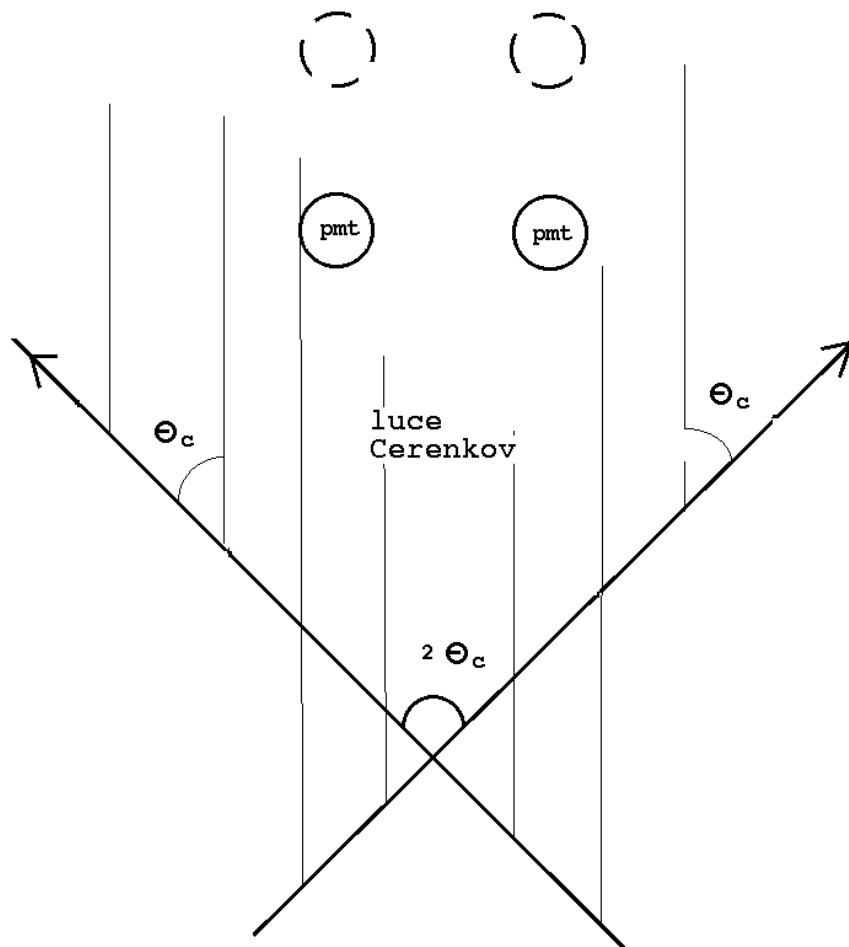


Figura 6.9: *Le due tracce mostrate in figura producono, nell'approssimazione di onda piana, lo stesso fronte d'onda di luce Čerenkov.*

In fig. 6.8.D si mostra il valore del χ^2 verso la differenza tra l'angolo vero e quello ricostruito. In questa figura si nota che valori molto piccoli del χ^2/n si ottengono per $\theta \simeq 0^\circ$ ed anche per $\theta \simeq 80^\circ$. Rigettando gli eventi con $\chi^2/n > 1.5$ si riesce a ridurre il numero di eventi in cui la direzione della traccia è mal ricostruita ed in parte anche gli eventi con $\theta \simeq 80^\circ$. In fig. 6.8.B si mostra la distribuzione in θ per $\chi^2/n \leq 1.5$.

Lo studio della capacità di ricostruire tracce è stato ripetuto per $E_\mu = 300$ GeV, 1 TeV, 10 TeV e 100 TeV ed i risultati ottenuti sono qualitativamente simili a quelli descritti per $E_\mu = 100$ GeV. In fig. 6.10 si mostrano i risultati ottenuti per $E_\mu = 1$ TeV.

Come si nota, la ricostruzione sembra peggiorare all'aumentare dell'energia. Questo sembra essere dovuto al fatto che i muoni più energetici sono accompagnati ("vestiti") da uno sciame di particelle che a loro volta emettono luce Čerenkov, magari con angoli, rispetto alla traccia del muone, diversi da Θ_C . Tali fotoni tendono a "sporcare" i tempi di arrivo della luce sui fototubi, rendendo più difficile la minimizzazione.

Nuovi algoritmi sono attualmente in fase di sviluppo per migliorare la ricostruzione geometrica degli eventi. Si è visto che è possibile ridurre notevolmente gli eventi in cui le tracce sono ricostruite ad 80° da quella vera, mentre più difficile è recuperarli ricostruendo bene la traccia. Ipotizzando quindi che il programma di ricostruzione abbia un comportamento tale e quale a quello descritto nelle figure 6.8 e 6.10 e con in più la capacità di rigettare gli eventi con $\Delta\theta > 5^\circ$ (come si è visto per ottenere ciò bisogna essere in grado di rigettare essenzialmente gli eventi con $\Delta\theta \simeq 80^\circ$), possiamo calcolare l'area efficace di NESTOR usando come efficienze di ricostruzione il rapporto tra i muoni ricostruiti con $\Delta\theta < 5^\circ$ ed i muoni analizzati. Da tali efficienze, quindi, ricaviamo l'area efficace di NESTOR per eventi in cui le tracce siano ricostruite con una accuratezza di 5° . In particolare, quello che abbiamo calcolato sono le aree efficaci mediate sull'angolo di zenith tra 90° e 180° :

$$(6.13) \quad A_{eff} = \langle A(\Theta) \rangle \cdot \epsilon_{RIC} ,$$

dove $\langle A(\Theta) \rangle = 8.9 \times 10^4 \text{ m}^2$ per $E_\mu \leq 10$ TeV e $\langle A(\Theta) \rangle = 13.2 \times 10^4 \text{ m}^2$ per $E_\mu > 10$ TeV. Nella tabella 6.1 riportiamo i valori dell'efficienze di ricostruzione e le

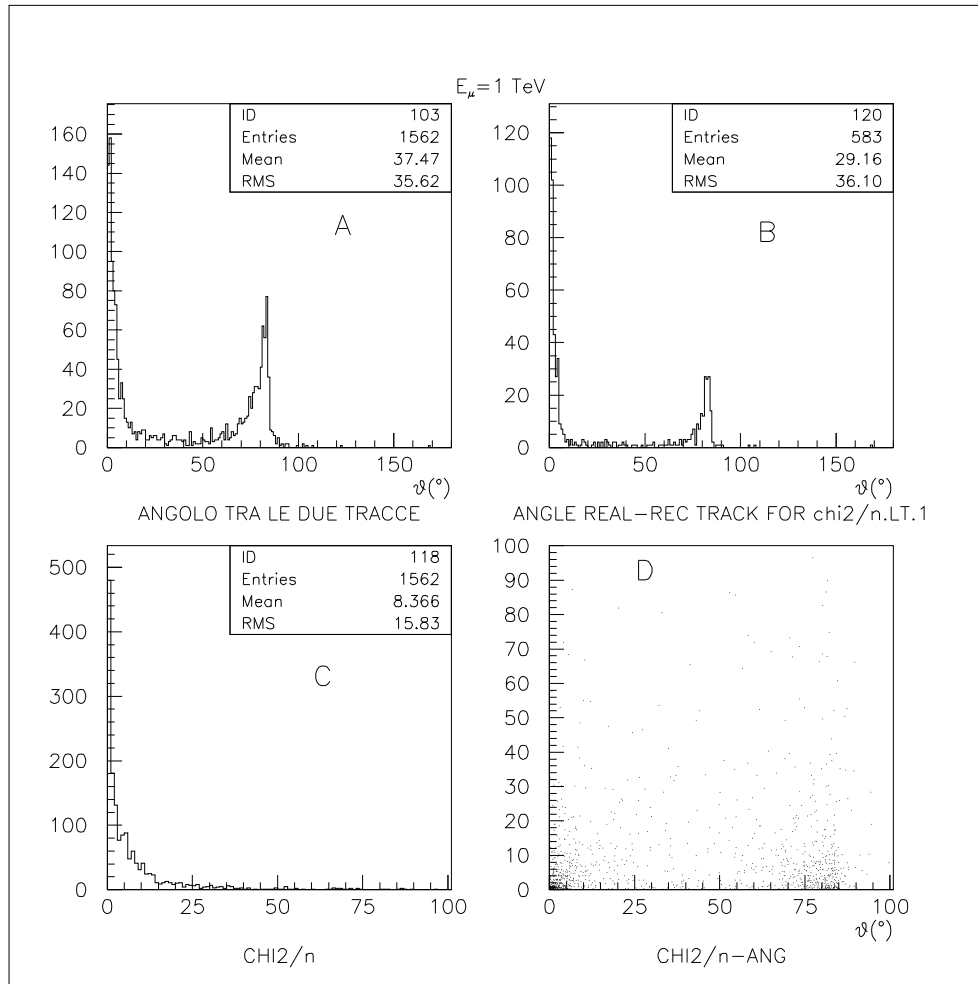


Figura 6.10: Ricostruzioni di eventi con $E_\mu = 1 \text{ TeV}$. Graf. A: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita. Graf. B: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita con taglio a valori $\chi^2/n < 1$. Graf. C: Valori del χ^2/n (ottenuti dalla minimizzazione). Graf. D: χ^2/n vs. angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita.

relative aree efficaci medie per le energie E_μ prese in considerazione nella simulazione. In figura 6.11, invece, è riportato l'andamento dell'area efficace media in funzione dell'energia del muone. Ad energie con $E_\mu \geq 10$ TeV il taglio a valori del χ^2 piccoli non è più efficiente, come si può vedere dai valori delle aree efficaci. Attualmente sono allo studio nuovi tagli che migliorino la ricostruzione alle alte energie.

	$E_\mu = 100$ GeV	$E_\mu = 300$ GeV	$E_\mu = 1$ TeV	$E_\mu = 10$ TeV	$E_\mu = 100$ TeV
$\frac{\text{Muoniricostruiti}}{\text{Muonigenerati}}$	$(7.1 \pm 0.4) \%$	$(8.0 \pm 0.4) \%$	$(6.5 \pm 0.3) \%$	$(7.5 \pm 0.4) \%$	$(5.3 \pm 0.3) \%$
A_{eff}	$(6351 \pm 254)m^2$	$(7045 \pm 282)m^2$	$(5764 \pm 173)m^2$	$(6649 \pm 266)m^2$	$(6986 \pm 396)m^2$

Tabella 6.1: Valori delle percentuali di eventi ricostruiti (con angolo θ nello spazio tra la traccia ricostruita e quella generata $< 5^\circ$) sul numero di eventi generati per le energie del muone prese in considerazione. Sono riportati anche i corrispettivi valori delle aree efficaci medie, calcolate secondo la formula riportata nel testo.

6.4 Il numero di eventi aspettati dall'AGN Mrk 421.

Dato un flusso di muoni indotto da un flusso di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ proveniente da una sorgente puntiforme come Markarian 421, si ha che il numero di eventi aspettato è dato dal prodotto dell'area efficace per il flusso differenziale di μ^+ e μ^- . È chiaro, quindi, che il numero di tracce "visibili" provenienti da una data sorgente dipende direttamente dalla capacità del rivelatore di rivelare e ricostruire le tracce prodotte nelle interazioni neutrino-nucleone con la materia circostante il detector, e quindi dall'area efficace. Maggiore è l'area efficace, maggiore è la probabilità di osservare un AGN (sempre che questo emetta neutrini).

Per calcolare il numero di eventi da Mrk 421 è necessario conoscere l'andamento di A_{eff} non solo in funzione dell'energia, (visto alla fine del precedente paragrafo), ma anche in funzione dell'angolo zenitale Θ . Questo perchè, come detto in precedenza, l'efficienza di ricostruzione dipende dall'angolo di provenienza rispetto alla verticale

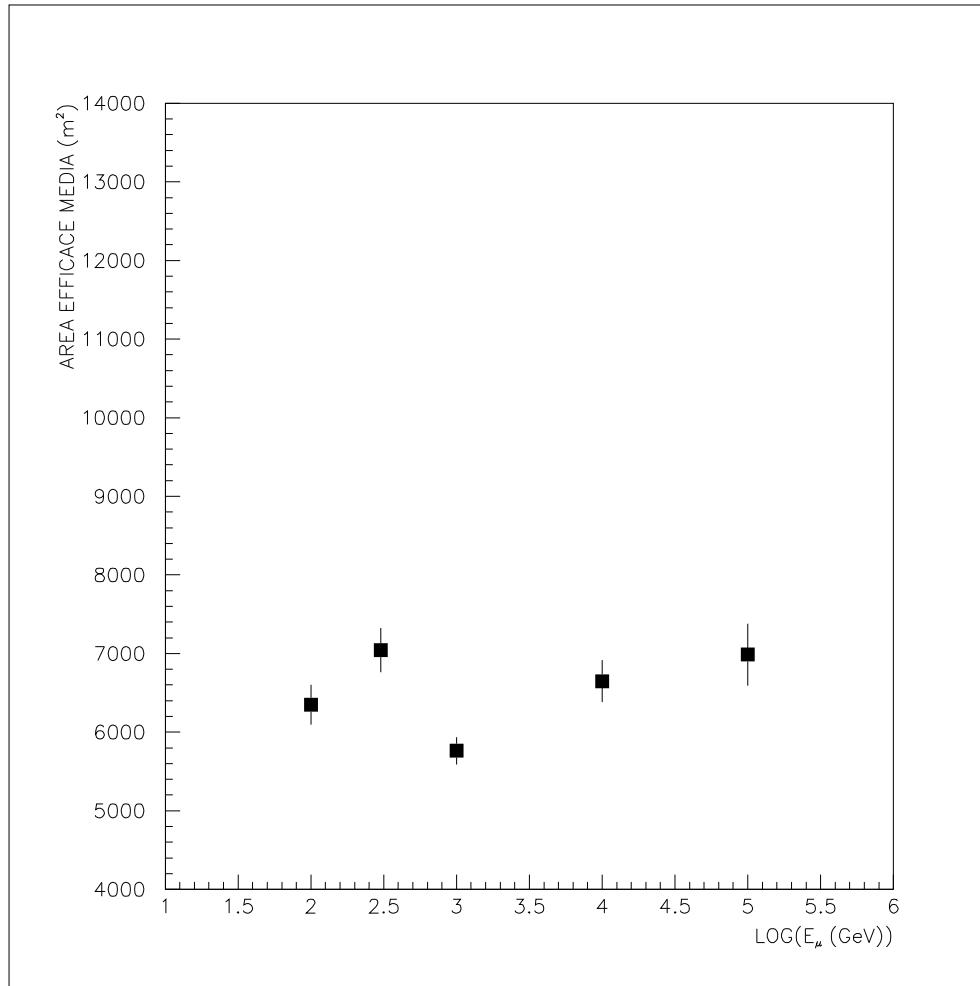


Figura 6.11: Aree efficaci medie per eventi ricostruiti entro 5° dalla traccia simulata. La media è stata effettuata su una distribuzione uniforme in Θ .

del muone. La sorgente, durante il tempo di osservazione, si muove entro un certo intervallo di valori dell'angolo di zenith, che dipende dalla declinazione della sorgente stessa e dalla latitudine del luogo di osservazione (vedi par. 6.2). Definiamo l'area efficace in funzione di E_μ e di Θ uguale a:

$$(6.14) \quad A_{eff}(\Theta, E_\mu) = A_{eff}(E_\mu) \frac{\epsilon_{RIC}(\Theta, E_\mu = 1 \text{ TeV})}{\frac{1}{\pi/2} \int_{\pi/2}^{\pi} \epsilon_{RIC}(\Theta, E_\mu = 1 \text{ TeV}) d\Theta} ,$$

dove $A_{eff}(E_\mu)$ è l'andamento dell'area efficace media in funzione dell'energia ottenuto interpolando i valori graficati in fig. 6.11, mentre $\epsilon_{RIC}(\Theta, E_\mu = 1 \text{ TeV})$ è l'efficienza di ricostruzione in funzione dell'angolo zenitale calcolata per $E_\mu = 1 \text{ TeV}$. Abbiamo assunto, in prima approssimazione, che l'andamento di $\epsilon_{RIC}(\Theta)$ sia simile anche alle altre energie considerate. In figura 6.12 rappresentiamo la frazione di eventi ($\epsilon_{RIC}(\Theta, E_\mu = 1 \text{ TeV})$) ricostruiti con un errore massimo di 5° (angolo nello spazio con la traccia vera), come funzione dell'angolo vero della traccia rispetto allo zenith. Ogni bin angolare del grafico 6.12 dà quindi la percentuale di eventi ricostruiti aventi un angolo zenitale generato compreso in quell'intervallo.

Una volta ricavata la funzione $A_{eff}(\Theta, E_\mu)$, possiamo calcolare il numero di eventi aspettato in un giorno di osservazione (durata pari a $T_{cy} = 86160 \text{ sec.}$) e nell'intervallo di energia compreso tra 100 GeV e 10^8 GeV :

$$(6.15) \quad \begin{aligned} N_{EV} &= \int_0^{T_{cy}} \int_{E_{min}}^{E_{max}} A_{eff}(\Theta(t), E_\mu) \frac{d^2 N_\mu(\Theta(t), E_\mu)}{dt dE_\mu} dt dE_\mu = \\ &= \int_0^{T_{cy}} \int_{E_{min}}^{E_{max}} A_{eff} \frac{\epsilon(\Theta, E_\mu = 1 \text{ TeV})}{\frac{1}{\pi/2} \int_{\pi/2}^{\pi} \epsilon(\Theta, E_\mu = 1 \text{ TeV}) d\Theta} \frac{d^2 N_\mu(\Theta(t), E_\mu)}{dt dE_\mu} dt dE_\mu \end{aligned}$$

Se vogliamo gli eventi in un anno basta moltiplicare per la durata dell'anno siderale che è pari a $365,2564$ giorni solari medi $\simeq 3.156 \times 10^7 \text{ sec.}$.

Dai flussi differenziali di muoni ricavati nel paragrafo 6.2 e corrispondenti ai due flussi di neutrini e antineutrini ricavati nel capitolo 4, ricaviamo, per i due andamenti spettrali estremi presi in esame, una previsione del numero di eventi misurabili da NESTOR in un anno. In particolare:

$$\frac{dN_{\nu+\bar{\nu}}}{dE} = 5.0 \times 10^{-12} E^{-2} \longrightarrow N_{EV} \simeq 0.03 \text{ eventi/anno} ,$$

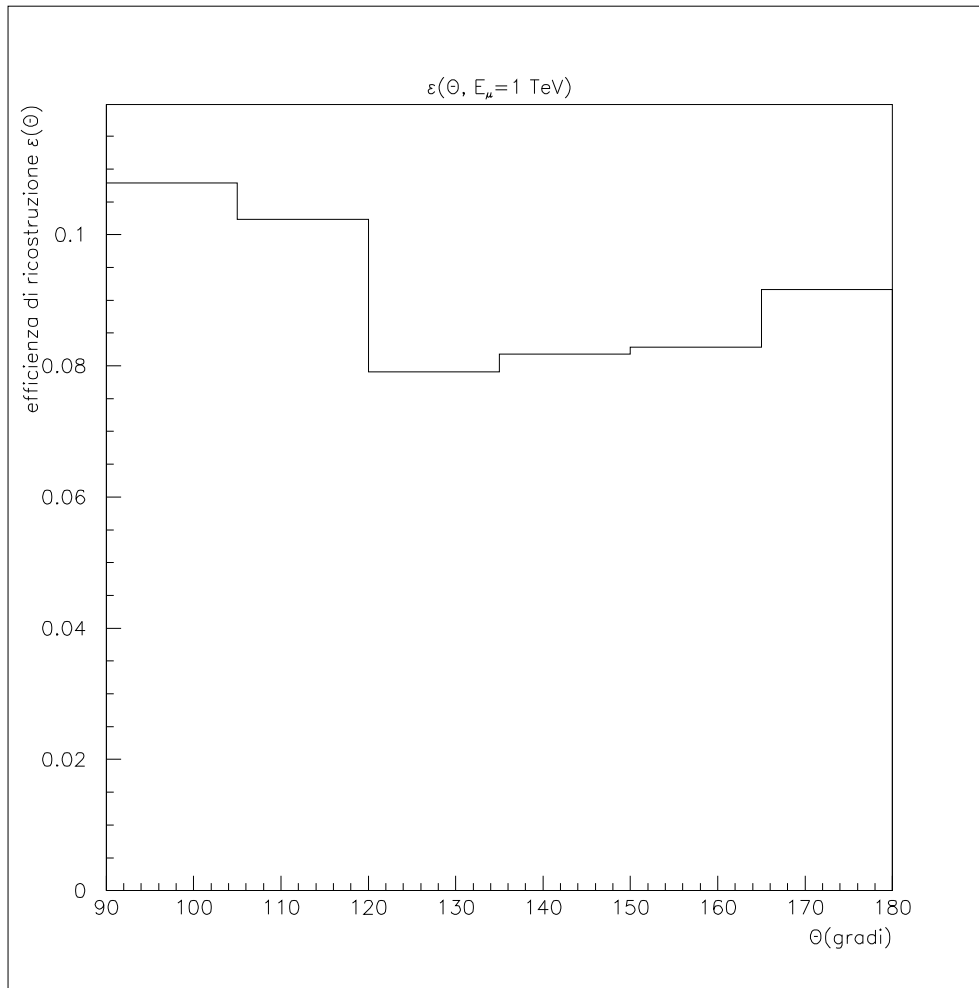


Figura 6.12: *Efficienza di ricostruzione in funzione dell'angolo di zenith Θ per muoni con $E_\mu = 1 \text{ TeV}$. ($\Theta = 90^\circ = \text{muoni orizzontali}$).*

e per:

$$\frac{dN_{\nu+\bar{\nu}}}{dE} = 9.2 \times 10^{-17} E^{-1} \longrightarrow N_{EV} \simeq 4 \times 10^{-3} \text{ eventi/anno} .$$

Riteniamo che queste stime possono risultare errate entro un ordine di grandezza. Il numero di eventi da sorgenti puntiformi così calcolato, va confrontato con il numero di eventi con muoni "up-going" rivelati nell'apparato e dovuti a neutrini atmosferici. Tale numero è stato stimato dalla collaborazione NESTOR ed è compreso tra 1 e 5 eventi per ogni celletta angolare $d\theta$, $d\phi$ con 5° di apertura. Ciò dimostra che un rivelatore con area efficace pari a $\sim 10^4 \text{ m}^2$, non è in grado di rivelare sorgenti

puntiformi di neutrini di alta energia. L'apparato è comunque in grado di rivelare muoni di altissima energia ($\sim 100 - 1000$ TeV) dove non ci si aspetta un contributo da neutrini atmosferici. Tali segnali sono aspettati come "fondo diffuso" di neutrini di alta energia e alcune stime [2] prevedono che un apparato come NESTOR, in un anno, potrebbe osservare qualche decina di muoni con $E_\mu > 1$ TeV.

Appendice A

Decadimento μ^+ e spettro di neutrini $\bar{\nu}_\mu$ e ν_e

In questa appendice illustreremo in che modo, con una simulazione effettuata tramite tecniche di Montecarlo, abbiamo calcolato gli spettri in energia dei neutrini originati nel decadimento:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu .$$

Come conseguenza della non conservazione della parità, i muoni provenienti dal decadimento dei pioni sono fortemente polarizzati: sinistrorsi quelli dal decadimento del π^+ e destrorsi quelli dal π^- . Nel sistema del muone a riposo, la distribuzione in funzione dell'energia e dell'angolo di emissione è data da [29]:

$$(6.16) \quad \frac{dn}{dx d\Omega} = \frac{1}{4\pi} [f_0(x) - f_1(x) \cos \theta] ,$$

dove $x \equiv 2E_l^*/m_\mu$ è la frazione di energia disponibile (m_μ) trasportata dal leptone l ($l = e^+, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$) nel sistema in cui il μ è fermo ($0 \leq x \leq 1$) e θ è l'angolo fra il leptone e lo spin del muone. L'equazione 6.16 è valida anche per l'elettrone nell'approssimazione che la sua massa ($m_e \simeq 0.5 \text{ MeV}$) sia trascurabile rispetto a quella del muone ($m_\mu \simeq 105 \text{ MeV}$). Le funzioni $f_0(x)$ e $f_1(x)$ per l'antineutrino muonico e per il positrone sono pari a:

$$(6.17) \quad \begin{aligned} f_0(x) &= 2x^2(3 - 2x) \\ f_1(x) &= 2x^2(1 - 2x) \end{aligned} ,$$

mentre per il neutrino elettronico si ha:

$$(6.18) \quad \begin{aligned} f_0(x) &= 12x^2(1 - x) \\ f_1(x) &= 12x^2(1 - 2x) \end{aligned} .$$

Nel sistema del laboratorio l'equazione 6.16 diviene:

$$(6.19) \quad \frac{dn}{dy} = \frac{1}{\beta_\mu} [g_0(y, \beta_\mu) - P_\mu g_1(y, \beta_\mu)] ,$$

in cui

$$y \simeq \frac{E_l}{E_\mu} = x(1 + \beta_\mu \cos \theta_l)$$

è la frazione di energia del leptone l nel sistema dell'osservatore e

$$(6.20) \quad P_\mu = \frac{1}{\beta_\mu} \left(\frac{2E_\pi(m_\mu/m_\pi)^2}{E_\mu(1 - (m_\mu/m_\pi)^2)} - \frac{1 + (m_\mu/m_\pi)^2}{1 - (m_\mu/m_\pi)^2} \right) (\equiv \cos \theta_\pi) ;$$

$\pm P_\mu$ rappresenta la proiezione dello spin del muone lungo la sua direzione di moto nel laboratorio mentre θ_π è l'angolo fra il pione genitore e la direzione di volo del muone. Se il muone è prodotto in avanti nel sistema del pione a riposo ($\theta_\pi^* = 0^\circ$) allora per pioni relativistici $E_\mu \equiv E_\pi$ (vedi eq. 4.17) e quindi segue dalla 6.20 $P_\mu = -1$, mentre, se il muone è prodotto all'indietro ($\theta_\pi^* = 180^\circ$), $E_\mu = (m_\mu/m_\pi)^2 \times E_\pi$ e $P_\mu = +1$. Per $\beta_\mu \rightarrow 1$ (che è valido nella nostra trattazione) abbiamo:

$$(6.21) \quad \begin{aligned} g_0(y) &= \frac{5}{3} - 3y^2 + \frac{4}{3}y^3 \\ g_1(y) &= \frac{1}{3} - 3y^2 + \frac{8}{3}y^3 \end{aligned} ,$$

per $\bar{\nu}_\mu$ e per e^+ , mentre per ν_e si ha:

$$(6.22) \quad \begin{aligned} g_0(y) &= 2 - 6y^2 + 4y^3 \\ g_1(y) &= -2 + 12y - 18y^2 + 8y^3 \end{aligned} ,$$

Generando l'energia y secondo la distribuzione 6.19 e moltiplicandola per l'energia del muone, E_μ , ottenuto dal decadimento del π^+ , abbiamo ricavato le distribuzioni in energia di $\bar{\nu}_\mu$ e ν_e riportate nel capitolo 4.

Appendice B

Calcolo del coseno dell'angolo α presente nell'algoritmo di ricostruzione

In questa appendice calcoleremo l'espressione per il coseno dell'angolo α che entra nell'algoritmo di ricostruzione discusso nel capitolo 6. In figura 6.13 raffiguriamo nuovamente la situazione presa in esame in precedenza: due fototubi, di coordinate rispettivamente $P_1 \equiv (x_1, y_1, z_1)$ e $P_2 \equiv (x_2, y_2, z_2)$, insieme alla traccia del muone, identificata dal punto di entrata $P_0 \equiv (x_0, y_0, z_0)$ nella sfera immaginaria che circonda il rivelatore e dai coseni direttori c_x, c_y, c_z . Il PMT 2 viene ruotato attorno alla traccia fino a giungere nel punto A, che si trova sul piano contenente la traccia e l'altro PMT. Ricordiamo che l'angolo α è definito come l'angolo compreso tra il prolungamento del segmento (\vec{l}_1) che rappresenta il tragitto compiuto dal fotone per arrivare su uno dei due moduli ottici (indifferentemente o l'uno o l'altro) e il segmento (\vec{l}_2) che unisce i fototubi dopo la rotazione. Quindi si ha che:

$$(6.23) \quad \cos \alpha = \frac{\vec{l}_1 \cdot \vec{l}_2}{|\vec{l}_1||\vec{l}_2|} .$$

Per effettuare il prodotto scalare tra i vettori \vec{l}_1 e \vec{l}_2 , abbiamo bisogno di conoscere le coordinate del punto A che rappresentano la nuova posizione del PMT 2 dopo la rotazione. Queste si ottengono intersecando il piano normale π alla traccia e contenente il PMT 2. Consideriamo la circonferenza giacente sul piano π e con centro nel punto W in cui la traccia interseca il piano stesso. Siano A e B i punti in cui la suddetta circonferenza interseca il piano definito dalla traccia del muone e da \vec{l}_1 . A e

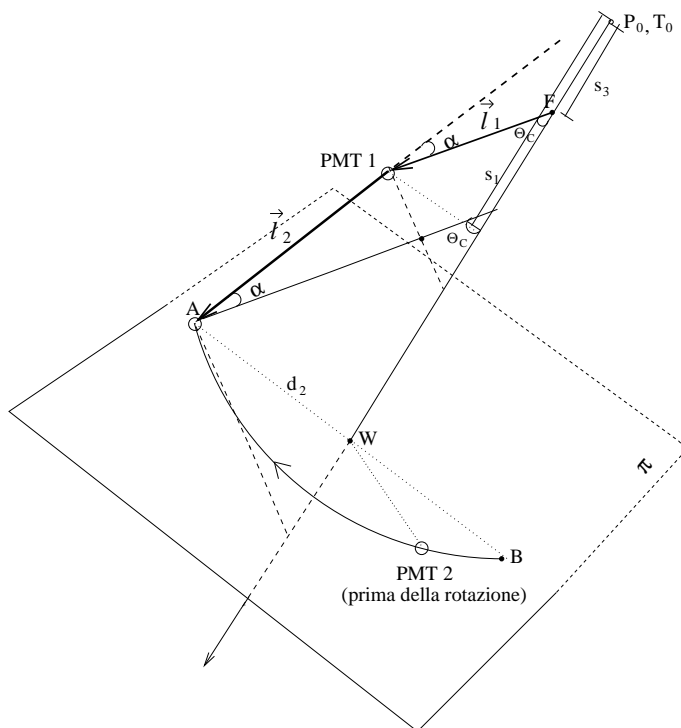


Figura 6.13: *Definizione dell'angolo α .*

B sono i punti in cui far "ruotare" il PMT 2 onde applicare l'algoritmo geometrico di ricostruzione descritto nel capitolo 6. Sceglieremo fra i due punti quello più vicino al PMT 1. Nel nostro caso,

$$PMT\ 2(A) - PMT\ 1(\equiv d) < PMT\ 2(B) - PMT\ 1 ,$$

dove $d(\equiv |\vec{l}_2|)$ è la distanza tra i due fototubi dopo la rotazione del secondo (così come calcolata nel par. 6.1). Una volta note le coordinate del punto A (x_A, y_A, z_A) , possiamo calcolare i coseni direttoridi \vec{l}_2 :

$$(6.24) \quad \begin{cases} c_{\vec{l}_2, x} = x_2 - x_A \\ c_{\vec{l}_2, y} = y_2 - y_A \\ c_{\vec{l}_2, z} = z_2 - z_A \end{cases} .$$

Indichiamo con F quel punto della traccia del muone da cui può essere emesso un cono d'apertura Θ_C che tocchi il PMT 1, $F \equiv (x_F = x_0 + s_3 \cdot c_x; y_F = y_0 + s_3 \cdot c_y; z_F = z_0 + s_3 \cdot c_z)$, dove $s_3 = s_1 - |\vec{l}_1| \cos \Theta_C$. Note le coordinate del punto F sulla traccia,

possiamo ora calcolare i coseni direttori di \vec{l}_1 :

$$(6.25) \quad \begin{cases} c_{\vec{l}_1,x} = x_F - x_1 \\ c_{\vec{l}_1,y} = y_F - y_1 \\ c_{\vec{l}_1,z} = z_F - z_1 \end{cases} .$$

Dai i coseni direttori dei due vettori si ricava infine:

$$(6.26) \quad \cos \alpha = c_{\vec{l}_1,x} c_{\vec{l}_2,x} + c_{\vec{l}_1,y} c_{\vec{l}_2,y} + c_{\vec{l}_1,z} c_{\vec{l}_2,z} .$$

Bibliografia

- [1] F. Halzen, in: *The VIIIth Rencontres de Blois, "Neutrinos, Dark Matter and the Universe"*, Blois, Francia (1996), pag. 159; in: *Neutrino 96*, Helsinki, Finland (1996), pag. 503.
- [2] T. K. Gaisser, F. Halzen e T. Stanev, *Physics Reports* **258** (1995) 173.
- [3] C. von Montigny et al., *Astrophys. J.* **440** (1995) 525.
- [4] M. Punch et al., *Nature* **358** (1992) 477.
- [5] J. Quinn et al., *Astrophys. J.* **456** (1996) L83.
- [6] A. Bottino, N. Fornengo, G. Mignola e L. Moscoso, *Astroparticle Phys.* **3** (1995) 65.
- [7] F.W. Stecker e M.H. Salamon, e-print astro-ph/9501064 pubblicato in: *TeV Gamma-ray Astrophys.* (1994) 341.
- [8] F. Halzen e E. Zas, *Astrophys. J.* **488** (1997) 669 (e-print astro-ph/9702193).
- [9] S. Bottai: *"Ricerca indiretta di materia oscura con il rivelatore NESTOR. Studio di fattibilità"*, Tesi di Dottorato di Ricerca in fisica, Università degli Studi di Roma "La Sapienza", Gennaio 1998.
- [10] S. Bottai, in: *Proceedings of the 25th International Cosmic Ray Conference*, Durban, Sudafrica (1997), Vol. **7**, pag. 57.
- [11] S.W. Barwick, in: *Proceedings of the 25th International Cosmic Ray Conference*, Durban, Sudafrica (1997), Vol. **7**, pag. 1.

- [12] F.W. Stecker, O.C. De Jager e M.H. Salamon, *Astrophys. J.* **390** (1992) L49.
- [13] F.W. Stecker e O.C. De Jager, e-print astro-ph/9608072 accettato per la pubblicazione in *Astrophys. J.*.
- [14] D. Kazanas, in: *Proceedings of the 2nd NESTOR International Workshop*, Pylos, Grecia (1992), pag. 20.
- [15] S.L. Shapiro, S.A. Teukolsky, *White Dwarfs, Neutron Stars, Black Holes: The Physics of Compact Objects* Wiley (1983).
- [16] D. Kazanas, D.C. Ellison, *Astrophys. J.* **304** (1986) 178.
- [17] K. Mannheim, e-print astro-ph/9512149 sottomesso a *Rev. Mod. Astron.* (1995).
- [18] G.B. Rybicki e A.P. Lightman, *Radiative Process in Astrophysics*, Cambridge University Press (1979).
- [19] V.L. Ginzburg, *The Astrophysics of Cosmic Rays* (1967) 55.
- [20] K. Mannheim, in: *Proceedings of the Heidelberg Workshop on Gamma-ray emitting AGN*, (1996) 16.
- [21] C.D. Dermer, R. Schlickeiser, *Astrophys. J.* **416** (1993) 458.
- [22] L. Maraschi, G. Ghisellini, A. Celotti, *Astrophys. J.* **397** (1992) L5.
- [23] K. Mannheim, *Astron. Astrophys.* **269** (1993) 67.
- [24] A.P. Szabo e R.J. Protheroe, *Astroparticle Phys.* **2** (1994) 375.
- [25] D.B. Sanders et al., *Astrophys. J.* **347** (1989) 29.
- [26] K. Mannheim e P.L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **221** (1989) 211.
- [27] K. Mannheim, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 2408 (e-print astro-ph/9306005).
- [28] Y. C. Lin et al., *Astrophys. J.* **401** (1992) L61.
- [29] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).

- [30] A. Capone, in: *Proceedings of the 25th International Cosmic Ray Conference*, Durban, Sudafrica (1997), Vol. **7**, pag. 49.
- [31] E. Anassontzis, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 349** (1994) 242.
- [32] *MINUIT: Function Minimization and Error Analysis* Long Writeup D506 (CERN Program Library)
- [33] L. Perrone: "*Studio dell'interazione di neutrini extragalattici con la materia: propagazione dei muoni indotti e loro rivelazione mediante l'apparato NESTOR*", Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Firenze, A.A 1996/97.

Elenco delle figure

1.1	<i>Flusso dei raggi cosmici di alta energia dopo la moltiplicazione per un fattore $E^{2.75}$. La freccia intorno ai 1000 TeV indica il "ginocchio" dello spettro.</i>	2
1.2	<i>Spettri multibanda di alcune sorgenti rivelate da EGRET (partendo dall'alto: 3C 273, 3C 279 e Mrk 421). Sulla sinistra è riportata la densità di flusso F_ν in mJy vs. $\log \nu$, mentre sulla destra viene riportato νF_ν vs. $\log \nu$ da cui si può stimare il contributo delle diverse bande spettrali all'energia totale rivelata. Le osservazioni in diverse bande non sono simultanee.</i>	9
1.3	<i>Spettro, secondo una legge di potenza del tipo E^{-2}, di Mrk 421. Sono riportati i dati di EGRET e WHIPPLE ed è calcolato l'assorbimento per $E > 1$ TeV.</i>	10
2.1	<i>Distribuzione dell'energia emessa da 3 AGN lungo tutto lo spettro elettromagnetico.</i>	12
2.2	<i>Raffigurazione di un nucleo galattico attivo con il buco nero centrale ed i jet di plasma interagenti con il gas che circonda il nucleo.</i>	14
2.3	<i>Accelerazione di una particella all'interno di due muri che si muovono l'uno verso l'altro. I muri rappresenterebbero il fronte dell'onda d'urto che investe la particella.</i>	21
3.1	<i>Schematizzazione dell'emissione di un fotone gamma da un pacchetto di particelle in moto all'interno del jet. In questo caso è un fotone proveniente dal disco di accrescimento che interagisce o con un protone o con un elettrone presenti all'interno del pacchetto.</i>	28

4.1	<i>Gli andamenti spettrali assunti per i protoni e i due andamenti limite per i fotoni.</i>	32
4.2	<i>Diagramma a blocchi della simulazione Monte Carlo per la foto-produzione di mesoni e il loro successivo decadimento.</i>	34
4.3	<i>Andamento della sezione d'urto per la reazione $p\gamma$ in funzione dell'energia del centro di massa.</i>	36
4.4	<i>Andamenti spettrali dei protoni che hanno portato alla formazione della risonanza Δ^+: i due grafici sono relativi a protoni che interagiscono con gas di fotoni con andamenti spettrali pari a E^{-1} (A) o E^{-2} (B).</i>	37
4.5	<i>Decadimento della Δ^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.</i>	38
4.6	<i>Spettro del pione carico π^+ nei due casi: fotoni bersaglio caratterizzati da uno spettro del tipo E_γ^{-1} (grafici A e B) e da uno spettro tipo E^{-2} (grafici C e D). Nei grafici B e D si riporta l'energia frazionaria E_π/E_p.</i>	40
4.7	<i>Decadimento del π^+ nel sistema di riferimento in cui è a riposo.</i>	41
4.8	<i>Spettro ν_μ per fotoni bersaglio E^{-1} (graf. A). Sono riportate anche le quantità E_ν/E_p (graf. B) e E_ν/E_π (graf. C), utili per un controllo della correttezza della cinematica.</i>	43
4.9	<i>A): spettro ν_μ per fotoni bersaglio E^{-2}; B): E_ν/E_p; C): E_ν/E_π.</i>	44
4.10	<i>A): spettro μ^+ per fotoni bersaglio E^{-1}; B): E_μ/E_p; C): E_μ/E_π.</i>	45
4.11	<i>A): spettro μ^+ per fotoni bersaglio E^{-2}; B): E_μ/E_p; C): E_μ/E_π.</i>	46
4.12	<i>A): spettro $\bar{\nu}_\mu$ per fotoni bersaglio E^{-1}; B): $E_{\bar{\nu}}/E_p$; C): $E_{\bar{\nu}}/E_\mu$.</i>	48
4.13	<i>A): spettro $\bar{\nu}_\mu$ per fotoni bersaglio E^{-2}; B): $E_{\bar{\nu}}/E_p$; C): $E_{\bar{\nu}}/E_\mu$.</i>	49
4.14	<i>A): spettro ν_e per fotoni bersaglio E^{-1}; B): E_{ν_e}/E_p; C): E_{ν_e}/E_μ.</i>	50
4.15	<i>A): spettro ν_e per fotoni bersaglio E^{-2}; B): E_{ν_e}/E_p; C): E_{ν_e}/E_μ.</i>	51
4.16	<i>Decadimento del π^0 nel sistema di riferimento in cui è a riposo.</i>	52
4.17	<i>Spettro del π^0 in funzione dell'energia e di E_π/E_p per fotoni bersaglio del tipo $E_{\gamma\text{-bers.}}^{-1}$ (graf. A) e B)) e per fotoni bersaglio del tipo $E_{\gamma\text{-bers.}}^{-2}$ (graf. C) e D)). Il numero di entrate è appropriatamente il doppio delle entrate nei grafici riguardanti il π^+, come richiede il rapporto tra i due canali di reazione alla risonanza.</i>	53

4.18	<i>Spettri dei fotoni emessi dal decadimento del π^0, ottenuti sommando gli spettri relativi ai fotoni γ_1 e γ_2 emessi in direzioni opposte, per fotoni bersaglio E^{-1} (grafici A) e per fotoni bersaglio E^{-2} (grafici B). Nei grafici B1, B2 e C1, C2 sono riportate, rispettivamente, le quantità E_γ/E_p e E_γ/E_{π^0}.</i>	54
4.19	<i>Flusso differenziale di $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. A) $dN_{\nu+\bar{\nu}}/dE = 9.2 \times 10^{-17} E^{-1}$; B) $dN_{\nu+\bar{\nu}}/dE = 5.0 \times 10^{-12} E^{-2}$.</i>	58
5.1	<i>Flusso atteso dei muoni atmosferici e dei muoni indotti da neutrini atmosferici in funzione dell'angolo zenitale. In ordinate viene riportato il numero di eventi per anno e per grado.</i>	61
5.2	<i>Schematizzazione dei possibili processi che portano alla formazione di un muone rivelabile tramite un apparato sottomarino o sotterraneo.</i>	62
5.3	<i>Fronte d'onda Čerenkov emesso da un muone in moto relativistico in un mezzo.</i>	63
5.4	<i>Definizione di area efficace e volume efficace.</i>	66
5.5	<i>La torre di NESTOR.</i>	68
5.6	<i>Rappresentazione del modulo ottico con il fotomoltiplicatore Hamamatsu da 15" al suo interno.</i>	69
5.7	<i>Il futuro ampliamento a 7 torri di NESTOR.</i>	70
5.8	<i>Diagramma a blocchi del set-up sperimentale.</i>	73
5.9	<i>Il cilindro di accoppiamento della fibra ottica con il LED con l'apertura per i filtri ottici.</i>	74
5.10	<i>Spettri di calibrazione per il fototubo di riferimento EMI da 2". Figura A: $N_{pe} = \text{Numero di foto} - \text{elettroni} = 110$; B: $N_{pe} = 76$; C: $N_{pe} = 7$; D: $N_{pe} \simeq 4$.</i>	75
5.11	<i>Distribuzioni delle ampiezze di impulso registrate con il fotomoltiplicatore EMI 2" con (graf. B) e senza segnale (graf. A).</i>	77
5.12	<i>Distribuzioni delle ampiezze di impulso relative al 2" con il fit della parte esponenziale e gaussiana ed i relativi parametri ricavati dal fit.</i>	78

5.13	<i>Distribuzioni delle ampiezze di impulso relative al fototubo EMI 2" con (graf. A) e senza (graf. B) il fondo esponenziale. Nel grafico B si riporta anche il numero di conteggi della rimanente parte gaussiana (cioè il numero di conteggi dovuti a singolo foto-elettrone).</i>	79
5.14	<i>Distribuzione delle ampiezze di impulso registrate con il secondo fototubo EMI da 2" (graf A.). Nel graf B. si riporta la distribuzione dopo la sottrazione della parte esponenziale insieme con il numero di conteggi restanti (solo parte gaussiana).</i>	81
5.15	<i>Distribuzione delle ampiezze di impulso registrate con il fotomoltiplicatore Hamamatsu 15" con (graf. B) e senza (graf. A) segnale.</i>	83
5.16	<i>Distribuzione delle ampiezze di impulso relative al 15" con (graf. A) e senza (graf. B) parte esponenziale. Nel graf. B si riporta anche il numero di conteggi dovuti a singoli foto-elettroni (parte gaussiana rimasta dopo la sottrazione).</i>	84
5.17	<i>Distribuzioni delle ampiezze di impulso relative al 15" con il fit della parte esponenziale e gaussiana ed i relativi parametri ricavati dal fit.</i>	85
5.18	<i>Variazione dell'angolo ϕ rispetto alla direzione normale alla superficie del fototubo, nel caso particolare $\theta = 40^\circ$.</i>	87
5.19	<i>Efficienza di conversione del fototubo Hamamatsu da 15" in funzione dell'inclinazione del collimatore, fissato un angolo $\theta = 20^\circ$ rispetto alla perpendicolare.</i>	89
5.20	<i>Efficienza di conversione per $\theta = 40^\circ$.</i>	90
5.21	<i>Efficienza di conversione per $\theta = 60^\circ$.</i>	91
5.22	<i>Efficienza di conversione per $\theta = 90^\circ$.</i>	92
5.23	<i>Efficienza di conversione al variare di θ con $\phi = 0^\circ$ (collimatore perpendicolare alla superficie del fototubo).</i>	93
5.24	<i>Efficienza di conversione, fissato l'angolo $\theta = 20^\circ$ rispetto all'asse del fotomoltiplicatore, al variare di ϕ. Si noti che per $\phi = 30$ e 50° (cioè quando i fotoni hanno un angolo di incidenza tale da attraversare due volte il fotocatodo) si ha un raddoppio dell'efficienza.</i>	94

6.1	<i>Rappresentazione geometrica della traiettoria di un muone e dei coni Čerenkov emessi al suo passaggio. Sono indicate le quantità importanti per la ricostruzione della traccia e due piani della torre.</i>	97
6.2	<i>Rappresentazione schematica di una coppia di fototubi dopo la rotazione di uno dei due nel piano che contiene la traiettoria e l'altro PMT.</i>	98
6.3	<i>Derivazione della lunghezza L misurata sulla traccia.</i>	100
6.4	<i>Definizione dell'angolo α.</i>	101
6.5	<i>Andamento giornaliero della posizione di Markarian rispetto alla verticale del luogo di osservazione (angolo di zenith).</i>	103
6.6	<i>A) Flusso di μ^+ e μ^- in funzione dell'energia, originato da un flusso differenziale di neutrini pari a $dN_{\nu+\bar{\nu}_\mu}/dE = 9.2 \times 10^{-17} E^{-1}$ (E in GeV) proveniente dall'AGN Markarian 421 (come calcolato nel capitolo 4). Il flusso è integrato su un ciclo di osservazione (pari a 86160 sec.). B) Lo stesso flusso moltiplicato per E_μ.</i>	104
6.7	<i>A) Flusso di μ^+ e μ^- in funzione dell'energia, originato da un flusso differenziale di neutrini pari a $dN_{\nu+\bar{\nu}_\mu}/dE = 5.0 \times 10^{-9} E^{-2}$ (E in GeV) proveniente dall'AGN Markarian 421 (come calcolato nel capitolo 4). Il flusso è integrato su un ciclo di osservazione (pari a 86160 sec.). B) Lo stesso flusso moltiplicato per E_μ.</i>	105
6.8	<i>Ricostruzioni di eventi con $E_\mu = 100$ GeV. Graf. A: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita. Graf. B: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita con taglio a valori $\chi^2/n < 1.5$. Graf. C: Valori del χ^2/n (ottenuti dalla minimizzazione). Graf. D: χ^2/n vs. angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita.</i>	108
6.9	<i>Le due tracce mostrate in figura producono, nell'approssimazione di onda piana, lo stesso fronte d'onda di luce Čerenkov.</i>	109

6.10	<i>Ricostruzioni di eventi con $E_\mu = 1$ TeV. Graf. A: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita. Graf. B: Angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita con taglio a valori $\chi^2/n < 1$. Graf. C: Valori del χ^2/n (ottenuti dalla minimizzazione). Graf. D: χ^2/n vs. angolo nello spazio fra la traccia generata e quella ricostruita.</i>	111
6.11	<i>Aree efficaci medie per eventi ricostruiti entro 5° dalla traccia simulata. La media è stata effettuata su una distribuzione uniforme in Θ.</i>	113
6.12	<i>Efficienza di ricostruzione in funzione dell'angolo di zenith Θ per muoni con $E_\mu = 1$ TeV. ($\Theta = 90^\circ =$ muoni orizzontali).</i>	115
6.13	<i>Definizione dell'angolo α.</i>	120

Elenco delle tabelle

1.1	Caratteristiche degli AGN identificati da EGRET	8
4.1	Fit degli andamenti spettrali dei pioni ottenuti con la simulazione Monte Carlo.	39
5.1	Valori delle efficienze di conversione relative al fotomoltiplicatore Hamamatsu 15" per diversi angoli di incidenza θ rispetto all'asse del PMT e diverse inclinazioni del collimatore ϕ rispetto alla normale al fototubo.	88
6.1	Valori delle percentuali di eventi ricostruiti (con angolo θ nello spazio tra la traccia ricostruita e quella generata $< 5^\circ$) sul numero di eventi generati per le energie del muone prese in considerazione. Sono riportati anche i corrispondenti valori delle aree efficaci medie, calcolate secondo la formula riportata nel testo.	112